

КОМИЛ АҲМАДЖОНОВ

# ФИЗИКА КУРСИ

III ТОМ

ОПТИКА, АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

ҚАЙТА ИШЛАНГАН ИККИНЧИ НАШРИ

*ЎзССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлиги  
олий ўқув юр்தларининг инженер-техник ихтисоси  
бўйича ўқувчи студентлари учун дарслик сифатида  
рухсат этган*

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1989

Тақризчилар: физика-математика фанлари доктори — Абдужамилев Ш., физика-математика фанлари кандидатлари, доцентлар—Абдуллаев Ф. А., Исҳақов Ф., Мир-жонов Т. А., Мухтасимов Ф. Н Собиров С. С.

Ушбу дарслик СССР Олий ва ўрта махсус министрлигининг Олий таълим бўйича ўқув-методиқ бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида қайта ишланди. Унда физика курсининг квант статистикаси ва қаттиқ жисмлар физикасига оид маълумотлар ҳам акс эттирилди.

Дарслик олий техника ўқув юртлирининг инженер-техник ихтисоси бўйича ўқувчи студентлари учун мўлжалланган бўлиб, ундан педагогика институтларининг студентлари ва физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

А  $\frac{1601010000 - 84}{353 (04) - 89}$  153 — 89

ISBN 5 — 645 — 00655 — 0

© «Ўқитувчи» нашриёт и,  
Т., 1983

© «Ўқитувчи» нашриёти,  
Т., 1989, ўзгаришлар  
билан

Ўзбекистондаги анималар олий техника ўқув юртлирининг студентлари учун тавсия этилган уч томлик «Физика курси» дарслигининг қайта ишланган ва тўлдирилган иккинчи нашрига оид якунловчи учинчи томидир. Мазкур том ҳам СССР олий ва ўрта махсус министрлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган программага риоя қилинган ҳолда қайта ишлаб тўлдирилди.

Учинчи томга икки янги боб (IX ва X боблар) киритилдики, уларда квант статистикаси ва қаттиқ жисмлар физикасига оид маълумотлар замонавий тасаввурларни қисқа ва аниқ акс эттирадиган тарзда баён этилди. Республикамиз мактабларида физика ўқитиш соҳасида йўл қўйилган баъзи типик камчиликларни эътиборга олиб, ўқув материални ортиқча математик ифодалар билан мураккаблаштирмаслик, аксинча физик ҳодиса ва қонунларнинг моҳиятини тушунарлироқ акс эттириш, абстракт тушунчалар ва микродунё ҳодисаларини баён этишда макродунёдаги ўхшаш ҳодисалардан фойдаланиш асосий мақсад қилиб олинди.

Дарсликнинг биринчи нашрига оид ўз фикр ва мулоҳазаларини билдириб, мазкур нашрни яхшилашга ҳисса қўшган барча ҳамкасбларга самимий миннатдорчилигимни изҳор этаман.

*Муаллиф*

### 1-§. Ёруғлик — электромагнит тўлқин

Ёруғлик интерференцияси, дифракцияси, дисперсияси, қутбланиши каби оптик ҳодисаларни ёруғлик — электромагнит тўлқиндир деб тасаввур қилиш асосида, иссиқлик, нурланиш, фотоэффект, Комптон эффекти каби ҳодисаларни эса ёруғлик — фотонлар (электромагнит нурланиш улушлари) оқими деб тасаввур қилиш асосида тушунтиришга эришилди.

Электромагнит тўлқинлар диапазони ниҳоятда кенг. Хусусан, инсон кўзи сеза оладиган электромагнит тўлқинларнинг частоталари

$$\nu = (0,75 - 0,40) \cdot 10^{15} \text{ Гц} \quad (1.1)$$

диапазонга мос келади. Бу диапазондаги электромагнит тўлқинлар ёруғлик тўлқинлар деб юритилади. Бошқача айтганда, механик тебранишлар частоталарининг маълум диапазонини инсон товуш тарзида қабул қилганидек, электромагнит тўлқинлар частоталарининг юқорида келтирилган диапазонини кўзимиз ёруғлик сифатида қайд қилади. Ёруғлик тўлқинларни бир қатор монохроматик ёруғлик тўлқин (частоталар интервали  $\Delta\nu$  ниҳоят кичик бўлган ёруғлик тўлқин) ларнинг йиғиндисидан иборат, деб тасаввур қилиш мумкин. Монохроматик ёруғлик тўлқинни инсон кўзи маълум рангли ёруғлик сифатида тасаввур қилади.

Амалда ёруғлик тўлқинни частота билан эмас, балки ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги  $\lambda_0$  билан характерлаш одат бўлган. Ёруғлик тўлқинлар учун

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} (0,40 - 0,75) 10^{-6} \text{ м} = (0,40 - 0,75) \text{ мкм} \quad (1.2)$$

интервал мос келади. Бу ерда  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги

тезлиги. Ҳозирги вақтда энг замонавий тажрибалар асосида ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги учун  $c = (299792456,2 \pm \pm 1,1) \text{ м/с}$  деб қабул қилинган. Диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$ , магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  бўлган бир жинсли диэлектрик муҳитда эса ёруғлик  $u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$  тезлик билан тарқалади. Зеро, вакуум ва диэлектрик муҳит чегарасида ёруғлик тезлиги ўзгаради. Натижада ёруғлик тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши ўзгаради, яъни ёруғликнинг синиши рўй беради. Ёруғликнинг вакуумдаги ва муҳитдаги тарқалиш тезликларининг нисбати, яъни

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.3)$$

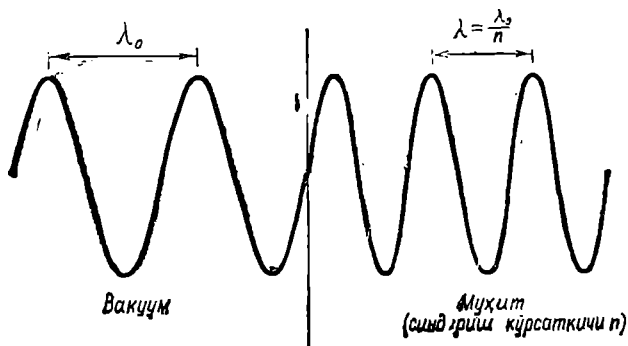
катталиқ мазкур муҳитнинг синдириш кўрсаткичи деб аталади.

Ёруғликнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги эса қуйидагича аниқланади:

$$\lambda = \frac{u}{\nu} = \frac{c}{\nu \sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{\nu} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (1.4)$$

Демак, муҳитнинг оптик зичлиги қанчалиқ каттароқ (яъни  $n$  нинг қиймати каттароқ) бўлса, ёруғликнинг мазкур муҳитдаги тўлқин узунлиги вакуумдаги тўлқин узунлигидан кескинроқ фарқланади. Бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги ўзгаради (1.1-рasm), лекин унинг ранги ўзгармайди, чунки ёруғлик частотаси барча муҳитларда бирдай бўлади.

Ёруғлик тўлқинида  $E$  ва  $H$  векторлар тебранади. Тажрибалар асосида ёруғликнинг фотохимиявий, фотоэлектрик, фи-



1.1-рasm

зиологик ва бошқа таъсирлари  $E$  векторнинг тебранишлари туйфайли вужудга келиши аниқланган. Шунинг учун бундан кейинги мулоҳазаларда  $E$  вектор тебранишлари ҳақида фикр юритамиз,  $H$  векторни эса деярли эсламаймиз. Аммо  $E$  векторга перпендикуляр равишда  $H$  вектор ҳам тебранаётганлигини унутмаслик керак. Баъзан,  $E$  векторни ёруғлик вектор деб юритилишининг боиси ҳам шунда. Зеро,  $Ox$  йўналишда тарқалаётган  $\omega$  частотали монохроматик ёруғлик тўлқинини

$$E = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \quad (1.5)$$

теглама билан ифодалаш мумкин. Бунда  $A$  билан ёруғлик вектор амплитудасининг модули белгиланди. Ёруғлик ютмайдиган муҳитда тарқалаётган ясси тўлқин учун  $A = \text{const}$ , сферик тўлқин учун  $A \sim \frac{1}{x}$ . Ёруғлик тўлқин билан бирга-

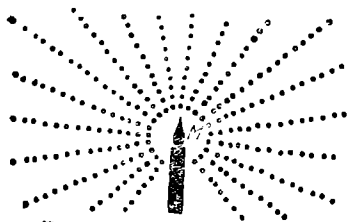
ликда кўчирилаётган энергия оқими зичлигининг вақт бўйича ўртача қийматининг модули ёруғлик интенсивлиги ( $I$ ) деб аталади. Ёруғлик интенсивлиги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  га ва ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал:

$$I \sim nA^2. \quad (1.6)$$

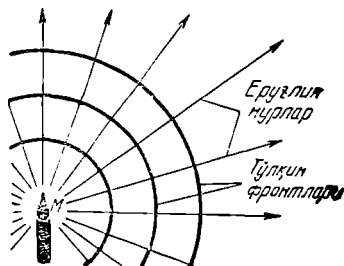
Ёруғлик бир жишли муҳитда тарқалаётган бўлса,  $I \sim A^2$  деб ҳисоблаш мумкин, лекин ёруғликнинг бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишида  $n$  эътиборга олиниши керак.

## 2-§. Ёруғлик интерференциясининг моҳияти

Ёруғликнинг электромагнит тўлқин назариясини XIX асрнинг иккинчи ярмида Максвелл яратган. Лекин бу давргача ҳам ёруғлик табиати тўғрисида иккита гипотеза мавжуд эди:



1.2- расм



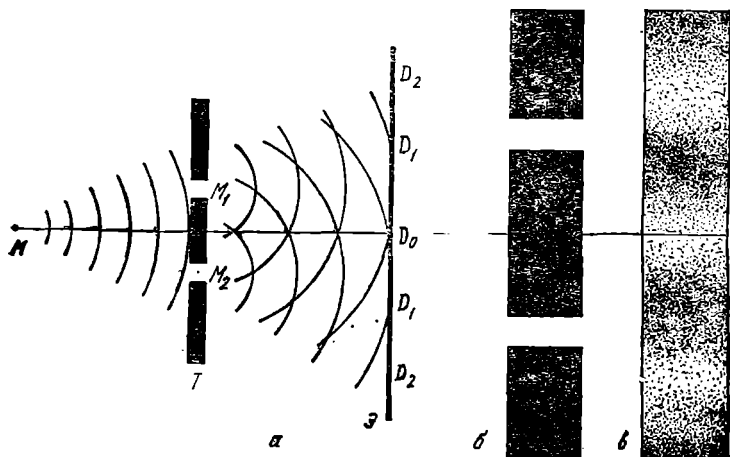
1.3- расм

1. Ньютон илгари сурган *корпускуляр гипотезага* асосан, ёруғлик жуда кичик зарралар (корпускулалар) оқимидан иборат. Корпускулалар ёруғлик манбаидан нур деб аталувчи тўғри чизиқлар бўйлаб оқиб чиқади (1.2-расм).

2. *Тўлқин гипотезани* эса Гюйгенс яратди. 1.3-расмда тўлқин гипотезага асосан,  $M$  манбадан ёруғликнинг нурлиниши тасвирланган. Манбадан тарқалаётган тўғри чизиқлар нурлар деб аталади. Бу нурлар тўлқин фронтлари деб аталадиган сферик сиртларга перпендикулярдир. Манбадан узоқлашилган сари тўлқин fronti яссироқ бўлаверади.

Ньютон ва Гюйгенсларнинг вафотларидан сўнг ҳам бу икки гипотеза тарафдорлари орасида узоқ баҳслар давом этди. Лекин 1801 йилда ёш инглиз физиги Юнг амалга оширган тажриба барча олимларнинг диққатини ўзига жалб этди.

Бу оддий, лекин ажойиб тажрибанинг схемаси 1.4-расмда тасвирланган. Бунда  $M$  — ёруғлик манбаи,  $M_1$  ва  $M_2$  тўсиқдаги жуда тор тирқишлар. Улар бир-биридан  $1 \div 2$  мм узоқликда жойлашган. Ньютоннинг корпускуляр гипотезасига асосан,  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан ўтган корпускулалар туфайли Э экранда тирқишларнинг шаклига монанд равишда икки ёруғ соҳа вужудга келиши лозим эди (расмнинг б қисмига қ.). Ваҳоланки, экранда бир неча ёруғ ва қоронғи соҳалар кузатилади (расмнинг в қисмига қ.). Қизиги шундаки,  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлар ўрта нуқтасининг қаршисида ёруғ соҳа вужудга келди. Бу тажрибада куза-



1.4- расм

тилган ҳодиса *ёруғлик интерференцияси* деб ном олди. Интерференция сўзи латин тилидаги *interfere* — «халақит бермоқ» деган феълдан келиб чиққан. Ҳақиқатан, ёруғликни тўлқин деб қараладиган бўлса, экрандаги ёруғ ва қоронғи соҳаларнинг вужудга келишини қуйидагича тушунтириш мумкин.  $M_1$  ва  $M_2$  лардан чиқаётган тўлқинлар экраннинг  $D_0$  ва  $D_2$  соҳаларида учрашиб, бир-бирини кучайтиради. Бу тўлқинлар экраннинг  $D_1$  соҳасида учрашганда эса бир-бирини сусайтиради. Шу мисолни ёруғликнинг электромагнит тўлқин назарияси асосида муҳокама қилайлик.  $M_1$  ва  $M_2$  лардан тарқалаётган ёруғлик тўлқинлар етиб келган нуқталарда мос равишда

$$A_1 \cos(\omega t + \varphi_{10}) \text{ ва } A_2 \cos(\omega t + \varphi_{20})$$

тебранишларни уйғотади. Бу тебранишлар бир-бири билан қўшилиши туфайли вужудга келадиган натижавий тебраниш частотаси ҳам  $\omega$  бўлади, амплитудаси  $A$  эса қўшилувчи тебранишлар амплитудалари билан қуйидагича боғланган:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.7)$$

Қўшилаётган тебранишлар фазаларининг фарқи  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$  вақт ўтиши билан ўзгармаса, қуйидаги хусусий ҳоллар амалга ошиши мумкин.

1. Фазалар фарқи  $\pi$  га жуфт каррали ( $\Delta\varphi = 2k\pi$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ ), яъни қўшилаётган ёруғлик тўлқинлар бир хил фазада тебранаётган бўлса, (1.7) ифодадаги  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$  бўлади. Шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси

$$A = A_1 + A_2$$

бўлади. Бундай ҳол экраннинг  $D_0, D_2$  соҳаларида амалга ошади.

2. Фазалар фарқи  $\pi$  га тоқ каррали ( $\Delta\varphi = (2k - 1)\pi$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ ), яъни қўшилаётган ёруғлик тўлқинлар қарама-қарши фазада тебранаётган ҳолда  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$  бўлади.

Натижада (1.7) ифодадан фойдаланиб

$$A = |A_1 - A_2|$$

деган хулосага келамиз. Шунинг учун экраннинг  $D_1$  соҳаларида энг кам ёруғлик кузатилади.



3. Фазалар фарқи ( $2k - 1$ ) $\pi$  билан  $2k\pi$  интервалида бўлган ҳолларда эса

$$|A_1 - A_2| < A < A_1 + A_2 \quad (1.8)$$

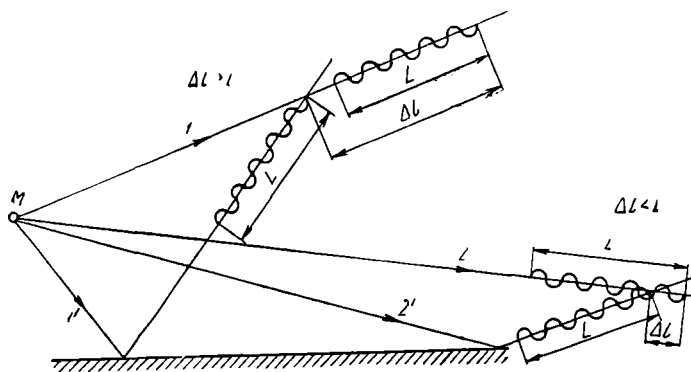
муносабат бажарилди.

Қўшилувчи тебранишлар амплитудалари тенг,  $A_1 = A_2$  бўлган хусусий ҳолда, экраннинг  $D_1$  соҳаларида қўшилувчи тебранишлар бир-бирини бутунлай йўқотади, натижада қоронғилик кузатилади.  $D_0, D_2$  соҳаларда эса натижавий тебраниш амплитудаси 2 марта, интенсивлиги эса 4 марта ошади.

### 3-§. Когерентлик

Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида ёруғлик интерференцияси рўй беради. Бошқача айтганда,  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлар ёруғлик манбалари вазифасини ўтайди. У ҳолда қуйидаги савол туғилади хонада икки электр лампа ёруғлик тарқатиб турган бўлса, хонанинг ёритилган соҳаларидаги ёруғлик интенсивлиги айрим лампалар туфайли вужудга келувчи интенсивликлар йиғиндисига тенг бўлади, яъни ёруғлик интенсивлигининг максимум ва минимумлари кузатилмайди. Бунинг сабаби нимада?

Юнг тажрибасини муҳокама қилаётганимизда  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан тарқалган ёруғлик тўлқинларнинг частоталари бир хил, фазаларининг фарқи эса ўзгармас деб ҳисоблаганимизни эслайлик. Бу шартлар бажарилганда қўшилувчи



1.5- расм

ёруғлик тўлқинлар *когерент тўлқинлар* дейилади. Когерент ёруғлик тўлқинлар устма-уст тушгандагина тургун интерференцион манзара кузатилади. Табиий ёруғлик манбалари эса (хусусан, ёниб турган электр лампаси ҳам) когерент бўлмаган тўлқинлар нурлантиради. Ҳақиқатан, табиий манбалар сочаётган ёруғлик кўп атомлар нурланишларининг йиғиндисидан иборат. Ҳар бир атом бошқа атомларга боғлиқ бўлмаган ҳолда нурланиш чиқаради. Алоҳида атомнинг нурланиш чиқариш вақти  $10^{-8}$  секундлар чамаси давом этади. Бу вақт давомида атом чиқарган нурланиш (яъни электромагнит тўлқин) бир қатор дўнглик ва ботиқликлардан иборат бўлади. Уни *тўлқинлар тизмаси* деб атайлик. Тўлқинлар тизмасининг узунлигини (1.5-расмда  $L$  деб белгиланган) топиш учун ёруғлик тўлқиннинг тезлиги  $c$  ни атомнинг нурланиш вақти  $\tau \approx 10^{-8}$  с га кўпайтирамиз:

$$L = c \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 10^{-8} \text{ с} \approx 3 \text{ м}. \quad (1.9)$$

Ёруғлик манбаидаги атомлар хастик рағишда «чақнаб» ва «ўчиб» туради. Шунинг учун турли атомлар томонидан чиқарилган тўлқин тизмаларининг частоталари, амплитудалари ва бошланғич фазалари турлича бўлади. Ҳатто ёруғлик фильтр ёрдамида икки табиий ёруғлик манбаидаги бир хил атомлар чиқарадиган бир хил частотали (яъни монохроматик) тўлқинларни ажратиб олганимизда ҳам, улардаги алоҳида тизмаларнинг фазалар фарқи ўзгариб туради. Шунинг учун бундай монохроматик ёруғлик тўлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида вужудга келадиган интерференцион манзара жуда қисқа вақт сақланиб туради. Сўнг навбатдаги тўлқинлар тизмаси туфайли янги интерференцион манзара вужудга келади. Лекин бу манзарадаги максимум ва минимумларнинг жойлашуви олдинги тўлқинлар тизмаси туфайли вужудга келган интерференцион манзарадагидан фарқ қилади. Шу тариқа интерференцион манзаралар жуда тез ўзгариб туради. Инсон кўзи эса секунднинг ўнли улушларига тенг вақт ичидаги ўзгаришларни сезишга қодир, холсс. Бу вақт ичида интерференцион манзара бир неча миллион марта ўзгаришга улгуради. Демак, биз бу миллион манзаранинг устма-уст тушишини кузатамиз, холсс. Албатта, бунинг натижасида интерференцион максимум ва минимумлардан ҳеч қандай из қолмайди. Шундай қилиб, икки табиий ёруғлик манбаи туфайли интерференцион манзара кузатилмаслигининг сабаби — ёруғлик манбаларидан тарқалаётган нурларнинг когерент эмаслигидадир, дея оламиз. У

ҳолда ёруғлик интерференциясини қандай амалга ошириш мумкин, деган савол туғилади.

Ёруғлик интерференциясини кузатиш учун бир қатор сунъий усуллардан фойдаланилади. Уларнинг барчасининг ҳам принципи шундан иборатки, бир манбадан чиқаётган ёруғлик нурланиш икки қисмга ажратилади, сўнг улар интерференциялашиши учун учраштирилади (1.5-расмга қ.). Бу тўлқинлар ажралиш жойидан учрашиш жойигача турли йўллари босиб ўтади. 1.5-расмда икки ҳол тасвирланган:

а) 1 нур қисқароқ, 1' эса узунроқ йўлни босиб ўтади. Бу иккала нурларнинг  $\Delta l$  йўл фарқи тўлқин тизмасининг  $L$  узунлигидан катта. Натижада бир атом томонидан нурлантирилган, ammo турлича узунликдаги йўллари босиб ўтаётган ёруғлик тўлқинлар интерференциялашмайди, чунки 1' тўлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келганда, қисқароқ йўл босаётган 1 тўлқин тизмасининг охири учрашиш нуқтасидан ўтиб кетган бўлади.

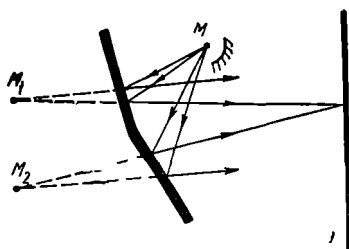
б) 2 ва 2' тўлқин тизмаларининг  $\Delta l$  йўл фарқи тўлқин тизмасининг  $L$  узунлигидан кичик бўлгани учун улар интерференциялашади. Ammo 2 тўлқин тизмасининг бир қисми ( $\Delta l$  га тенг қисми) учрашиш нуқтасидан ўтиб бўлганда, 2' тўлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келади. Натижада 2 ва 2' лар бир-бири билан тўлиқ эмас, балки қисман учрашади. Шунинг учун  $\Delta l$  катталашган сари интерференцион манзара сусайиб боради. Интерференцион қурилмалардаги йўл фарқи тўлқин тизмасининг узунлигидан жуда кичик бўлади. Шу сабабли бу нурларда интерференцион манзара деярли сусаймайди.

Одатда, тўлқин тизмасининг  $L$  узунлиги *когерентлик масофаси*, атомнинг нур чиқариб туриш вақти  $\tau$  эса *когерентлик вақти* деб аталади.

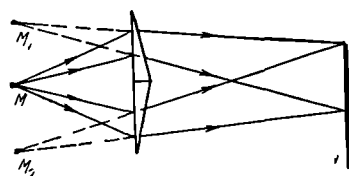
Шу принцип, яъни табиий ёруғлик манбадан чиқаётган нурнинг ўзини-ўзи билан интерференциялаштириш принципи асосида ёруғликнинг бир қатор интерференция усуллари амалга оширилган.

Юқорида муҳокама қилинган Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлар икки когерент манбалардек хизмат қилади.

Когерент манбаларни ҳосил қилишда энг кўп қўлланиладиган усул Френель кўзгуларидан фойдаланишдир (1.6-расм). Иккита ясси кўзгу бир-бирига  $180^\circ$  га яқин бурчак сстида ёндештирилади.  $M$  манбадан чиқаётган ёруғлик нурлари кўзгулардан қайтиб шундай йўналадики, бу йўналишларни тескари томонга давом эттирсак (расмдаги пунктир чизиқлар), улар кўзгулар орқасидаги  $M_1$  ва  $M_2$  нуқталарда уч-



1.6- расм

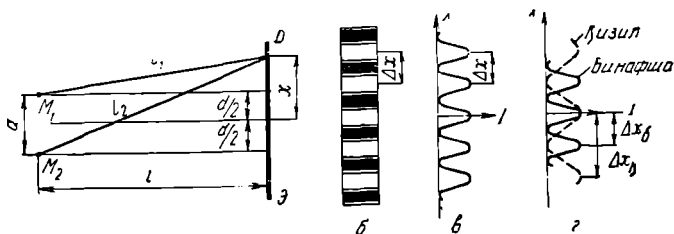


1.7- расм

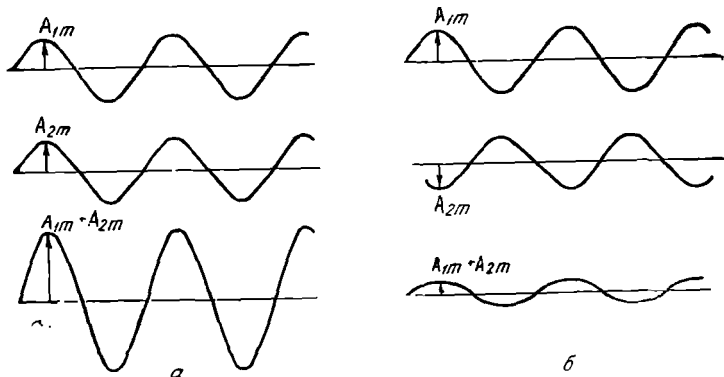
рашади. Бу нуқталар  $M$  манбанинг кўзгулардаги тасвирларидир. Демак, кўзгулардан қайтиб  $\mathcal{E}$  экранга тушаётган ёруғлик нурлари худди  $M_1$  ва  $M_2$  мавҳум когерент манбалардан чиқаётгандек бўлади. Улар экранда турғун интерференцион манзарани ҳосил қилади. Френель бипризмасидан фойдаланиш ҳам когерент ёруғлик нурларини ҳосил қилиш имконини беради (1.7-расм). Бу ҳолда мавҳум когерент манбалар ( $M_1$  ва  $M_2$  лар) табиий ёруғлик манбаи  $M$  дан чиқаётган нурларнинг бипризмада синиши туфайли вужудга келади.

#### 4- §. Интерференцион манзарани ҳисоблаш

Икки реал ёхуд мавҳум когерент ёруғлик манбаларни чизма текислигида бир-биридан  $d$  масофа узоқликда жойлашган бўлсин (1.8-а расм). Манбаларга параллел қилиб улардан  $l$  масофа узоқликда ( $l \gg d$ )  $\mathcal{E}$  экран жойлаштириб, унда ихтиёрий  $D$  нуқтани танлаб олайлик. Бу нуқтанинг манбалардан узоқлигини мос равишда  $l_1$  ва  $l_2$  деб, экраннинг марказий чизигидан узоқлигини  $x$  деб белгилайлик. Бу нуқтага когерент  $M_1$  ва  $M_2$  манбалардан етиб келаётган ёруғлик тўлқинлар учун йўл фарқини ҳисоблайлик. Расмдан



1.8- расм



1.9- расм

қўринишича,  $l_1$  ва  $l_2$  лар тўғри бурчакли учбурчакларнинг гипотенузлари. Шунинг учун қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2.$$

Бу ифодаларни бир-биридан айирсак,  $l_2^2 - l_1^2 = 2xd$  ёки  $(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd$  бўлади. Агар  $l_2 - l_1 = \delta$  белгиласак, юқоридаги ифодадан

$$\delta = \frac{2xd}{l_2 + l_1} \quad (1.10)$$

ни ҳосил қиламиз. Лекин  $l \gg d$  деб шартлашган эдик. Шунинг учун  $l_2 + l_1 \approx 2l$  деб ҳисоблаш мумкин. Натижада (1.10) ифода

$$\delta \approx \frac{2xd}{2l} = x \frac{d}{l} \quad (1.11)$$

қўринишга келади. Агар  $\delta$  нинг қиймати ёруғлик тўлқинининг ярим узунлиги ( $\lambda_0/2$ ) га жуфт каррали бўлса,  $D$  нуқтага когерент манбалардан етиб келаётган тўлқин тизмалари бир хил фазаларда бўлади. Бир хил фазадаги тебранишларнинг қўшилиши натижасида вужудга келган натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади (1.9-а расмга қ.). Агар  $\delta$  нинг қиймати ( $\lambda_0/2$ ) га тоқ каррали бўлса, манбалардан  $D$

нуқтага етиб келаётган тўлқин тизмалари қарама-қарши фазаларда бўлади. Бу ҳолда натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг айирмасига тенг бўлади (1.9-б расмга қ.). Ёруғлик интенсивлиги эса тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал [(1.6) ифодага қ.]. Шунинг учун экрандаги *интерференцион манзаранинг максимум ва минимум шартлари* қуйидаги кўринишга келади:

$$\delta_{\text{макс.}} = \pm 2k \frac{\lambda_0}{2}; \quad k = 0, 1, 2, \quad (1.12)$$

$$\delta_{\text{мин.}} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}; \quad k = 0, 1, 2, \quad (1.13)$$

1.8-б расмда экрандаги интерференцион манзара, 1.8-в расмда эса экраннинг марказий чизигидан икки томонга узоқлашилган сари монохроматик ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши тасвирланган. Бу расмлардан кўришиб турибдики, экраннинг марказий чизиги бўйлаб интенсивликнинг максимуми, бу максимумдан икки томонга қараб ( $x$  ўқи бўйича) навбатма-навбат қоронғи ва ёруғ соҳалар кузатилади. Шуни ҳам қайд қилайликки, юқорида баён этилган интерференцион манзаралар чизиқли манбалар (масалан, энсизгина ўзаро параллел тирқишлар) учун ўринли. Шунинг учун экрандаги ёруғ ва қоронғи соҳалар (максимум ва минимумлар) йўл-йўл полоса тарзида кузатилади. (1.11) ва (1.12) ифодалардан фойдаланиб, икки кетма-кет максимумларнинг (масалан,  $k$  ва  $k + 1$  максимумлар) экран марказий чизигидан узоқликлари мос равишда

$$\begin{aligned} x_k &= k\lambda_0 \frac{l}{d}, \\ x_{k+1} &= (k + 1)\lambda_0 \frac{l}{d} \end{aligned} \quad (1.14)$$

эканлигини топамиз. Уларнинг бирини иккинчисидан айирсак, интерференцион манзарадаги икки қўшни максимумлар орасидаги масофа

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \lambda_0 \frac{l}{d} \quad (1.15)$$

бўлади. Бундан,  $\Delta x$  катталиқ ёруғликнинг тўлқин узунлигига ва тажриба параметрларини ифодаловчи  $l/d$  нисбатга боғлиқ, деган хулосага келамиз. Шунинг учун тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғликдан фойда-

ланилса, оқ ёруғлик таркибидаги турли рангли ёруғликлар учун интерференцион манзаралар бир-бирига устма-уст тушмайди. Натижада ранг-баранг тевланадиган интерференцион манзарани кузатамиз. Ҳақиқатан, (1.15) ифодага асосан, бинафша нурлар ( $\lambda_0 = 0,40$  мкм) нинг икки қўшни максимумлари орасидаги масофа қизил нурлар ( $\lambda_0 = 0,75$  мкм) нинг икки қўшни максимумлари орасидаги масофадан кичик. Бу ҳол 1.8-г расмда тасвирланган.

## 5-§. Юпқа пластинкалардаги интерференция

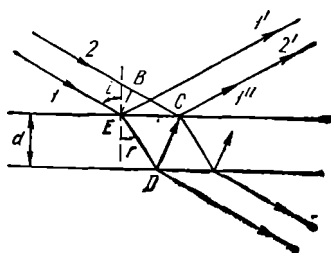
1.10-расмда юпқа шаффоф пластинка катталаштирилган ҳолда тасвирланган. Бу пластинканинг устки ва остки текисликлари ўзаро параллел. Қалинлиги  $d$  га тенг. Пластинкага бирор  $i$  бурчак остида параллел нурлар, яъни ясси ёруғлик тўлқини тушаётган бўлсин. Бу нурлардан ҳаёлан иккитасини (расмда 1 ва 2 деб белгиланган) ажратиб, улар ҳақида мулоҳаза юргизамиз. Нурларга перпендикуляр равишда ўтказилган  $EB$  текислик ясси ёруғлик тўлқинининг фронтидир. Бу текисликка етиб келган вақтда 1 ва 2 нурларнинг фазалар фарқи

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

ва йўллар фарқи

$$\delta = 0$$

бўлади.  $E$  нуқтага тушаётган 1 нур қисман қайтади (қайтган нур расмда  $1'$  деб белгиланган), қисман синиб  $ED$  йўналишда давом этади. Синган нур пластинканинг остки текислигига етиб боргач, қисман синиб пластинкадан ҳавога чиқади. Бошқа қисми эса  $DC$  йўналишда пластинка ичига қайтади. Қайтган бу нур пластинканинг устки текислигидан қисман қайтади, қисман синиб ҳавога чиқади (нурнинг бу қисми  $1''$  деб белгиланган). Лекин  $C$  нуқтага ясси ёруғлик тўлқинининг 2 нури ҳам тушади. 1/2 нурнинг пластинка устки текислигидан қайтган қисми (расмда  $2'$  деб белгиланган) ва  $1''$  нур интерференциялашади, чунки пластинканинг устки ва остки текисликларидан қайтган бу нурлар ўзаро когерентдир. Агар пластинка  $\lambda_0$  тўлқин узунликли



1.10-расм

монохроматик нурлар билан ёритилаётган бўлса,  $C$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги  $1$  ва  $2$  нурлар учрашгунча босиб ўтган йўлларнинг фарқига боғлиқ бўлади.  $1$  нур  $EDC$  йўлни,  $2$  нур эса  $BC$  йўлни босиб ўтади. Лекин йўллар фарқи бу икки йўлнинг геометрик айирмасига тенг деб бўлмайди. Бунинг сабаби шундаки,  $1$  нур синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган пластинка ичидаги,  $2$  нур эса вакуумдаги йўлларни босиб ўтади. Шунинг учун  $1$  ва  $2$  нурларнинг геометрик йўллар фарқини эмас, балки оптик йўллар фарқини ҳисоблаш керак. У ҳолда, аввал оптик йўл узунлиги деб аталувчи тушунча билан танишайлик.

Синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда ёруғлик тўлқин вакуумдагига нисбатан  $n$  марта кичик тезлик билан ( $u = \frac{c}{n}$ ) тарқалади. Шунинг учун вакуумда ёруғлик тўлқин бирор чекли вақт давомида муҳитдагига нисбатан  $n$  марта узунроқ йўлни босиб ўта олади. Бу йўл узунлигини *оптик йўл узунлиги* деб аташ одат бўлган. Бошқача айтганда, *оптик йўл узунлиги—синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда ёруғлик тўлқин бирор масофани босиб ўтиши учун кетган вақт давомида ёруғлик вакуумда қандай йўлни босиб ўтиши мумкинлигини кўрсатувчи катталиқдир.*

Бундан ташқари, ёруғлик тўлқин оптик зичлиги кичикроқ муҳит билан оптик зичлиги каттароқ муҳит чегарасидан қайтганда унинг фазаси  $\pi$  га ўзгаради. Бундай ҳолат муҳокама қилинаётган мисолда  $2$  нурнинг  $C$  нуқтадан қайтишида содир бўлади. Бунинг ҳисобга олиш учун йўллар фарқини ҳисоблаётганда  $\delta$  га ёруғликнинг вакуумдаги ярим тўлқин узунлигини қўшиш ёхуд айириш керак.

Натижада  $1$  ва  $2$  нурларнинг  $C$  нуқтадаги оптик йўллар фарқи

$$\delta = (ED + DC) n - BC + \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.16)$$

бўлади. Тригонометрик формулалар ёрдамида  $ED$ ,  $DC$ ,  $BC$ , ларни пластинка қалинлиги  $d$  ва ёруғликнинг тушиш бурчаги  $i$  орқали ифодалаш мумкин. У ҳолда (1.16) ифода қуйидаги кўринишга келади:

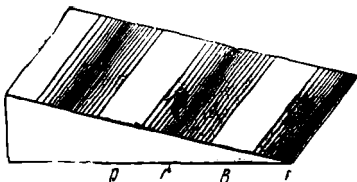
$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.17)$$

Бу ифодага асосан,  $\delta$  нинг қиймати нурларнинг тушиш бурчаги  $i$ , пластинка моддасининг синдириш кўрсаткичи  $n$



ва қалинлиги  $d$  га боғлиқ. Қуйидаги ҳолларни кўрайлик.

1. Ясси-параллел пластинкага тушаётган барча нурлар учун  $i = \text{const}$  бўлсин, яъни пластинкага  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар тушаётган бўлсин.



1. 11-расм

У ҳолда пластинканинг устки ва остки текисликларидан қайтган нурларнинг интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивлигининг максимуми

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k\frac{\lambda_0}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.18)$$

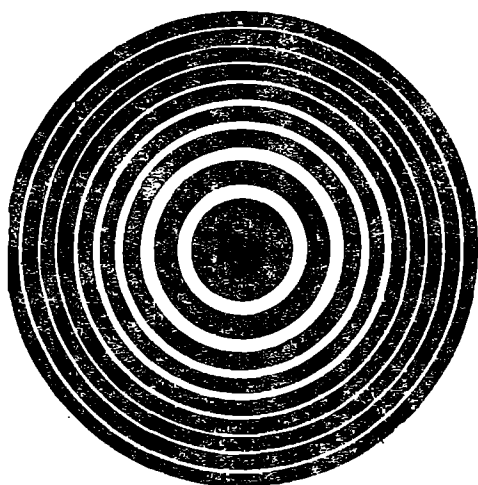
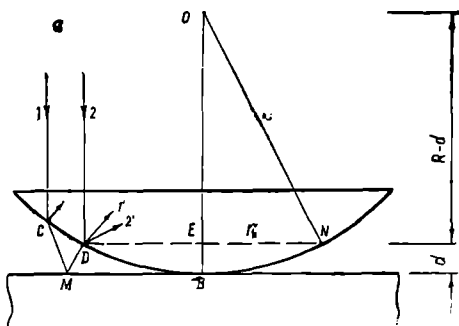
шарт бажарилганда, минимуми эса

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda_0}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.19)$$

шарт бажарилганда кузатилади. Пластинка ясси-параллел, яъни пластинканинг барча қисмларининг қалинлиги бир хил бўлганлиги учун пластинканинг барча соҳаларида  $\delta$  нинг қиймати бир хил бўлади. Шунинг учун (1.18) шарт бажарилган тақдирда пластинка юзининг барча қисми  $\lambda_0$  тўлқин узунликли нурнинг рангига бўялгандек кўринади. (1.19) шарт бажарилганда эса пластинканинг юзи қоронғи бўлади.

2. Нурлар параллел, яъни  $i = \text{const}$ , лекин  $d$  ўзгарувчан бўлсин. Бу ҳолни қуйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Бир-бирининг устига қўйилган икки ясси-параллел пластинкаларнинг оралиғига бир томондан юпқа шиша бўлакчасини қистириб қўйсак, бу икки пластинка оралиғидаги ҳажм понасимон ҳаводан иборат бўлади (1.11-расм). Бу ҳаво пона қалинлиги аста-секин ўзгариб боровчи пластинкадир. Фақат бу пластинканинг моддаси ҳаводан иборат. Ҳаво понанинг  $E$  соҳасида қалинлик жуда кичик. Шунинг учун понанинг шиша пластинкалар билан чегарадеш устки ва остки қатламларидан қайтаётган нурларнинг йўллар фарқи

$\delta = \frac{\lambda_0}{2}$  га жуда яқин бўлади. Понанинг қалинроқ соҳаси томон силжиганимизда шундай  $B$  соҳага етиб келамизки, бу ерда  $\delta = 2\frac{\lambda_0}{2}$  бўлади. Янада қалинроқ соҳалар томон юрганимизда  $\delta = 3\frac{\lambda_0}{2}$  бўлган  $C$  соҳа,  $\delta = 4\frac{\lambda_0}{2}$  бўлган



1.12- расм

*D* соҳа ва ҳоказаларга дуч келамиз, шунинг учун  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар билан ёритилаётган поининг сиртида 1.12-расмда тасвирлангандек навбатма-навбат келувчи қоронғи ва ёруғ йўл-йўл соҳалар (полосалар) намоён бўлади.

Ясси шиша пластинкага радиуси  $R = 1 - 2$  м бўлган ясси-қавариқ линза қўйилган бўлсин. 1.12-*a* расмда бу системанинг кесми тасвирланган. Линза билан шиша пластинка оралиғида ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Линза билан пластинканинг туташи нуқтаси  $R$  дан узоқлашилган сари ҳаво қатламининг қалиنлиги ортиб боради. Линзанинг ясси томониغا тик равишда параллел монохроматик нурлар ту-

шаётган бўлсин. Шу нурлардан бири — 1 нур  $C$  нуқтага етиб боргач, қисман қайтади, қисман ҳаво қатлами ичига кириб боради. Нурнинг бу иккинчи қисми  $M$  нуқтадан қайтгач  $D$  нуқтадан чиқади.  $D$  нуқтага 2 нур ҳам тушяпти, у қисман қайтади.  $1'$  ва  $2'$  нурлар ўзаро когерент, улар устма-уст тушиб интерференциялашади. Натижада концентрик ҳалқалар кузатилади (1.12-б расм) Бу тажрибани биринчи марта Ньютон амалга оширганлиги учун интерференцион манзара *Ньютон ҳалқалари* дейилади.  $k$ -ҳалқанинг радиуси  $r_k$  ва унга мос бўлган ҳаво қатламининг қалинлиги  $d$  орасидаги босғанишни аниқлайлик. Тўғри бурчакли  $EON$  учбурчакдан қуйидаги тенгликни ўза оламиз:

$$R^2 = r_k^2 + (R - d)^2$$

Бу тенгликни соддалаштириб ва  $d^2$  ҳадни кичиклиги туфайли ҳисобга олмасдан қуйидаги

$$d \approx \frac{r_k^2}{2R}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Натижада  $1'$  ва  $2'$  нурларнинг йўллар фарқи

$$\delta = CM + MD + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.20)$$

ифода билан аниқланади. Мазкур ифодада  $CM + MD \approx 2d$  деб олинди, чунки радиуси жуда катта ( $R \approx 1 - 2$  м) бўлган ясси-қавариқ линза ва ясси пластинкадан иборат системанинг ясси текислигига нормал равишда нурлар тушаётганлиги учун  $CM$  ва  $MD$  нурлар ҳам, амалда, нормалдан кам фарқланади. Бинобарин,  $CM \approx MD$  ва  $CM + MD \approx 2d$  деб ҳисоблаш мумкин.

Интерференцион максимум ва минимум ((1.12) ва (1.13) ифодаларга қ.) шартларидан фойдалансак,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.21)$$

тенглик сажарилганда *ёруғ ҳалқалар*,

$$\delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (1.22)$$

тенглик бажарилганда эса қоронғи ҳалқалар вужудга келади. Бу икки тенгликдан ёруғ ҳалқаларнинг радиуслари

$$(r_k)_{\text{макс}} = \sqrt{(k - 1/2)\lambda_0 R} \quad (1.23)$$

ифода орқали, қоронғи ҳалқаларнинг радиуслари эса

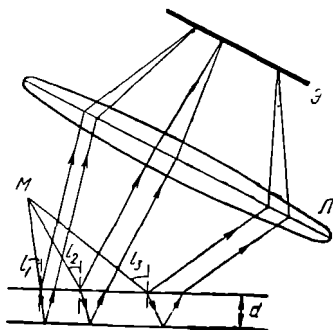
$$(r_k)_{\text{мин}} = \sqrt{k\lambda_0 R} \quad (1.24)$$

ифода орқали аниқланишини топамиз. Қоронғи ҳалқалар интерференцион манзаранинг марказидан бошланади. Шунинг учун қоронғи ҳалқаларнинг ҳисоби  $k = 0$  дан, ёруғ ҳалқаларнинг ҳисоби эса  $k = 1$  дан бошланади.

Шуни ҳам қайд қилайликки, агар тажрибаларда монохроматик нур эмас, балки оқ ёруғликдан фойдаланилса, интерференцион манзаралар ранг-баранг бўялган бўлади.

Юқорида кўрилган иккала мисолда ҳам айрим соҳалардаги интерференциялашувчи нурлар учун йўллар фарқи доимий бўлишининг сабаби муҳит (биз кўрган мисолларда ҳаво пона ва ҳаво қатлами) қалинлигининг доимийлигидир. Бошқача айтганда, шу мисоллардаги ёруғ ва қоронғи соҳаларнинг ҳар бири муҳитнинг бирдай қалинликдаги жойларидан қайтган ёруғлик нурларининг интерференциялашиши сабабли вужудга келади. Шунинг учун юқоридаги тажрибаларда кузатилган полссаларни (1- мисол) ва ҳалқаларни (2- мисол) бирдай қалинлик полосалари ва ҳалқалари дейилади.

3. Пластинка қалинлиги ўзгармас, яъни  $d = \text{const}$  бўлсин, лекин нурларнинг тушиш бурчаклари ҳар хил. Бу ҳолни қуйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Ясси-параллел пластинкага  $M$  нуқтавий манбадан ёруғлик тушаётган бўлсин (1.13-расм). Турли бурчаклар ( $i_1 \neq i_2 \neq i_3$ )



1.13-расм

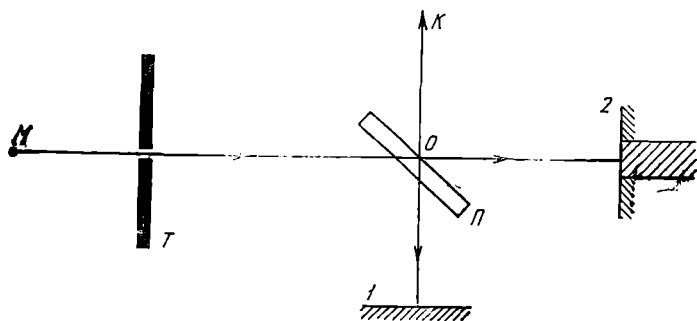
остида тушаётган нурлар пластинканинг устки ва остки сиртларидан қайтиб,  $L$  линзанинг фокал текислигида жойлашган  $\mathcal{E}$  экранда учрашади ва интерференциялашади. Агар тажрибада монохроматик нурлардан фойдаланилса, ёруғлик интерференциясининг натижаси фақат тушиш бурчаги  $i$  га боғлиқ, холос. Бу ҳолда интерфе-

ренцион манзара навбатлашувчи эгри чизиқ шаклидаги йўл-йўл ёруғ ва қоронғи полосалардан иборат бўлади. Ҳар бир полоса нурлар тушиш бурчагининг бирор қийматига мос келади. Шунинг учун бу полосаларни *бирдай қиялик полосалари* деб аталади. Пластинкага оқ ёруғлик тушаётган бўлса, экранда ранг-баранг бирдай қиялик полосаларининг системаси намоён бўлади.

Шуни ҳам қайд қилиш лозимки, юпқа пластинкалардаги интерференция фақат қайтган ёруғликдагина эмас, балки ўтган ёруғликда ҳам кузатилади.

## 6-§. Интерферометрлар. Кўп нурли интерференция

Олдинги параграфларда икки ёруғлик тўлқиннинг ёки бир ёруғлик тўлқин икки қисмининг интерференциялашиши ҳақида мулоҳазалар юритдик. Ёруғлик интерференцияси дан фойдаланиб ёруғлик тўлқиннинг узунлигини, жисмларнинг синдириш кўрсаткичи ёки ўлчамларини аниқлаш мумкин. Бунинг учун тузилиши турлича бўлган интерферометрлардан фойдаланилади. Биринчи интерферометр — Майкельсон интерферометрининг ишлэш принципи билан танишайлик. *M* манбадан чиқаётган монохроматик ёруғлик нурлари ярим шаффоф *П* пластинкага тушсин (1.14-расм). Ёруғлик тўлқин пластинкадан қисман қайтади, қисман ўтади. Қайтган ва ўтган нурлар ўзаро перпендикуляр равишда жойлашган *1* ва *2* кўзгулардан орқага қайтади. *1* кўзгудан қайтган нур *П* пластинкадан қисман ўтиб, *OK* йўналишда кузатувчининг кўзи томон йўналади. *2* кўзгудан қайтган нур *П* дан қайтиб, у ҳам *OK* бўйлаб йўналади. Бу нур биринчи нур билан интерференциялашиши туфайли экранда



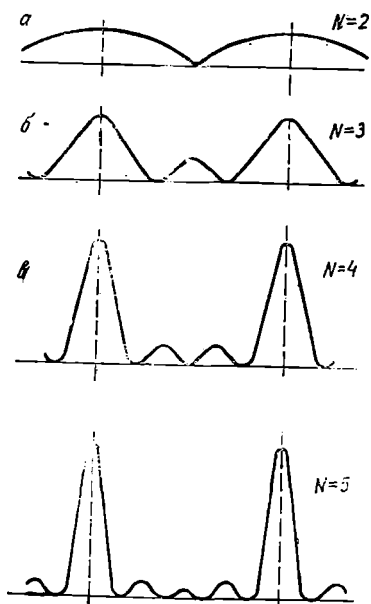
1.14-расм

Қоронғи ва ёруғ полссалардан иборат бўлган интерференцион манзара намён бўлади.

Кўзгулардан бирини (1.14-расмда 2 кўзгу) деформацияси ўрғанилаётган жисмга ёпиштириб қўяйлик. Деформация туфайли жисм (унга бириктирилган кўзгу ҳам)  $\lambda_0/2$  масофага пластинка томон силжисин. У ҳолда иккинчи кўзгуга тушиб, ундан  $\Pi$  томон қайтаётган нур  $2\lambda_0/2$  қадар камроқ йўл юради. Бу эса, ўз навбатида, интерференциялашаётган тўлқинлар йўллари фарқининг ўзгаришига сабаб бўлади. Натижада экрандаги интерференцион манзара олдингисига нисбатан бир тўлиқ полоса қадар силжийди. Шу тариқа интерференцион манзаранинг силжиши жисм деформациясининг катталиги тўғрисида ахборот беради.

Бу мисолда фақат бир техник вазифани бажариш учун мосланган интерферометр билан танишдик. Умуман, турлича вазифаларни ҳал қилишда қўлланиладиган интерферометрларнинг конструкциялари ҳам турлича бўлади. Лекин уларнинг барчасида ўлчаниши лозим бўлган параметр ўзгаришдан, қолганлари эса ўзгармас бўлади.

Аммо икки нурнинг интерференциялашиши туфайли вужудга келадиган манзаранинг бир камчилиги мавжуд: экрандаги ёритилганлик максимумдан минимум томон аста ўзгариб боради. Бошқача қилиб айтганда, максимумлар ёйилганроқ бўлиб,

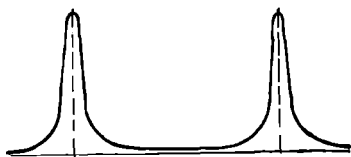


1.15-расм

максимумдан минимум томон аста ўзгариб боради. Бошқача қилиб айтганда, максимумлар ёйилганроқ бўлиб, умумий фонда унчалик аниқ ажралиб турмайди (1.15-а расмга қ.). Интерференцион манзаранинг кескинлигини ошириш мақсадида икки эмас, балки кўпроқ когерент нурларнинг интерференциялашишидан фойдаланилади. 1.15-расмнинг а, б, в, г қисмларида мос равишда тенг амплитудали 2, 3, 4, 5 когерент тўлқинларнинг интерференциялашиши туфайли вужудга келган манзаралар тасвирланган.

Интерференцион манзараларда мужассамлашган

ёруғлик энергия интерференциялашаётган тўлқинлар сони  $N$  га пропорционал, максимумлардаги энергия эса  $N^2$  га пропорционал равишда ортиб боради. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан,  $N$  ортган сари интерференцион манзаранинг максимумлардан бўлак қисмлари қоронғирсқ бўлади ва манзаранинг кўпроқ қисмини эгаллайди. Шунинг учун кўп нурли интерференцияда икки нурли интерференцияга нисбатан максимумлар энсизрсқ ва ёрқинроқ бўлади.

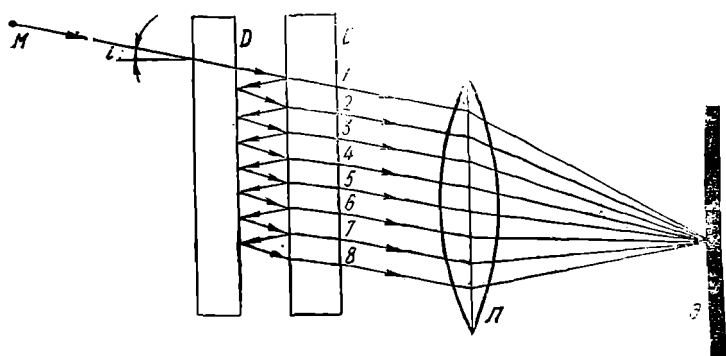


1.16- расм

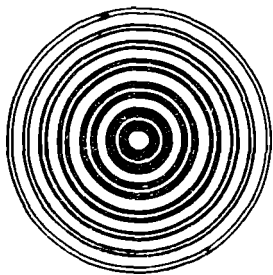
Кўшилувчи тебранишлар амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб борган ҳолларда ҳам вужудга келадиган интерференцион манзара тенг амплитудали тебранишлар қўшилганида ҳосил бўладиган интерференцион манзарага ўхшаш бўлади (1.16- расм). Лекин қўшилувчи тўлқинлар сони етарлича кўп бўлган ҳолда интерференцион манзарадаги кичик максимумлар ва интенсивлиги нолга тенг бўлган соҳачалар йўқолади.

Амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб борувчи кўп нурларнинг интерференцияси Фабри — Перо эталонида қўлланилади. Фабри — Перо эталони (1.17- расм) икки ясси-параллел пластинкадан иборат. Бу пластинкаларнинг бир-бирига қараган томонлари юпқа ярим шаффоф кумуш қатлами билан қопланган. Бу қатламларнинг ёруғликни қайтариш коэффициенти  $\rho \sim 0,90 \div 0,95$ . Фабри — Перо эталонига ёйилувчи монохроматик нурлар тушаётган бўлсин. Расмда ана шу нурлардан бири, аниқроғи, пластинка-

ёруғлик энергия интерференциялашаётган тўлқинлар сони  $N$  га пропорционал, максимумлардаги энергия эса  $N^2$  га пропорционал равишда ортиб боради. Энергиянинг сақланиш қонунига асосан,  $N$  ортган сари интерференцион манзаранинг максимумлардан бўлак қисмлари қоронғирсқ бўлади ва манзаранинг кўпроқ қисмини эгаллайди. Шунинг учун кўп нурли интерференцияда икки нурли интерференцияга нисбатан максимумлар энсизрсқ ва ёрқинроқ бўлади.



1.17- расм



1.18- расм

га  $i$  бурчак остида тушаётган нур тасвирланган. Пластинкалар орасидаги ҳаво қатламида ёруғликнинг йўли 1.17-расмда стрелкалар билан кўрсатилган. В пластинкадан ўзаро параллел 1, 2, 3 ва ҳоказо нурлар чиқади. Бу нурларнинг интенсивликлари уларнинг номерлари ошган сари геометрик прогрессия бўйича камайиб боради. Бу нурлар  $L$  линза билан унинг текислигидаги экранда йиғилади.

Фабри — Перо эталонидида интерференцион манзара ҳалқасимон шаклга эга бўлади. Агар эталонга тушаётган нур икки турли тўлқин узунликли ёруғликдан иборат бўлса, иккита ҳалқа системаси кузатилади (1.18-расм). Тўлқин узунлиги каттароқ бўлган нур туфайли вужудга келган ҳалқанинг радиуси каттароқ бўлади. Шу йўсинда тўлқин узунликлари бир-бирига анча яқин бўлган спектрал чизиқларни текшириш мумкин.

## II В О В

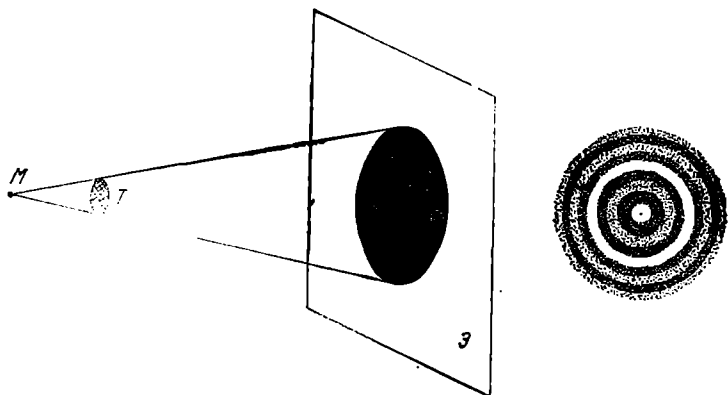
### ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

#### 1-§. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс — Френель принципи

Ёруғлик дифракцияси деб аталадиган ҳодисада ёруғлик нурлари шаффофмас тўсиқлардан эгилиб ўтиб гедометрик соя соҳасига кириб боради. Дифракция сўзи лотинча «*diff-ractio*» «эгилиб ўтиш» дан олинган.

Масалан, нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи  $M$  дан тарқалаётган ёруғлик нурларининг йўлига шаффофмас жисмдан ясалган диск шаклидаги  $T$  тўсиқ жойлаштирилган бўлсин (2.1-а расм). Геометрик оптика қонунларига асосан,  $S$  экранда  $T$  тўсиқнинг сояси — доира шаклидаги қоронғи соҳа кузатилиши лозим. Тажрибада, ҳақиқатан, шундай манзара кузатилади. Лекин тўсиқдан экрангача бўлган масофа тўсиқ ўлчамларидан бир неча минг марта катта бўлган ҳолда экраннинг тўсиқ қаршисидаги соҳасида қоронғилик эмас, балки кетма-кет жойлашган ёруғ ва қоронғи концентрик ҳалқачалар (2.1-б расмга қ.) кузатилади. Худди шундай манзара ёруғлик жуда кичик тирқишдан ўтганда ҳам кузатилади



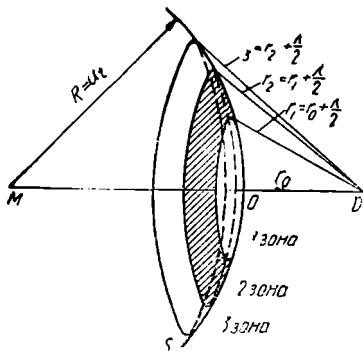


2.1- расм

Геометрик оптика қонунларига зид бўлган ёруғлик дифракциясининг моҳиятини қуйидаги тарзда тушунтирилади. Гюйгенс принцигига асосан, тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиламчи тўлқинларнинг манбалари деб ҳисоблаш мумкин. Френель эса Гюйгенс принципини такомиллаштириб, бу иккиламчи тўлқинларнинг манбаларини когерент манбалар деб ва фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги тебранишни бу нуқтага етиб келган иккиламчи когерент тўлқинлар интерференциялашишининг натижаси деб қараш лозим, деган фикрни илгари сурди. Френель ўзи такомиллаштирган принцип (бу принципни Гюйгенс — Френель принципи деб аташ одат бўлган) ёрдамида ёруғлик дифракциясига оид бир қатор ҳодисаларни тушунтирди. Тўлқин фронтидаги нуқталар, яъни иккиламчи когерент манбалар сони ниҳоятда кўп бўлгани учун иккиламчи тўлқинларнинг фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги интерференциясини ҳисоблаш умумий ҳолда анча қийин масала. Аммо Френель томонидан таклиф этилган тўлқин фронтини зоналарга ажратиш усулидан фойдаланиш натижасида бу ҳисоблашни оддийгина амалга ошириш мумкин.

## 2-§. Френель зоналари

Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи  $M$  дан ёруғлик нурлари (уларнинг муҳитдаги тўлқин узунлигини  $\lambda$ , тезлигини  $u$  деб белгилаймиз) бир жинсли муҳитда тарқалаётган бўлсин. Чеки  $t$  вақтдан сўнг ёруғликнинг тўлқин fronti радиуси  $R = ut$  бўлган сферик сиртдан иборат бўлади. 2.2-



2.2. расм

даланиб ҳал қиламиз.  $M$  ва  $D$  нуқталарни тўғри чизиқ билан бирлаштирайлик. Бу тўғри чизиқ  $S$  сиртини  $O$  нуқтада кесиб ўтади.  $O$  нуқта  $S$  сиртдаги барча нуқталар ичида  $D$  нуқтага энг яқин жойлашган.  $OD$  ни  $r_0$  орқали белгилайлик. Марказлари  $D$  нуқтада жойлашган, радиуслари эса  $m\lambda$  равишда

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2},$$

$$r_2 = r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 2\frac{\lambda}{2}, \quad (2.1)$$

$$r_3 = r_2 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 3\frac{\lambda}{2},$$

бўлган сфералар ўтказайлик. Бу сфералар тўлқин фронтини кесиши натижасида  $S$  сирт бир қатор ҳалқасимон зоналарга ажратилади. Уларни *Френель зоналари* деб аташ одат бўлган. Ҳисобларнинг кўрсатишича, Френель зоналарининг юзлари тахминан бир хил бўлар экан. Бундан, Френель зоналаридаги иккиламчи тўлқинларнинг манбалари ҳам тахминан бир хил бўлади, деган хулосага келамиз. Аммо Френель зоналарининг номерлари ортган сари зоналардан  $D$  нуқтагача бўлган массфалар ҳам чизиқли қонун билан жуда секин орта боради (масалан,  $r_3 > r_2 > r_1$ ). Бундан ташқари, зоналарнинг номерлари ортган сари  $D$  нуқтадан зоналар юзларининг кўриниш бурчаклари ҳам ортиб боради. Шунинг учун *зоналардаги барча иккиламчи тўлқинлар манбаларидан  $D$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик тўлқинларнинг натижавий ампли-*

тудалари ( $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, \dots$ ) монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигини ташкил этади, яъни

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > A_5 > \dots \quad (2.2)$$

Иккинчи томондан, қўшни Френель зоналарининг четки нуқталаридан  $D$  нуқтагача бўлган масофалар  $\lambda/2$  га фарқ қилади. Шунинг учун қўшни зоналар  $D$  нуқтада уйғотадиган тебранишларнинг фазалари  $\pi$  га фарқ қилади, яъни қарама-қарши фазада бўлади.

Барча зоналар туфайли  $D$  нуқтада вужудга келаётган натижавий ёруғлик тўлқинининг амплитудаси  $A$  ни топиш учун айрим зоналар  $D$  нуқтада вужудга келтираётган тўлқинларнинг амплитудаларини қўшиш керак. Бунда тоқ зоналар туфайли вужудга келувчи тебранишлар амплитудаларини мусбат ишора билан олсак, жуфт зоналар уйғотадиган тебранишлар амплитудаларини манфий ишора билан олиш керак. Шундай қилиб,

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (2.3)$$

кўринишда ёзилиши керак. Бу ифодани қуйидаги шаклда ҳам ёзиш мумкин:

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} + \dots + \left( \frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k + \frac{A_{(k+1)}}{2} \right) + \dots \quad (2.4)$$

Монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигида [(2.2) ифодага қ.] ихтиёрй ҳад шу ҳаднинг четидаги ҳадларнинг ўртача арифметик қийматига тенглигини, яъни

$$A_k = \frac{A_{(k-1)} + A_{(k+1)}}{2}$$

эканлигини ҳисобга олсак, (2.4) да қавслар ичидаги ифодалар нолга тенг бўлади. Натижада (2.4) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$A \approx \frac{A_1}{2}. \quad (2.5)$$

Демак, барча Френель зоналарни туфайли  $D$  нуқтада уйғотиладиган натижавий тебраниш худди биринчи Френель зонаси таъсирининг ярмидек бўлар экан. Шунинг учун  $D$  нуқтага етиб келаётган ёруғликни кесими худди биринчи Френель зонасининг ярмидек бўлган найча бўйлаб тарқала-

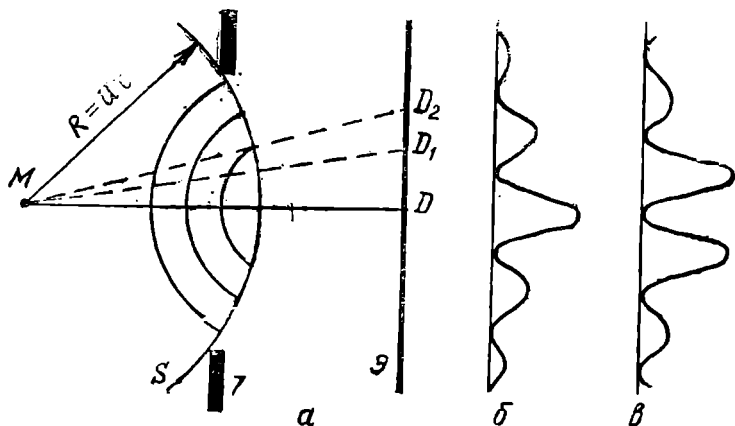
ётгандек тасаввур қилса бўлади. Ҳисобларнинг кўрсатишича,  $\lambda = 0,5$  мкм,  $R = r_0 = 0,1$  м ҳол учун биринчи Френель зонасининг радиуси тахминан  $0,00016$  м бўлади. Шундай қилиб, бу ҳолда етарлича катта аниқлик билан ёруғлик тўғри чизик бўйлаб тарқалади, деб ҳисоблаш мумкин.

### 3-§. Френель дифракцияси

Дифракцион ҳодисалар икки синфга бўлинади. Тўсиққа тушаётган ёруғлик тўлқиннинг fronti сферадан иборат бўлган ва кузатиш нуқтаси чекли масофада жойлашган ҳолдаги дифракцион ҳодисаларни биринчи марта Френель ўрганган. Шунинг учун бу синфга оид ҳодисалар *Френель дифракцияси* деб аталади. Тўсиққа тушаётган нурлар параллел дастани ҳосил қилган ва дифракцион манзара чексизликда мужассамлашган ҳолдаги ҳодисаларни Фраунгофер текширган. Шунинг учун бу ҳодисала *Фраунгофер дифракцияси* деб аталади.

Френель дифракциясига тааллуқли бўлган икки ҳодиса билан танишайлик.

1. *Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция.* Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи ( $M$ ) дан тарқалаётган ёруғлик нурларининг йўлига доира шаклидаги тешиги бўлган шаффофмас  $T$  тўсиқ жойлаштирайлик (2.3-а расм). Э экранни тўсиққа параллел қилиб жойлаштирадик,  $M$  манбадан ва доиравий тешикнинг марказидан ўтувчи тўғри чизик экранни  $D$  нуқтада кесади.  $D$  ни кузатиш нуқтаси сифатида тан-



2.3- расм

лаб, тўсиққа етиб келган тўлқин фронтдан Френель зоналарини ажратайлик. Тўсиқдаги тешик зоналардан  $k$  тасини очиқ қолдиради. Бу зоналардан  $D$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисини, (2.3) ифодада асосан, шу нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудасини ифодалайди, яъни:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_k. \quad (2.6)$$

Бу ифодадаги охириги ҳаднинг мусбат ишораси  $k$  тоқ бўлган ҳол учун, манфий ишораси эса  $k$  жуфт бўлган ҳол учун ўринлидир. Тўсиқдаги доиравий тешик тоқ сонли Френель зоналарини очиқ қолдирган ҳол учун (2.6) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left( \frac{A_{(k-2)}}{2} - A_{(k-1)} + \frac{A_k}{2} \right) + \frac{A_k}{2} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2}. \quad (2.7a)$$

Аксинча, тўсиқдаги тешик жуфт сонли Френель зоналарини очиқ қолдирадиган ҳол учун (2.6) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left( \frac{A_{(k-3)}}{2} - A_{(k-2)} + \frac{A_{(k-1)}}{2} \right) + \frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{(k-2)}}{2} - A_k.$$

Лекин икки қўшни зоналар (масалан,  $k-1$  ва  $k$ -Френель зоналари) туфайли  $D$  нуқтада уйғотилаётган тебраниш амплитудалари  $A_{(k-1)}$  ва  $A_k$  бир-биридан кам фарқ қилгани учун  $\frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k \approx -\frac{A_k}{2}$  деб олиш мумкин. Натижада  $k$  жуфт бўлган ҳол учун

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2}. \quad (2.7b)$$

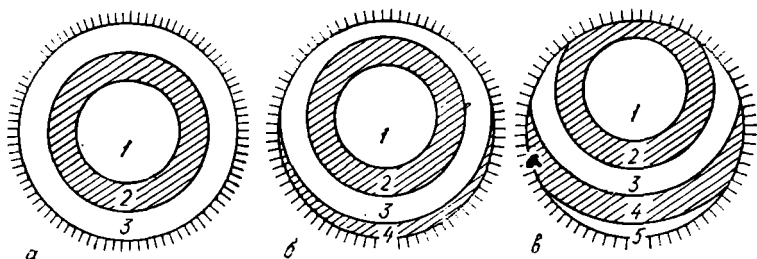
$k$  нинг кичик қийматларида (масалан,  $3 \div 5$  га тенг бўлганда)  $A_k$  ва  $A_1$  лар бир-бирига яқин сонлар ( $A_k \approx A_1$ ) бўлади. Шунинг учун  $k$  тоқ бўлганда  $D$  нуқтада ёруғлик интенсивлигининг максимуми ( $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \approx A_1$ ),  $k$  жуфт бўлганда эса минимуми ( $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \approx 0$ ) кузатилади. Тўсиқдаги тирқиш очиқ қолдирган Френель зоналарининг сони

катта бўлганда,  $A_k \ll A_1$  бўлади. Шунинг учун  $D$  нуқтадаги ёруғлик тўлқиннинг натижавий амплитудаси  $k$  тоқ бўлганда  $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \approx \frac{A_1}{2}$ ,  $k$  жуфт бўлганда ҳам  $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \approx \frac{A_1}{2}$  бўлади. Бошқача айтганда, бу ҳолда ёруғлик

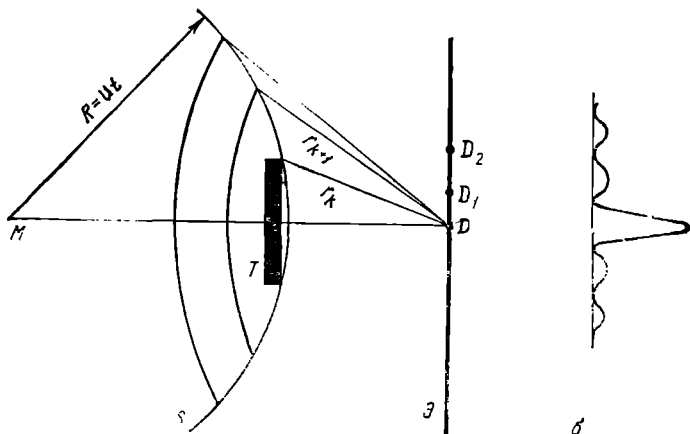
худди шаффофмас тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек тарқалади. Юқорида юритилган мулоҳазалар фақат  $D$  нуқта учун ўринли эканлигини алоҳида қайд қилайлик. Ҳақиқатан, Э экрандаги чексиз кўп нуқталар ичидан фақат  $D$  нуқтани  $M$  билан бирлаштирувчи тўғри чизиқ текшириладиган тўсиқдаги доиравий тешик учун симметрия ўқи бўлиб хизмат қилади. Бу ҳолда тўсиқдаги доиравий тешик счиқ қолдирган Френель зоналарининг манзараси 2.4-а расмда тасвирланган. Лекин экраннинг  $D_1$  нуқтаси учун тўсиқдаги доиравий тешик счиқ қолдирадиган Френель зоналарининг манзараси ўзгача бўлади (2.4-б расмга қ.). Бу ҳолда тўсиқ учинчи Френель зонасини қисман беркитади. Аммо тўртинчи Френель зонасининг бир қисми доиравий тешикка тўғри келади, яъни очилади.  $D$  нуқтадан янада узоқроқдаги нуқта учун эса тешик очиқ қолдирган зоналарнинг манзараси янада бошқача бўлади (2.4-в расмга қ.). Бу эса экраннинг  $D$  нуқтадан турлича узоқликдаги  $D_1, D_2, \dots$  нуқталарида ёруғлик интенсивлигининг турлича бўлишига сабабчи бўлади.

Дифракцион манзарада ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши 2.3-б расмда ( $k$  тоқ сонга тенг бўлган ҳол учун) ва 2.3-в расмда ( $k$  жуфт сонга тенг бўлган ҳол учун) тасвирланган.

2. Доиравий дискдан ҳосил бўладиган дифракция. Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи  $M$  дан тарқалаётган нурлар йўлига доиравий диск шаклидаги шаффофмас тўсиқни жойлаштирайлик (2.5-а расм). Э экранни эса тўсиққа парал-



2.4- расм



2.5- расм

лел қилиб жойлаштирамиз.  $M$  манба ва доиравий дискнинг марказидан ўтувчи тўғри чизиқ экранни  $D$  нуқтада кеседи.  $D$  ни кузатиш нуқтаси сифатида танласак, тўсиқ  $S$  тўлқин фронтидаги Френель зоналаридан тасни беркитади. Шунинг учун  $D$  нуқтадаги ёруғлик тўлқинининг амплитудаси  $k + 1$  ва ундан катта номерли Френель зоналаридан келатган тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

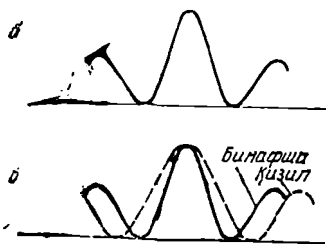
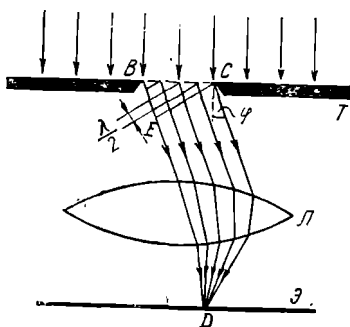
$$\begin{aligned}
 A &= A_{(k+1)} - A_{(k+2)} + A_{(k+3)} - \dots = \frac{A_{(k+1)}}{2} + \left( \frac{A_{(k+1)}}{2} - \right. \\
 &\quad \left. - A_{(k+2)} + \frac{A_{(k+3)}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{(k+1)}}{2}. \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

$k$  унчалик катта бўлмаган ҳоллар учун  $A_1$  ва  $A_{(k+1)}$  бир-биридан кам фарқ қилади. Шу сабабли,  $D$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги худди манба ва экран оралиғида ҳеч қандай тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек бўлади. Лекин  $D$  нуқтадан бирор масофа узоқликдаги  $D_1$  нуқтани кузатиш нуқтаси сифатида танласак, доиравий диск  $(k + 1)$  Френель зонасини қисман беркитади, иккинчи томондан  $k$  зона қисман очилади. Шунинг учун  $D_1$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги  $D$  нуқтадагига нисбатан заифроқ бўлади.  $D_1$  дан ҳам узоқроқ жойлашган  $D_2$  ни кузатиш нуқтаси сифатида танлаганимизда эса тўсиқ Френель зоналарини янада бошқачароқ тарзда беркитади. Натижада экраннинг  $D$  нуқтадан турлича узоқ-

ликдаги нуқталарида ёруғлик интенсивликлари 2.5-б расмда тасвирланганидек бўлади. Дифракцион манзара эса навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқалар кўринишида бўлиб,  $k$  нинг тоқ қийматларида ҳам, жуфт қийматларида ҳам манзаранинг маркази (яъни  $D$  нуқта) ёруғ бўлади. Экранда  $D$  нуқтадан узоқлашиб геометрик соя соҳасидан чиқилганда дифракцион манзара сезилмайдиган даражада хиралашган бўлади. Бунинг сабаби бу соҳада дифракцион манзаранинг устига кучли ёруғликнинг тушишидир.

#### 4-§. Фраунгофер дифракцияси

Параллел нурлар тушаётган  $T$  тўсиқда кенглиги  $BC = a$  бўлган тирқиш мавжуд (2.6-а расм). Тирқишнинг орқасига йиғувчи  $L$  линзани, линзанинг фокал текислигига эса  $\mathcal{E}$  экранни жойлаштирайлик. Текшириляётган ҳолда тўсиққа тушаётган монохроматик ёруғлик тўлқиннинг fronti, тирқиш текислиги ва экран текислиги ўзаро параллелдир. Тирқишга етиб келган тўлқин сиртининг барча нуқталаридаги тебранишлар бир хил фазада содир бўлади. Бироқ бошланғич йўналиш билан бирор  $\varphi$  бурчак ҳосил қилиб



2.6- расм

тарқалаётган инкиламчи тўлқинлар экраннинг  $D$  нуқтасига (линза йиғувчи бўлганлиги учун кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг ҳар бир қийматига экраннинг бирор нуқтаси мос келади) бир хил фазада етиб келмайди, чунки бу нурлар оптик йўллари узушликлари бир хил эмас. Тирқишнинг чап ( $B$ ) ва ўнг ( $C$ ) чеккаларидан  $D$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик нурларининг оптик йўллар фарқи толайлик. Бунинг учун  $C$  нуқтадан нурлар йўналишига перпендикуляр  $CE$  ни туширамиз.  $У$  ҳолда  $BE = BC \cdot \sin \varphi = a \cdot \sin \varphi$  кесма изланаётган йўллар фарқи бўлади.  $BE$  ни хаёлан  $\lambda/2$  узушликдаги кесмачаларга



ажратайлик. Бу кесмачаларнинг охирларидан  $SE$  га параллел текисликларни  $BC$  билан учрашгунча давом эттирсак, тирқишдаги  $BC$  тўлқин фронтини бир хил кенгликдаги тасмачаларга ажратган бўламиз. Ёнма-ён жойлашган икки тасмачанинг мос нуқталаридан танланган йўналиш бўйича (яъни  $\varphi$  бурчак остида)  $D$  нуқтага етиб келаётган нурларнинг йўллар фарқи  $\lambda/2$  га тенг бўлади. Шунинг учун бу тасмачаларни Френель зоналари деб қарашимиз мумкин. Тирқишга тўғри келган Френель зоналарини топиш учун

$$\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} \quad (2.9)$$

нисбатни аниқлаш керак, албатта. Бундан  $a$  ва  $\lambda$  ўзгармас бўлганда Френель зоналарининг сони кузатиш бурчаги  $\varphi$  га боғлиқ, яъни кузатиш бурчаги қанчалик катта бўлса, тирқишда шунчалик кўпроқ Френель зоналари жойланади, деган хулассага келамиз. Кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг баъзи қийматларида тирқишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун жуфт сонларга тенг бўлади, яъни

$$\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} = 2k \text{ ёки } a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.10)$$

$\varphi$  нинг бу шартни қансатлантирувчи қийматларига мос келувчи экран нуқталарида иккиламчи тўлқинлар бир-бирини сўндириши натижасида (чунки қўшни Френель зоналаридан келаётган тўлқинлар қарама-қарши фазада бўлади) қоронғилик, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимумлари кузатилади.

Аксинча,  $\varphi$  нинг баъзи қийматларида тирқишга мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун тоқ сонларга тенг бўлиши мумкин, яъни

$$\begin{aligned} \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2} &= 2k + 1 \text{ ёки } a \sin \varphi = \\ &= (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (2.11)$$

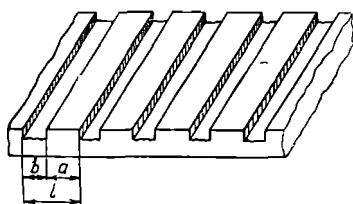
Бу шартни қансатлантирувчи  $\varphi$  нинг қийматларига мос келувчи экран нуқталарида иккиламчи тўлқинларнинг таъсири фақат битта Френель зонасининг таъсиридек бўлади. Шунинг учун бу нуқталарда ёруғлик интенсивлигининг максимумлари кузатилади.

Монохроматик ёруғлик қўлланилган ҳолда ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзгариши 2.6-б расмда тасвирланган. Тирқишнинг тўғрисида марказий максимум, унга симметрик равишда икки томонда бошқа максимумлар жой-

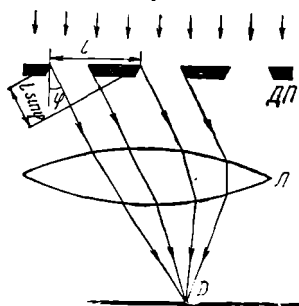
лашади. Одатда, максимумларга номерлар бериледи. Бу номерлар (2.11) ифодадаги  $k$  нинг қийматларига мос келади. Марказий максимум учун  $k = 0$ . Сўнгра биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли максимумлар (уларга  $k = 1, 2, 3$ , лар мос келади).

Агар тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғлик қўлланилса, турли рангдаги ёруғликларнинг дифракцион максимумлари тарқалиб кетиши туфайли дифракцион манзара ранг-баранг бўялган бўлади. Тўлқин узунлиги  $\lambda$  кичикроқ бўлган ёруғлик учун дифракцион максимум ҳам кичикроқ бурчак остида кузатилади. 2.6-в расмда бинафша ва қизил нурлар учун ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзгариши тасвирланган. Экраннынг марказига барча рангдаги ёруғликлар келади. Шунинг учун экрандаги марказий (ёки нолинчи) максимумнинг ўртаси оқ, четлари эса қизғишроқ рангда бўлади. Марказий максимумнинг икки томонида биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли максимумлар жойлашган. Бу максимумлардаги бинафша ранглари марказий максимум томонидаги қисмларни эгаллайди.

## 5-§. Дифракцион панжара



2.7- расм

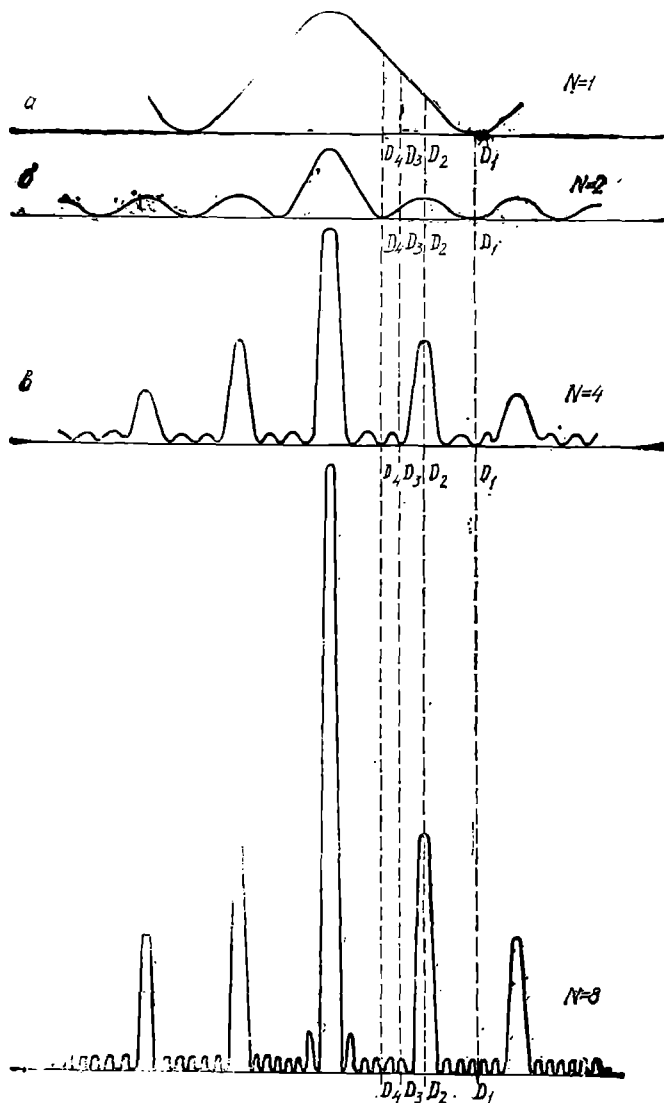


2.8- расм

Дифракцион панжара деганда бир-биридан  $b$  узоқликда жойлашган бир хил  $a$  кенликдаги тирқишлар тўпلامидан иборат оптик асбоб тушунилади. Одатда, дифракцион панжарани қуйидаги усулда ясалади: шаффоф шиша пластинкани махсус машина ёрдамида тирнаб бир-бирига параллел бўлган энсиз ариқчалар ҳссил қилинади (2.7-расм). Шиша пластинканинг тирналган қисмлари (эни  $b$  бўлган ариқчалар) ёруғлик нурлари учун шаффофмас бўлади. Ариқчалар оралиғидаги қисмлар (кенлиги  $a$  га тенг бўлган шаффоф тасмачалар) ёруғлик нурлари учун тирқишлар вазифасини бажаради. Қўшни тирқишларнинг мос нуқталари

$$l = a + b \quad (2.12)$$

дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври деб аталади.



Дифракцион панжарага (*ДП*) ясси монохроматик тўлқин нормал тушаётган бўлсин (2.8-расм). Дифракцион панжарадаги ҳар бир алоҳида тирқиш туфайли вужудга келадиган манзара олдинги параграфда баён этилганидек бўлади. Панжара таркибидаги икки ёки ундан ортиқ тирқишлар туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарани топиш учун эса фақат алоҳида тирқишдан чиқаётган нурларнинг экраннинг муайян нуқтасида ўзаро интерференциясинигина эмас, балки айни нуқтага турли тирқишлардан келаётган нурларнинг интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак.

Кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг бир неча қийматлари учун мулоҳазалар юргизайлик.

1. Кузатиш бурчагининг қиймати (2.10) шартни, яъни

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, k = 1, 2, 3,$$

ни қаноатлантирсин. Бу ҳолда ҳар бир алоҳида тирқишдан  $\varphi$  бурчак остида чиқаётган нурлар экраннинг  $D_1$  нуқтасида интерференциялашиши натижасида қоронғилик (ёруғлик интенсивлигининг минимуми) кузатилади (2.9-*a* расмга қ.). Тирқишлар сони икки ёки ундан ортиқ бўлганда ҳам экраннинг  $D_1$  нуқтасида ёруғлик кузатилмайди, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимуми қайд қилинади, албатта (2.9-расмга қ.). Шунинг учун панжара туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарадаги бу минимумлар *асосий минимумлар* деб аталади.

2. Кузатиш бурчагининг шундай қийматларини танлаб олайликки, бу бурчаклар остида алоҳида тирқишдан чиқаётган нурлар йиғувчи линзадан ўтгач, экраннинг  $D_2$ ,  $D_3$  ёки  $D_4$  нуқталарида интерференциялашади (2.9-*a* расмга қ.). Натижада бу нуқталарда ёруғлик кузатилади. Агар тирқиш бир эмас, балки иккита бўлса-чи? Бу ҳолда қуйидаги имкониятлар амалга ошиши мумкин (2.9-*б* расм):

а)  $\varphi$  бурчакнинг шундай қийматлари мавжудки, натижада иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар (2.8-расмдаги 1 ва 2 тирқишнинг чап четидан келаётган нурларга қаранг) бир хил фазада, яъни бу нурларнинг йўллار фарқи ярим тўлқин узунликка жуфт каррали—

$$l \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, k = 0, 1, 2, \quad (2.13)$$

бўлади. Бу ҳолда иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар  $D_2$  нуқтада интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивлигининг максимуми кузатилади.

Бу максимумлар *асосий максимумлар* деб аталади.  $k$  нинг қиймати эса асосий максимумлар тартибини ифодалайди.

б) кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг баъзи қийматларида иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар қарама-қарши фазада, яъни бу нурларнинг йўллар фарқи ярим тўлқин узунликка тоқ карралади

$$l \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \quad (2.14)$$

бўлади. Натижада иккала тирқишнинг мос нуқталаридан чиқаётган нурлар экраннинг бирор  $D_4$  нуқтасида интерференциялашиб бир-бирини сўндиради, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимуми кузатилади. Бу минимумлар *қўшимча минимумлар* дейилади;

в) кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг шундай қийматлари ҳам мавжудки, бунда иккала тирқишнинг мос нуқталаридан чиқиб экраннинг бирор нуқтасига (масалан,  $D_3$  нуқтага) етиб келган нурлар бир хил фазада ҳам, қарама-қарши фазада ҳам бўлмайди. Шунинг учун улар интерференциялашиб, ёруғликнинг максимумини ҳам, минимумини ҳам бермайди. Балки бу нуқтадаги ёруғлик бирор оралиқ интенсивликка эга бўлади.

Энди тирқишлар сони икки эмас, балки кўпроқ, масалан, тўртта ёки саккизта бўлган ҳолларни кўрайлик. Бу ҳолларга мос бўлган ёруғлик интенсивлигининг тақсимотлари 2.9-в, г, расмларда тасвирланган. Асосий минимумлар ва асосий максимумлар экрандаги ўз ўринларини ўзгартирмайди. Максимумлар энсизроқ ва ёруғроқ, максимумлар оралиғи эса қоронғироқ бўлади. Агар тирқишлар сони  $N$  га тенг бўлса, дифракцион манзарадаги икки қўшни асосий максимум оралиғида  $N - 1$  қўшимча минимум вужудга келади. Қўшимча минимумлар оралиғида эса қўшимча максимумлар мавжуд бўлиб, улар экранда *фон* деб аталадиган кучсизгина ёруғликни вужудга келтиради.

Дифракцион панжарадаги алоҳида  $i$ -тирқишдан асосий максимум йўналишида тарқалаётган ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси  $A_i$  бўлсин. Экраннинг асосий максимум вужудга келадиган нуқтасига барча тирқишлардан тебранишлар бир хил фазада етиб келади. Шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси

$$A = \sum_{i=1}^N A_i = NA_i$$

бўлади. чунки алоҳида тирқишлардан келаётган тебраниш-

лар амплитудалари ўзаро тенг. Бундан ассий максимумнинг интенсивлиги

$$I \sim A^2 = N^2 A_1^2 \quad (2.15)$$

га тенг бўлади. Демак, *дифракцион панжара туфайли вужудга келадиган манзарадаги ассий максимумларнинг интенсивликлари панжарадаги тирқишлар сони  $N$  нинг квадратига пропорционал бўлади.*

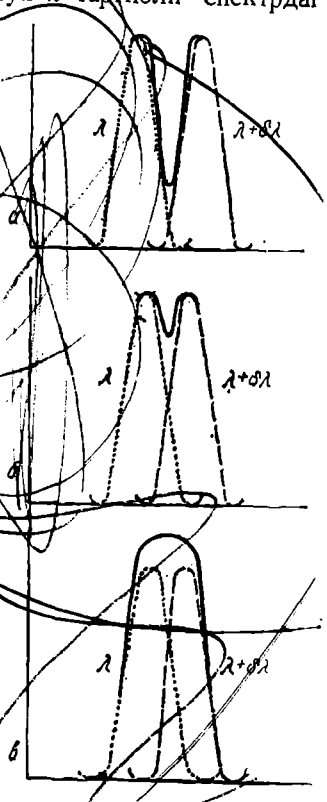
Агар дифракцион панжара оқ ёруғлик билан ёритилса-чи? Оқ ёруғликни турли тўлқин узунликли бир қатор монохроматик ёруғлик тўлқинларнинг суперпозицияси деб қараш мумкин. Бу монохроматик тўлқинлар дифракцион панжарадан ўтаётганда ўзларининг мустақилликларини сақлайди. (2.13) шартга ассан ассий максимумлар ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ. Бундан фақат нолинчи тартибли ( $k=0$ ) ассий максимумлар истиснодир. Ҳақиқатан,  $k=0$  бўлганда  $\lambda$  нинг ҳар қандай қийматлари учун ассий максимум  $\varphi=0$  бурчак сстида кузатилади, яъни оқ ёруғлик таркибидаги барча монохроматик тўлқинларнинг нолинчи ассий максимумлари устма-уст тушади. Шунинг учун дифракцион манзаранинг марказидаги ( $\varphi=0$ ) ассий максимум оқ бўлади. Лекин биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли ( $k=1, 2, 3, \dots$ ) ассий максимумлар турли тўлқин узунликли монохроматик ёруғликлар учун турлича бурчаклар сстида кузатилади. Масалан, тўлқин узунлиги каттароқ бўлган қизил ёруғликнинг ( $\lambda_k = 0,76$  мкм) ассий максимуми бинафша ёруғликниги ( $\lambda_c = 0,40$  мкм) қараганда каттароқ бурчак сстида кузатилади. Умуман, монохроматик ёруғликка тегишли бўлган ассий максимумнинг экрандаги тасвири дифракцион панжаранинг тирқишларига параллел бўлган жуда энсиз чизик шаклида намоён бўлади. Панжарадан оқ ёруғлик ўтаётган бўлса, экранда спектр деб аталадиган рангли ўзаро параллел энсиз чизиклар кузатилади. Бу чизикларнинг ҳар бири айрим ёруғликка тегишли бўлиб, бу чизиклар, одатда, *спектрал чизиклар* деб аталади. Спектрнинг тартиби (яъни  $k$  нинг қиймати) юқорилашган сари спектр таркибидаги чизиклар бир-биридан яхшироқ ажралган бўлади.

Ҳар қандай оптик асбоб сингари дифракцион панжаранинг ҳам ассий характеристикаси — унинг *ажрата олиш қобилияти*дир. Ажрата олиш қобилияти деганда дифракцион панжаранинг тўлқин узунликлари бир-бирига яқин бўлган нурларни ажратиш хусусияти тушунилади. Масалан, панжарага тушаётган ёруғлик икки монохроматик нур-

нинг йиғиндисидан иборат бўлсин. Бу нурларнинг тўлқин узунликлари бир-биридан  $\delta\lambda$  га фарқ қилсин, яъни биринчи нурнинг тўлқин узунлигини  $\lambda$  деб белгиласак иккинчисиники  $\lambda + \delta\lambda$  бўлади. Дифракцион панжаранинг  $k$ -тартибли спектрида иккинчи нурнинг асссий максимуми биринчи нурникига нисбатан каттароқ бурчак остида кузатилади. Экранда эса бу нурларнинг асссий максимумлари ёнма-ён жойлашган икки спектрал чизиқ тарзида намоён бўлади. Лекин спектрал чизиқнинг кенглиги кичик бўлса ҳам, баърибир чекли қийматга эга. Шунинг учун иккала нур тўлқин узунликларининг фарқи  $\delta\lambda$  жуда кичик бўлса, иккала чизиқ бир-бирига ниҳоят яқин жойлашадики, натижада улар ягона чизиқ тарзида қабул қилинади. Бошқача айтганда, иккала чизиқни ажрим қилиб бўлмайди. 2.10-расмд  $\delta\lambda$  нинг турлича қийматлари учун  $k$ -тартибли спектрда икки қўшни чизиқлар (яъни асссий максимумлар) тасвирланган. Бунда  $\lambda$  тўлқин узунликли нур ассий максимумининг интенсивлиги нуқтавий чизиқлар билан,  $\lambda + \delta\lambda$  тўлқин узунликли нурники эса штрих чизиқлар билан тасвирланган. Узлуксиз чизиқ иккала максимумнинг йиғинди интенсивлигини билдиради. Расмдан кўринишича,  $\delta\lambda$  кичиклашиб, максимумлар яқинлашган сари узлуксиз эгри чизиқнинг чуқурлик соҳаси борган сари камийиб, ниҳоят, бутунлай йўқлиб кетади (2.10-в расмга қ.).

Бу икки максимумни бир-биридан ажрим бўлиш чегараси шифатида Релей қуйидаги фикрни таклиф қилган: агар йиғинди эгри чизиқ минимумининг ординатаси максимумлар ординаталарининг  $0,8$  қисмига тенг бўлса, манзара ажрим бўлиши мумкин.

Демак, 2.10-а ва б расмлардаги максимумлар ажрим бўлади. 2.10-в расмда тасвирланган максимумлар ажрим бўл-



2.10- расм

майди. Бу даражада бир-бирига яқин тўлқин узунликли нурлар ягона нур сифатида қабул қилинади. Лекин ажрата олиш қобилияти янада яхши бўлган панжара бу икки нурни ажрата олиши мумкин.

Умуман, оптик асбоб ажрата оладиган икки спектрал чизиқ тўлқин узунликларининг фарқи  $\delta\lambda$  ни ажратиш мумкин бўлган спектрал масофа деб,  $\lambda/\delta\lambda$  эса асбобнинг ажрага олиш қобилияти деб аталади.

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобилияти панжарадаги тирқишларнинг умумий сони  $N$  ва спектрнинг тартиб номери  $k$  нинг кўпайтмасига тенг, яъни:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (2.16)$$

## 6-§. Фазовий панжаралардаги дифракция

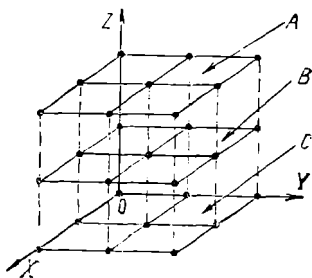
Олдинги параграфда муҳокама қилинган дифракцион панжарада иккиламчи тўлқинларнинг манбалари вазифасини бажарувчи тирқишлар бир чизиқда жойлашган. Шунинг учун баъзан «чизиқли дифракцион панжара» деган ибора ҳам ишлатилади. Фазовий дифракцион панжара-чи? Бу саволга жавоб бериш учун кристаллларнинг тузилишига мурожаат қилайлик. 2.11-расмда кубик системага оид бўлган кристалл панжара тасвирланган. Панжаранинг тугунларида бир-биридан бирор  $d$  масофа узоқликда атомлар (ёки ионлар) жойлашган. Бу масофа *панжара доимийси* ёки *даври* деб аталади. Кристалл орқали электромагнит тўлқин ўтганда панжаранинг тугунларидаги атомлар (ёхуд ионлар) иккиламчи тўлқинлар манбаига айланади. Бу иккиламчи тўлқинлар устма-уст тушиши натижасида дифракцион максимумлар вужудга келади. *Кристалларда панжара доимийси*  $\sim 10^{-10}$  м лар чамасида бўлади. Дифракцион ҳодисалар кузатилиши учун эса панжарага тушаётган нурланишнинг тўлқин узунлиги панжара доимийсидан кичик бўлиши керак. Ёруғликнинг тўлқин узунликлари  $(4 \div 7,5) \cdot 10^{-7}$  м интервални эгаллайди. Демак, кристалл панжарада вужудга келадиган дифракцион манзарани оқ ёруғликдан фойдаланиб амалга ошириш мумкин эмас. Шунинг учун тўлқин узунликлари  $(10^{-11} \div 10^{-10})$  м бўлган *рентген нурларидан* фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Бу тажрибани биринчи марта 1913 йилда Лауэ ўзининг ходимлари билан биргаликда амалга оширди.

Фазовий панжарада дифракцион максимумларнинг вужудга келиш шартини топайлик. Бунинг учун кристаллни

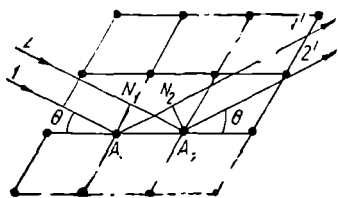


бир қатор ўзаро параллел тўрсимон текисликлар (2.11-расмдаги  $XOY$  текислигига параллел бўлган  $A, B, C$  лар) дан иборат деб тасаввур қилайлик. Бу текисликлар билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб параллел нурлар тушаётган бўлсин. 2.12- $a$  расмда тасвирни мураккаблаштириб юбормаслик мақсадида параллел нурлар ичидан фақат иккитаси, яъни қўшни  $A_1$  ва  $A_2$  атомларга тушаётган 1 ва 2 нурлар, ҳамда бу атомлардан қайтаётган  $1'$  ва  $2'$  нурлар кўрсатилган. Бу нурлар орасидаги йўллар фарқини топайлик. Расмдан кўринишича, тўрсимон текисликка тушаётган 2 нур 1 нурга қараганда  $N_1 A_2 = A_1 A_2 \cos \theta$  масофани кўпроқ босиб ўтади.  $A_1$  ва  $A_2$  атомлардан қайтаётганда эса, аксинча, 1 нур 2 нурга қараганда  $A_1 N_2 = A_1 A_2 \cos \theta$  масофани кўпроқ босиб ўтади. Бу масофалар ўзаро тенг. Шунинг учун текшириляётган нурларнинг йўллар фарқи нолга тенг бўлади. Тўрсимон текисликнинг фақат  $A_1$  ва  $A_2$  атомлари эмас, балки бошқа атомларидан қайтаётган нурларнинг йўллар фарқи ҳам нолга тенг эканлигини худди шундай мулоҳазалар асосида кўрсатиш мумкин. Демак, қайтиш йўналишидаги нурлар бир хил фазага эга бўлади. Лекин бу мулоҳазалар фақат битта текисликда ётган атомлардан қайтаётган нурлар учун ўринлидир.

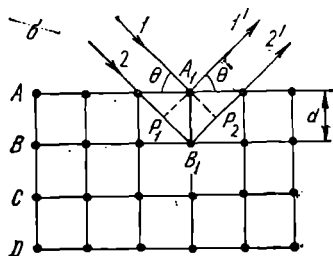
Рентген нурларининг бир қисмигина кристаллнинг энг кўри қатламидаги тўрсимон текисликдан қайтади. Аксарият қисми эса кристалл ичига кириб боради. Рентген нурларининг барча жисмлардаги сиңдириш кўрсаткичи 1 га жуда яқин. Бошқача айтганда, рентген нур-



2.11- расм



2.12-  $a$  расм



2.12-  $b$  расм

лари энг юқориги тўрсимон текислик ( $A$ ) га қандай бурчак остида тушса, қуйирсқдаги текисликлар ( $B, C$ , лар) га ҳам худди шундай бурчак остида тушади. Бу текисликлардан қайтган нурлар интерференциялашининг натижаси уларнинг йўллар фарқига боғлиқ. Йўллар фаруини топиш учун кристалл билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб тушаётган параллел нурлар дастасидан 1 ва 2 нурларни  $A_1$  ва  $B_1$  атомлардан қайтишида вужудга келадиган йўллар фарқини ҳисоблаш етарли. 2.12-б расмдан кўриниб турибдики (бу расм  $A, B, C$  тўрсимон текисликларни чизма текислиги билан кесишиши туфайли ҳосил бўлган манзарани тасвирлайди), изланаётган йўллар фарқи

$$P_1 B_1 + B_1 P_2 = 2A_1 B_1 \sin \theta = 2d \sin \theta$$

га тенг бўлади. Агар бу йўллар фарқи тажрибада қўлланилаётган рентген нурларининг тўлқин узунлигига бутун каррали бўлса, яъни

$$2d \sin \theta = k \lambda, \quad k = 0, 1, 2, \quad (2.17)$$

шарт бажарилса,  $A_1$  ва  $A_2$  атомлардан қайтаётган нурлар интерференциялашиб бир-бирини кучайтиради. Ҳар бир тўрсимон текисликдаги барча атомлардан қайтиш йўналишида тарқалган иккиламчи тўлқинлар бир хил фазада тебранади. Шунинг учун икки қўшни  $A$  ва  $B$  текисликдаги барча атомлардан қайтган нурлар бир-бирини кучайтиради. Кристаллдаги барча тўрсимон текисликлар орасидаги масофа бир хил бўлганлиги учун юқоридаги хулосани фақат икки қўшни текисликдаги атомлар учунгина эмас, балки кристаллдаги барча атомлар учун умумлаштира бўлади.

Демак, (2.17) тенглама кристаллдаги барча атомлардан қайтаётган иккиламчи тўлқинлар ўзаро интерференциялашиб бир-бирини кучайтириш (дифракцион максимум бериш) шартини ифодалайди. Бу тенглама уни кашф этган олимларнинг шарафига *Вульф-Брэгг тенгламаси* деб аталади. Бу тенгламадаги  $\theta$  бурчак рентген нурларининг кристалл текислиги билан ҳосил қилган (яъни тушиш бурчагини  $90^\circ$  га тўлдирувчи) бурчак бўлиб, уни *сирпаниш бурчаги* дейилади. (2.17) тенглама асосида қуйидаги хулосаларга келиш мумкин:

1) монохроматик рентген нури кристаллга ихтиёрий бурчак остида тушганда дифракция вужудга келмайди. Дифракцияни кузатиш учун кристаллни буриб, унинг шундай вазиятларини топиш лозимки, бунда рентген нурларининг сирпаниш бурчаги (2.17) шартни қаноатлантирсин. Масалан,

кальцит кристаллига тўлқин узунлиги  $\lambda = 1,54 \cdot 10^{-10}$  м бўлган рентген нурлари тушаётган бўлсин. Кальцит кристаллининг доимийси  $d = 3,029 \cdot 10^{-10}$  м. Бу ҳолда биринчи тартибли ( $k = 1$ ) максимум

$$\theta = \arcsin \frac{\lambda}{2d} \approx 14^\circ 40'$$

бурчак остида кузатилади.

2)  $\sin \theta$  нинг қиймати 1 дан катта бўла олмайди. Шунинг учун (2.17) га асосан, биринчи тартибли ( $k = 1$ ) дифракцион максимум  $\lambda < 2d$  шарт бажарилган ҳолдагина кузатилади. Агар тажрибада қўлланилаётган монохроматик тўлқиннинг узунлиги  $\lambda > 2d$  бўлса, нолинчи тартибли ( $k = 0$ ) дан бошқа барча дифракцион максимумлар ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ) кузатилмайди. Бу ҳолда тўлқин худди бир жинсли муҳитдан ўтаётгандек кристаллдан ўз йўналишини ўзгартирмадан ўтади. Одатда, кристалл панжараларининг доимийси  $d \sim (10^{-10} \div 10^{-9})$  м чамасида бўлади. Демак,  $\lambda = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-8}$  м бўлган ёруғлик тўлқинлар учун барча кристаллар оптик жиҳатдан бир жинсли экан, дея оламиз.  $\lambda > 2d$  тенгсизлик эса  $\lambda$  тўлқин узунликли нурлар учун кристаллнинг оптик бир жинслилик шартини бўлиб хизмат қилади. Аслида бу шарт фақат идеал кристаллар учунгина ўринли. Реал кристалларда эса иссиқлик ҳаракат туфайли панжаранинг тугунлари орасидаги массфалар хаотик равишда ўзгариб туради. Шунинг учун, ҳатто ёруғлик нурлари учун ҳам реал кристалларни тўла-тўқис оптик бир жинсли кристалл деб айта олмаймиз.

Вульф-Брэгг тенгласида учта катталиқ — кристалл панжаранинг доимийси  $d$ , нурларнинг сирпаниш бурчаги  $\theta$  ва тўлқин узунлиги  $\lambda$  қатнашади. Тажрибада бу уч катталиқдан иккитаси маълум бўлса, (2.17) тенгламадан фойдаланиб учинчисини аниқлаш имконияти мавжуд. Масалан, тажрибада қўлланилаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги маълум бўлса, сирпаниш бурчаги  $\theta$  ни аниқлаб, (2.17) тенглама асосида  $d$  ни ҳисоблаб топиш мумкин. Бундай масалалар билэн шўғулланувчи фан бўлими *рентгеноструктураларнинг оптик анализ* деб аталади.

## 7-§. Голография

Голография деган ибора грекча «*holo*» «тўлиқ» ва «*grapho*» «ёзаман» сўзларидан ташкил топган бўлиб, у *буюмларнинг ташқи кўринишини «ёзиб олиш» нинг махсус усулини* англатади. Бу усул 1947 йилда Д. Габор томонидан кашф қилинган. Голографиянинг моҳияти буюмдан келаётган (қай-

тиш ёхуд синиш туфайли) нурланишнинг тўлқин фронтини фотопластинкага қайд қилиш (ёзиб олиш), сўнг буюмнинг тасвириши вужудга келтириш мақсадида бу фронтни тиклашдан иборат.

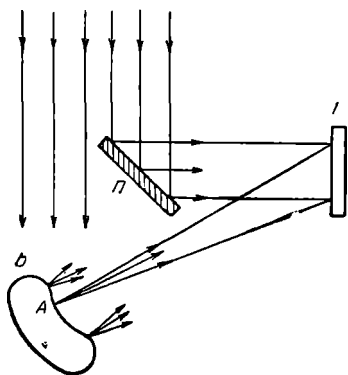
У ҳолда *голографиянинг фотграфиядан фарқи нимада?* — деган савол туғилиши мумкин.

Фотографияда ёритилган объектнинг айрим нуқталаридан қайтган нурлар фотопластинка ёхуд фотоплёнка текислигининг айрим нуқталарига объектив ёрдамида фокусланади. Бунда буюм барча қисмларининг тасвирлари равшан бўлавермайди. Фотоаппаратни бирор текисликка равшан қилиб мосланган бўлса, буюмнинг шу текисликда ётувчи нуқталарининг тасвирлари равшан бўлиб чиқади. Буюмнинг бу текисликдан берирсқдаги ёки нарироқдаги қисмларининг тасвирлари эса унчалик аниқ бўлмайди. Масалан, бино олдида турган одамнинг фотографик тасвирида одам гавдаси беркитиб турган бино қисмини фотографияга турлича вазиятлардан қараган билан бари бир кўриб бўлмайди. Бундан ташқари, бинони одамдан қанчалик узоқда жойлашганлигини ҳам аниқлаб бўлмайди. Бино ва одамнинг тасвирлари бир текисликда кўринади. Лекин фотографияга қараб биз жисмларнинг фазодаги жойлашуви тўғрисида тасаввур ҳосил қиламиз. Бунинг сабаби — инсон мяеси ҳажмий буюмларни уларнинг ясси тасвирларига қараб билиб олишга «ўрганиб қолганлигидир».

Фотографияда тасвирларнинг яссилик характерини қуйдагича тушунтирилади: фотопластинкада буюмнинг айрим нуқталаридан қайтган нурларнинг нисбий интенсивликлари қайд қилинғди, холос. Бу нурлар фазалари орасидаги муносабатни фотопластинканинг

қорайишига ҳеч қандай таъсири йўқ. Ваҳоланки, фазалар орасидаги муносабат буюмнинг айрим нуқталарини фотопластинкадан узоқликларига боғлиқдир.

Демак, буюмдан қайтган нурларнинг фақат амплитудаларинигина эмас, балки фазаларини ҳам фотопластинкада қайд қилиш усулини топиш лозим. Бу усул голографиядир. Голография тўлқин оптиканинг асосий қонун-



2.13- расм

лари — интерференция ва дифракция қонунларидан фойдаланиш асосида вужудга келади.

Голографиянинг моҳиятини 2.13-расмдан фойдаланиб муҳокама қилайлик. Когерент ёруғлик дастаси иккига ажратилиб, унинг бир қисми буюм (Б) дан қайтиб фотопластинка (Г) га тушади. Бу тўлқинни *сигнал тўлқин* ёки буюм *тўлқин* дейлади. Иккинчи қисми эса қайтаргич пластинка (П) дан қайтиб фотопластинкага тушади. Уни *таянч тўлқин* дейлади. Бу икки группа когерент тўлқинлар фотопластинкада қўшилиб интерференцион манзара ҳосил қилади. Фотопластинкага химиявий ишлов берилгандан сўнг ошкор бўладиган бу интерференцион манзарани *голограмма* деб аталади. Голограммада буюмдан қайтган тўлқинлар, яъни буюм тўлқинларнинг амплитуда ҳамда фазалари тўғрисидаги ахборотлар қайд қилинган. Ҳақиқатан, буюм ва таянч тўлқинларнинг фазалари бир хил бўлса, бу тўлқинларнинг амплитудалари қўшилади. Шунинг учун псзитив голограмманинг бу дай нуқталари шаффофроқ (негатив голограммада эса хирароқ) бўлади. Буюм ва таянч тўлқинлар фазалари мос бўлмаган тарзда етиб келган голограмма нуқталари эса қоронғироқ бўлади

2.13-расмдаги буюмнинг ёритилаётган нуқталаридан бири — А нуқтани танлаб слайлик. Бу нуқтадан тарқалаётган сферик тўлқинлар фотопластинкада ясси таянч тўлқин билан қўшилиб навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқачалар шаклидаги интерференцион манзарани вужудга келтиради. Буюмни



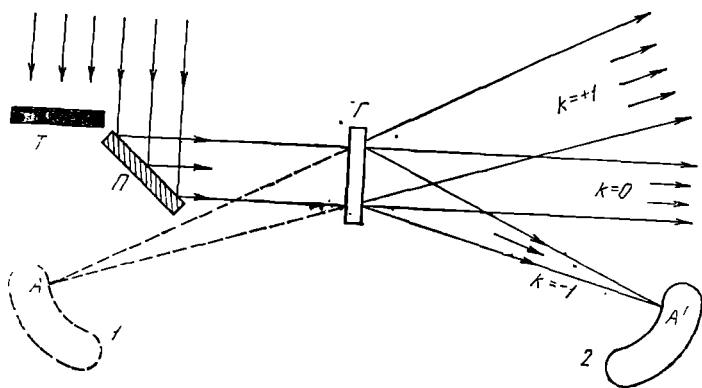
2.14- расм

ташкил этувчи барча нуқталар интерференцион манзарала-рининг йиғиндиси эса шу буюмга хос бўлган мураккаб манзарани ҳосил қилади.

✓ Умуман, голограмма оддий кўз билан қаралганда кул-рангсимон тусда кўринади. Лекин микроскоп остида ниҳоят мураккаб манзара намоён бўлади. Бу манзарадаги ингичка жимжимадор чизиқлар (2.14-расмга қ.) билан реал буюм орасида ҳеч қандай ўхшашлик аломатларини топиб бўлмайди. Бунга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки голограмма фотогра-фик тасвир эмас-да. Демак, буюмнинг голограммаси неле-кис жойлашган нақшсимон ёруғ ва қоронғи соҳалар (навбат-лашувчи интерференцион максимум ва минимумлар) дан иборат. Шунинг учун голограммани кўздан кечириб унда тасвирланган буюмлар тўғрисида ҳеч қандай тасаввур ҳосил қилиш мумкин эмас.

У ҳолда *голограммада қайд қилинган ахборотлардан қандай фойдаланиш керак?* Буюмнинг голограммасидан фой-даланиб унинг тасвирини ҳосил қилиш учун голограммага уни ҳосил қилишда қўлланилган таянч тўлқинни туширай-лик. Бунинг учун голограммани ҳосил қилиш қурилмаси-нинг ўзидан фойдаланиш мумкин, яъни когерент ёруғлик дастасининг биринчи қисмини (2.15-расмга қ.)  $T$  тўсиқ би-лан беркитиб қўямиз.

Таянч тўлқиннинг голограммадаги дифракцияси туфайли буюмнинг тасвирлари вужудга келади. Бунда буюмнинг айрим нуқталарига мос бўлган голограммадаги интерферен-цион манзара (яъни навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқа-



2.15- расм

$$n = f(\omega) \quad (3.1)$$

билан ҳам фарқланади, деган хулассага келинади.

Тушаётган электромагнит тўлқинларнинг частоталари ортган сари барча шаффоф моддаларнинг синдириш кўрсаткичлари ҳам монотон равишда ортиб боради. 3.2-расмда шиша учун  $n$  нинг  $\omega$  га боғлиқлиги тасвирланган. Бинафша нурлар қизил нурларга нисбатан шишада кўпроқ синиши ҳақидаги маълум факт расмда ўз аксини топган. Бирор частоталар интервали  $\Delta\omega$  да синдириш кўрсаткичининг ўзгариши  $\Delta n$  ни характерловчи  $\Delta n/\Delta\omega$  катталиқ *дисперсия ўлчови* вазифасини бажаради. Частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи ҳам ортиб борса, яъни  $\Delta n/\Delta\omega > 0$  бўлса, бу моддадаги ёруғликнинг дисперсияси *нормал дисперсия* дейилади. Агар частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи камайса (3.3-расмдаги  $\omega_1$  дан  $\omega_2$  гача частоталар интервалига қ.), яъни  $\Delta n/\Delta\omega < 0$  бўлса, бундай моддадаги ёруғлик дисперсиясини *аномал дисперсия* дейилади. Шиша учун оқ ёруғлик соҳасининг барча қисмларида нормал дисперсия, ультрабинафша ва инфрақизил соҳаларининг баъзи қисмларида аномал дисперсия кузатилади.

## 2-§. Дисперсиянинг электрон назарияси

Ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирини тўла изоҳлаш учун моддадаги электронларнинг тўлқин хусусиятларини ва ёруғликнинг квант хусусиятларини ҳисобга олиш керак. Лекин дисперсия ҳодисасини тушунтириш учун ёруғликни электромагнит тўлқин деб, модда тузилишини эса электрон назария асосида тасаввур қилиш етарли. Модда тузилишининг электрон назариясига асосан, жисм электронлар ва ионлардан ташкил топган. Улар электромагнит тўлқин таъсирида (тўлқин тебранишларига монанд равишда) тебранма ҳаракатга келади. Ёруғлик тўлқинларнинг тебранишлари ( $10^{14} \div 10^{15}$ ) Гц интервалда содир бўлади. Электромагнит майдоннинг бунчалик тез ўзгаришини массалари етарлича кичик бўлган электронларгина сезишга улгуради. Шунинг учун ёруғлик тўлқинларнинг жисмга таъсирини ҳисоблашда ёруғликнинг электронга таъсирини ҳисоблаш билан чегараланилса бўлади.

Жисмдан электромагнит тўлқин ўтаётганда —  $e$  зарядли ҳар бир электронга электр куч ( $F_e = -eE$ ) ва лорентц кучи ( $F_L = -e[vB]$ ) таъсир қилади:

$$\dot{F} = F_e + F_L = -eE - e[vB]. \quad (3.3)$$

Ҳисобларнинг кўрсатишича, лорентц кучи электр кучдан минг мартача кичик. Шунинг учун (3.2) даги иккинчи ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Натижада электромагнит тўлқиннинг электронга таъсир этувчи кучини

$$F = -eE = -eE_0 \cos \omega t \quad (3.3)$$

шаклида ифодалаш мумкин. Бунда  $E_0$ —электромагнит майдон кучланганлиги  $E$  нинг амплитуда қиймати,  $\omega$ —тўлқиннинг циклик частотаси. Биринчи яқинлашишда (3.3) куч атом билан ниҳоят заиф боғланган энг четки электронларни силжитади, деб ҳисоблаш мумкин. Лекин бу электрон билан атомнинг қолган қисми орасида ўзаро таъсирлашувчи квазиэластик куч ҳам мавжудки, у электронни олдинги вавиятга қайтаришга ҳаракат қилади. Бу куч  $x$  силжишга пропорционал:

$$F_{\text{қайт.}} = -kx.$$

Натижада массаси  $m$ , заряди  $-e$  бўлган электроннинг тебранишини

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - eE_0 \cos \omega t \quad (3.4)$$

тенглама билан ифодалаш мумкин. Бу тенгламани  $m$  га бўлиб ва тебранишнинг хусусий частотаси учун  $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$  белгилашдан фойдаланиб (3.4) ни қуйидаги шаклга келтирамиз:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t. \quad (3.5)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (3.6)$$

кўринишда бўлади. Бунда  $x_0$  — максимал силжиш. (3.6) ни (3.5) га қўйиб,  $x_0$  нинг қиймати учун

$$x_0 = \frac{-\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.7)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Иккинчи томондан, электромагнит тўлқин таъсирида электроннинг силжиши туфайли вужудга келган атом системасини электр диполь деб тасаввур қилиш мумкин. Бу диполнинг елкаси  $x$  силжишга тенг. У ҳолда максимал силжиш содир бўлган ондаги диполнинг электр



чалар) ўзини мустақил тутади, улар таянч тўлқин учун дифракцион панжара вазифасини ўтайди. Лекин бу панжара аввалги параграфда баён қилинган панжарадан фарқ қилади; биринчидан, тирқишларнинг ва тўсиқларнинг шакли тасмасимон (2.7-расмга қ.) эмас, балки ҳалқасимондир (1.12-б расмга ўхшаш); иккинчидан, тасмасимон дифракцион панжаранинг ёруғлик ўтказувчанлиги тасмаларга перпендикуляр бўлган йўналишда кескин ўзгаради (яъни тирқиш шаффоф, тўсиқ эса ношаффоф). Голограммадаги ҳалқасимон панжарада эса ёруғлик ўтказувчанлик синусоидал қонун бўйича ўзгаради. Шунинг учун ҳалқасимон панжарани синусоидал панжара деб ҳам аталади. Панжара доимийси (даври) вазифасини ҳалқачанинг эни бажаради. Бу фарқларни назарда тутган ҳолда ўтказилган ҳисобларнинг кўрсатишича, буюмнинг алоҳида нуқтаси туфайли вужудга келган голограммдан, яъни синусоидал панжарадан ясси таянч тўлқиннинг дифракциясида учта дифракцион максимум кузатилади: таянч йўналишидаги нолинчи тартибли ( $k = 0$ ) максимум, ҳамда  $+1$  ва  $-1$  тартибли максимумлар. Биринчидан юқори ( $k = 2, 3, \dots$ ) тартибли максимумларнинг интенсивликлари эса амалда нолга тенг бўлади.  $k = -1$  нурлар  $A'$  нуқтада йиғилиб, буюм нуқтасининг ҳақиқий тасвирини вужудга келтиради.  $k = +1$  нурлар эса тарқалувчан бўлиб, мавҳум тасвир ҳосил қилади (расмда пунктир чизиқ билан кўрсатилган). Шу тарзда буюм алоҳида нуқталарининг ҳақиқий ва мавҳум тасвирлари ҳосил бўлади. Бу эса ўз навбатида буюмнинг тасвирларини вужудга келтиради.

Баъзан, кузатишни осонлаштириш мақсадида, голограммани бошланғич таянч тўлқин йўналишига қарама-қарши томондан (расмда чап томондан эмас, балки ўнг томондан) ёритилади. Бу ҳолда ҳақиқий тасвир буюмнинг илгариги ўрнида вужудга келади.

Голографиянинг ажойиб хусусиятларидан яна бири шундаки, голограмманинг кичик бир бўлакчаси ҳам бутун голограммдан фойдалангандагидек тасвирни бераверади. Бунинг сабаби қуйидагича: буюмнинг ҳар бир нуқтасидан сочилаётган сферик тўлқинлар голограмманинг барча ёритилаётган юзига етиб келади; ўз навбатида голограмманинг ҳар бир нуқтасига буюмнинг барча нуқталаридан тўлқинлар келади. Шунинг учун голограмманинг ҳар бир кичик бўлакчасида буюм тўғрисидаги тўлиқ ахборот мавжуддир.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ҲАЗАР ТАЪСИРИ

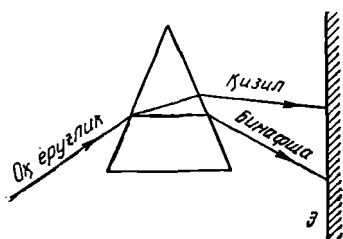
### 1-§. Ёруғлик дисперсияси

Ньютон тажрибалар асосида ёруғлик дисперсиясини кашф этди. Дисперсия лотинча «*dispergere*» («сочмоқ») сўзидан олинган. Умуман, ёруғлик дисперсияси деганда модданинг синдириш кўрсаткичи  $n$  ни ёруғлик тўлқиннинг циклик частотаси  $\omega$  га (ёки вакуумдаги тўлқин узунлиги  $\lambda_0$  га, чунки

$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$ ) боғлиқлиги туфайли содир бўлувчи ҳодисалар тушунилади.

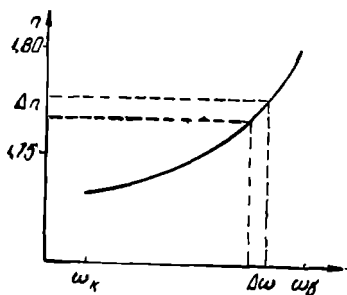
Хусусан, Ньютон тажрибасида (3.1-расм) призмага тушаётган «оқ ёруғлик» қизилдан бинафшагача рангдаги ёруғликлар (спектр) га ажралган. Агар турли моддалардан ясалган призмалар туфайли олинган спектрларни бир-бири билан солиштирилса, қуйидагилар маълум бўлади:

1) бир хил частотали ( $\omega = \text{const}$ ) нурлар бу призмаларда турлича бурчакларга сгади;

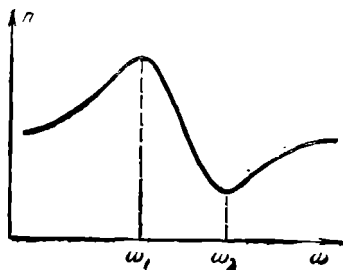


3.1-расм

2) бир хил частоталар интервали  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  га мос бўлган спектр қисмининг кенгликлари турли призмаларда турлича бўлади. Бундан, моддалар бир-биридан фақат синдириш кўрсаткичининг қийматлари билангина эмас, балки синдириш кўрсаткичининг ёруғ-



3.2-расм



3.3-расм

моменти  $p_s = -ex_0$  га тенг. Модданинг бирлик ҳажмидаги атомлар сонини  $N$  деб белгиласак, қўлланадиган вектори  $P$  нинг қиймати

$$P = N p_s = -\frac{m E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3.8)$$

Қучланганлиги  $E_0$  бўлган электр майдондаги модда учун  $P$  нинг қиймати мазкур модданинг диэлектрик қабул қилувчанлиги  $\kappa_s$  ёки диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  (улар ора-сида  $\epsilon = 1 + \kappa_s$  боғланиш мавжуд) орқали қуйидагича ифодаланади:

$$P = \kappa_s \epsilon_0 E_0 = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0 \quad (3.9)$$

(3.8) ва (3.9) ифодаларни солиштирсак,

$$\epsilon = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.10)$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

Максвелл назариясига асосан, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$ , магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  бўлган муҳитда электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги

$$u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

га тенг эди. Муҳитнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  эса электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тезлиги  $c$  ни муҳитдаги тезлиги  $u$  га нисбати билан аниқланади:

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\epsilon \mu}$$

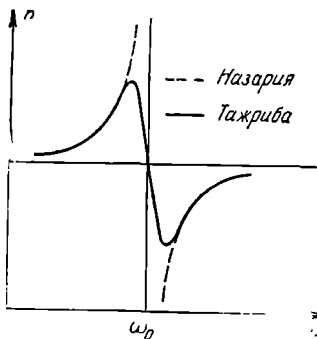
Кўпчилик ҳолларда  $\mu = 1$  бўлгани учун

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (3.11)$$

ифода ҳосил бўлади. (3.10) дан фойдаланиб (3.11) ни қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}}. \quad (3.12)$$

Бу формула асосида тасвирланган  $n$  нинг қийматларини  $\omega$  га боғлиқлик графиги 3.4-расмда тасвирланган. Умуман, му-



3.4- расм

ҳитнинг синдириш кўрсаткичи тўлқин частотасига монанд равишда ортиб боради. Лекин тўлқин частотаси  $\omega$  муҳитдаги электр зарядлар хусусий тебранишларнинг частоталаридан бири  $\omega_0$  га яқинлашганда  $n$  нинг қиймати кескин ортиб кетади.  $\omega$  нинг қиймати  $\omega_0$  га юқори частоталар томонидан яқинлашганда эса  $n$  нинг қиймати кескин камайиб кетади. Бошқача айтганда,  $\omega$  нинг қиймати  $\omega_0$  га яқин бўлган соҳада  $n = f(\omega)$  функция узи-

лишга эга бўлади (3.4-расмдаги пунктир чизик). Бунинг сабаби назарий мулоҳазаларда тебранма ҳаракатнинг сўнишини ҳисобга олимаганлигидир.

Умуман, тебранувчи жисмнинг муҳитдаги ишқаланиши туфайли сўниш содир бўлади. Кўрилаётган ҳолда эса «ишқаланиш» электромагнит тўлқиннинг бир қисмини муҳитда ютилиши туфайли вужудга келади.

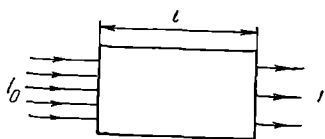
Ёруғлик тўлқиннинг электр майдони таъсирида муҳит атомларининг электронлари тебранма ҳаракатга келиб, иккиламчи тўлқинлар манбаига айланиб қолади. Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқин билан когерент бўлади. Бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциялашиши натижасида вужудга келган тўлқин амплитудаси тушаётган (яъни электронларни тебранишга мажбур этаётган) тўлқин амплитудасидан фарқ қилади. Бошқача айтганда, электронни тебратишга сарфланган энергиянинг барчаси иккиламчи тўлқинлар сифатида нурлантирилмайди. Энергиянинг бир қисми атомларнинг хаотик ҳаракат энергиясига (яъни иссиқликка) айланади. Шунинг учун ёруғлик бирор моддадан ўтганда, унинг интенсивлигининг камайиши, яъни ёруғликнинг ютилиши содир бўлади. Ёруғликнинг ютилиши, айниқса, резонанс частоталар соҳасида интенсив бўлади. Бу ютилиш электронлар тебранишининг амплитудасини чеклайди. Натижада  $n = f(\omega)$  функциянинг тажирибада кузатиладиган графиги (3.4-расмдаги узлуксиз чизик)  $\omega_0$  атрофида ҳам узилиб қолмайди. Баъзи жисмларда резонанс частоталар бир нечта бўлади. Шунинг учун тушаётган ёруғликнинг частотаси бу резонанс частоталарга яқин бўлганда ютилиш кескин ортиб кетади. Умуман, тажирибаларнинг кўрсатишича

моддадан ўтувчи ёруғлик интенсивлиги (3.5-расм) экспоненциал қонун бўйича ўзгаради:

$$I = I_0 e^{-\chi l} \quad (3.13)$$

Бу ифодада  $I_0$  — жисмга тushаётган ёруғликнинг интенсивлиги,  $I$  — қалинлиги  $l$  бўлган жисмдан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги,  $\chi$  — ютилиш коэффициенти деб аталадиган ва жисмнинг хусусиятларига боғлиқ бўлган катталиқ. (3.13) формула 1729 йилда Бугер томонидан аниқланган. Шунинг учун унинг номи билан *Бугер қонуни* деб аталади.

Бугер қонунидан  $\chi$  нинг физик маъноси келиб чиқади. Ҳақиқатан,  $l = 1/\chi$  бўлса,  $I = I_0/e$  га айланади. Бундан, жисмдан ўтаётган ёруғлик интенсивлигини  $e$  марта камайтирадиган қатламнинг қалинлигига тескари бўлган катталиқ ютилиш коэффициенти деган хулосага келамиз. Жисмда ёруғликнинг ютилиш коэффициенти худди синдириш кўрсаткичи каби, тushаётган ёруғликнинг частотасига боғлиқ.

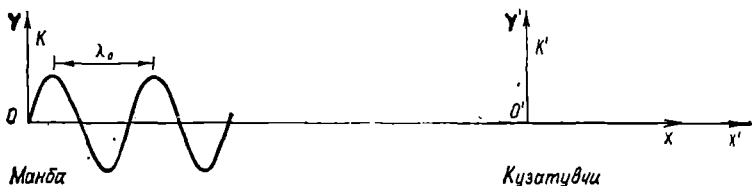


3.5- расм

### 3-§. Доплер эффекти

Тўлқин манбаи ва кузатувчининг (3.6-расм) ўзаро яқинлашиш ёки узоқлашиш вақтида қайд қилинадиган тўлқин частотаси (узунлиги) нинг ўзгариши *Доплер эффекти* деб аталади.

Мазкур ҳодиса барча тўлқинлар, хусусан электромагнит тўлқинлар учун ҳам кузатилади. Тўлқин манбаи ёки тўлқинни қайд қилувчи кузатувчининг ҳаракати туфайли тўлқин частотасининг «ҳақиқий» қийматидан фарқли бўлган тўлқинни қайд қилинишининг сабаби нимада? деган савол туғилади. Мазкур саволга қуйидаги ўхшатиш, яъни моделлаштирилган тасаввур асосида фикр юритиб жавоб олиш



3.6- расм

мумкин: Манба ( $O$  нуқта) дан кузатувчи ( $O'$  нуқта) томон с тезлик билан тарқалаётган  $\nu_0$  частотали ( $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$  тўлқин узунликли) тўлқинларни  $O$  дан  $O'$  томон бир-биридан  $\lambda_0$  масофа интервали сақлаб югураётган спортчилар колонна-сига ўхшатайлик.  $O$  ни «старт»—югуриш бошланадиган соҳа деб,  $O'$  ни эса «финиш» — югуриш тугалланадиган соҳа деб тасаввур этайлик. Қуйидаги ҳоллар амалга ошиши мумкин: 1)  $O$  ва  $O'$  лар тинч турган бўлса, финишга 1 с давомида  $\nu_0$  спортчи етиб келади; 2)  $O'$  нуқта бирор тезлик билан  $O$  томон ҳаракатланаётган бўлса, финишга 1 с давомида  $\nu_0$  эмас, балки кўпроқ спортчи етиб келаётганлиги қайд этилади; 3)  $O'$  нуқта бирор тезлик билан  $O'$  томон ҳаракатлансин. Бу ҳол  $OO'$  йўналишда ҳаракатланаётган автомобилдан тенг вақт интерваллари ўтгач сакраб тушиб  $O'$  томон югураётган спортчилар колонна-сига ўхшайди. Мазкур ҳолда спортчилар орасидаги масофа интервали  $\lambda_0$  дан кичикроқ бўлади. Шунинг учун 1 с давомида финишга  $\nu_0$  дан кўпроқ спортчилар етиб келди.

Агар  $O$  ва  $O'$  лар бир-биридан узоқлашаётган бўлса, худди юқоридагидек мулоҳазалар юритиб, финишга 1 с давомида етиб келадиган спортчилар  $\nu_0$  дан камроқ бўлишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Демак, манба ва кузатувчи бир-бирига яқинлашаётган ҳолда қайд қилинадиган тўлқин частотаси манба чиқараётган нурланиш частотасидан каттароқ бўлади. Аксинча, манба ва кузатувчи бир-биридан узоқлашаётган ҳолда қайд қилинадиган частота кичикроқ бўлади.

Эйнштейннинг нисбийлик принципига асосан, бир-бирига нисбатан  $\nu_0$  тезлик билан ҳаракатланаётган  $K$  ва  $K'$  инерциал саноқ системаларида ёруғлик тўлқин тенгламаси бир хил кўринишга эга бўлади. Шунинг учун Лорентц ўзгартиришларидан фойдаланиб манба чиқараётган ёруғлик тўлқин частотаси  $\nu_0$  билан кузатувчи қайд қилаётган нурланиш частотаси  $\nu$  орасидаги боғланишни ҳосил қилиш мумкин:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}{1 + \frac{v_0}{c}}. \quad (3.14)$$

Мазкур муносабат манба ва кузатувчини бирлаштирувчи чи-зиқ бўйлаб ҳаракат содир бўладиган ҳолни акс эттиради, зеро, у вакуумдаги электромагнит тўлқинлар учун Доп-лернинг бўйлама эффектини ифодалайди. Манба ва куза-

тувчининг бир-бирига нисбатан ҳаракатланиш тезлиги  $v_0$  ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги  $c$  дан анча кичик ( $v_0 \ll c$ ) бўлганда (3.14) ифода тақрибан қуйидаги шаклда ёзилади:

$$v = v_0 \left( 1 - \frac{v_0}{c} \right). \quad (3.15)$$

Демак, манба ва кузатувчининг бир-биридан узоқлашиши (яъни  $v_0 > 0$  бўлиши) туфайли кичик частоталар ( $\nu < \nu_0$ ,  $\lambda > \lambda_0$ ) соҳасига силжиши кузатилади. Зеро, мазкур ҳолни қизил силжиш деб аталади. Манба ва кузатувчининг ўзаро яқинлашиши (яъни  $v_0 < 0$  бўлиши) туфайли катта частоталар ( $\nu > \nu_0$ ,  $\lambda < \lambda_0$ ) соҳасига силжиш содир бўлади. Бу ҳолни бинафша соҳадаги силжиш деб юритилади.

Агар  $v_0$  манба ва кузатувчини бирлаштирувчи чизиққа перпендикуляр бўлса ёруғлик тўлқинлар учун Доплернинг кўндаланг эффекти содир бўлади. Кўндаланг эффект учун  $v$  ва  $v_0$  орасида қуйидаги муносабат ўринли:

$$v = v_0 \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}. \quad (3.16)$$

Кўндаланг эффектнинг мавжудлиги 1938 йилда Г. Айвс томонидан ўтказилган тажрибада тасдиқланди. Мазкур тажриба Лорентц алмаштиришларининг тўғрилигини ҳам исботлади. Доплернинг кўндаланг эффекти акустикада, яъни товуш тўлқинлар учун кузатилмайди. Ҳақиқатан, (3.16) га асосан,  $v_0 \ll c$  шарт бажирилганда  $v = v_0$  бўлади.

Доплер эффектидан зарралар, самовий жисмлар ҳаракатини ўрганишда фойдаланилади. Дарҳақиқат, самовий жисмлар нурланишининг спектрида маълум элементлар нурланишининг частоталари лаборатория шароитидаги худди шу элемент нурланишининг частотасига нисбатан силжиган бўлар экан. Силжишнинг мазкур қийматлари юлдузларнинг яқинлашиш ёхуд узоқлашиш тезликларни ҳақида ахборот беради. Бундан ташқари, Доплер эффекти ҳаракатланувчи объектлар узоқлигини радиолокацион ўлчашларда ҳам кенг қўлланилади.

#### 4-§. Вавилов — Черенков нурланиши

С. И. Вавилов раҳбарлигида ишлаётган П. А. Черенков 1934 йилда нурланишнинг янги турини кашф этди. Кейинчалик, бу нурланиш *Вавилов — Черенков эффекти* деб ном олди. Черенков ўз тажрибаларида гамма-нурлар суюқлик орқали ўтганда ҳаво ранг тусдаги кучсизгина нурланиш вужудга келаётганини пайқади. Махсус тажрибалар асосида нурланишнинг вужудга келишига гамма-нурлар

билвосита сабабчи эканлиги, яъни гамма нурлар суюқлик атомларидан уриб чиқарган тез ҳаракатланувчи электронлар кузатилаётган нурланишни вужудга келтириши аниқланди. Лекин, бу нурланиш электронлар тормозланишининг маҳсули эмас, чунки кузатилаётган нурланишнинг интенсивлиги электронлар тормозланиши натижасида вужудга келиши мумкин бўлган нурланиш интенсивлигидан бир неча марта ортиқ эди.

Бу ҳодисанинг назариясини 1937 йилда И. Е. Тамм ва И. М. Франк яратди. 1958 йилда Черенков, Тамм ва Франкларнинг ишлари Нобель мукофоти билан тақдирланди.

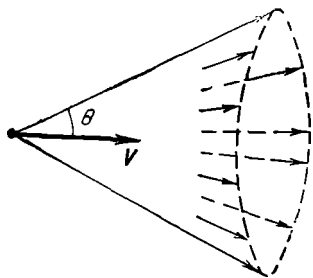
Вавилов—Черенков нурланиши кузатилаётган ҳолларда электрон тезлиги ёруғликнинг тезлигидан катта эканлигига назарияда алоҳида эътибор берилди. Дастлаб, бу фикр нисбийлик назариясига зид бўлиб кўринади. Лекин, аслида нисбийлик назарияси юқоридаги фикрга мутлақо қарши эмас. Нисбийлик назариясига асосан, зарядланган зарра д-симо ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги  $c$  дан кичик тезлик билан ҳаракатланиши лозим. Ҳақиқатан, электрон вакуумда ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатлана олмайди. Шунинг учун ҳам вакуумда Вавилов—Черенков нурланиши кузатилмайди. Лекин, синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда вазият ўзгача. Бундай муҳитда ёруғликнинг фазовий тезлиги  $u = c/n$ . Бу тезлик  $c$  дан кичик, чунки  $n > 1$ . Шунинг учун жисмдан ўтаётган электрон ёруғликнинг шу жисмдаги тезлиги  $u$  дан катта (лекин, ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги  $c$  дан кичик, албатта) тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Бошқача айтганда, электроннинг жисмдан ўтаётгандаги тезлиги  $v$  учун қуйидаги

$$c > v > \frac{c}{n} \quad (3.17)$$

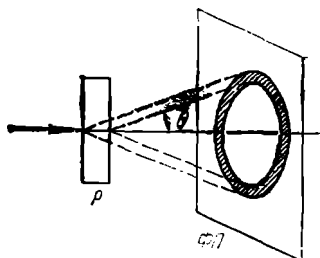
шарт сажарилгандагина Вавилов—Черенков нурланиши кузатилади. Масалан, сувга жойлаштирилган  $\text{Co}^{60}$  изотопидан тарқалаётган юқори энергияли бетта-зарраларнинг тезлиги  $0,8 \cdot c$  га тенг. Сувда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги эса  $0,75 \cdot c$  га тенг. Шунинг учун бу ҳолда Вавилов—Черенков нурланиши кузатилади. Бу нурланиш барча йўналишлар бўйича эмас, балки ўқи электроннинг ҳаракат йўналиши билан мос тушган конуснинг ясовчилари бўйлаб кузатилади (3.7-расм). Нурланиш бурчаги  $\theta$  нинг қиймати

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} \quad (3.18)$$





3.7- расм



3.8- расм

муносабатдан аниқланади. Ҳақиқатан, электронлар дастасининг йўналишига перпендикуляр равишда рангли фотоплака жойлаштирадик (38- расм)  $P$  жисмдан чиқаётган нурланиш фотоплёнкада ҳаво ранг ҳалқача ҳосил қилади.

*Вавилов — Черенков нурланишининг вужудга келиш механизми* қуйидагича: бирор муҳитда ҳаракатланаётган зарядли зарранинг электр майдони бу зарра йўлидаги муҳит атомларининг четки электронларини ядрога нисбатан силжитишни туфайли электр диполлари вужудга келади. Зарра бу соҳадан ўтиб кетгач, диполь нормал ҳолатга қайтиб электромагнит тўлқин нурлантиради. Диполлар нурлантираётган элементар тўлқинлар ўзаро когерент бўлиб, уларнинг интерференцияси туфайли (3.18) муносабат билан аниқланувчи йўналишдан бошқа барча йўналишлардаги нурланиш сўнади. Шунинг учун тажрибада фақат зарядли зарра траекторияси билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган нурланиш кузатилади.

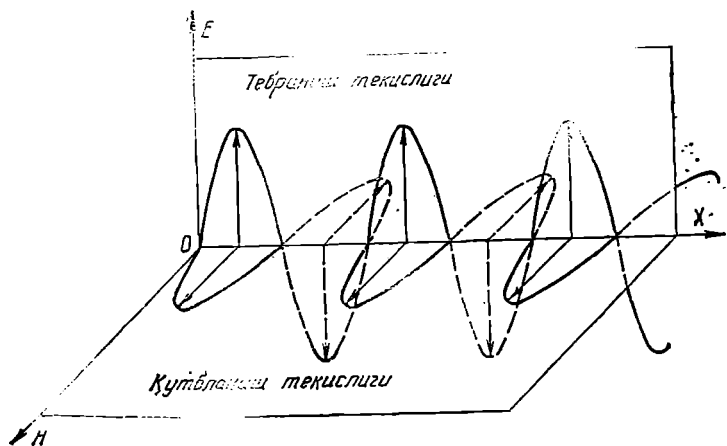
Вавилов — Черенков нурланиши юқори энергияли зарраларнинг тезликларини ўлчашда кенг қўлланилмоқда.

## IV Б О Б

### ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

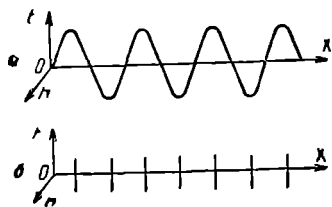
#### 1- §. Табиий ва кутбланган ёруғлик

Олдинги бобларда қайд қилганимиздек, ёруғлик нурлари тўлқин узунликлари  $(0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6}$  м интервалдаги кўндаланг электромагнит тебранишларнинг тарқалиш йўналишларидир. Қуёш ёки шамдан тарқалаётган ёруғлик нурлари деганда шу манбаининг атомлари (элементар «нурлан-

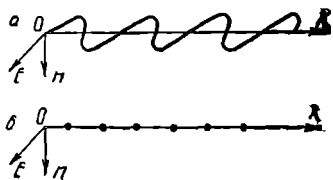


4.1- расм

гич» лар) дан чиқётган ёруғлик тўлқинларнинг аралашмаси тушунилади. Ёруғлик манбаининг ўлчамлари қанчалик кичик бўлмасин, барибир ундаги «нурлангичлар» сони ниҳоят кўп бўлади. Бошқача айтганда, ҳар онда манбадаги миллиардлаб атомлар тўлқин нурлантиришни тугалласа, миллиардлаб атомлар эса тўлқин чиқаришни бошлайди. Агар бу элементар электромагнит тўлқинлар ичидан ихтиёрий биттасини ажратсак, уни нур йўналишига перпендикуляр ҳамда ўзаро перпендикуляр бўлган  $E$  ва  $H$  векторларнинг тебранишлари сифатида тасаввур қилишимиз керак (4.1- расм). Бунда  $E$  вектор тебранадиغان текисликни *тебраниш текислиги* ва  $H$  вектор тебранадиغان текисликни *қутбланиш текислиги* деб аталади. Лекин, тасвири яққоллаштириш мақсадида электромагнит тўлқинни фақат  $E$  векторнинг тебранишлари сифатида акс эттириш одат тусига кирган (4.2- а расмга қ.). Биз ҳам шунга амал қилайлик. 4.2- а ва 4.3- а расмларда тасвирланган ёруғлик тўлқинлар, яъни  $E$  векторларнинг тебранишлари фақат битта текисликда содир бўладиган ёруғлик тўлқинлар ясси қутбланган ёруғлик деб аталади. Демак, табиий ёруғлик манбаининг алоҳида атомидан бир нурланиш жараёнида чиқарилган ёруғлик тўлқин ясси қутбланган ёруғликка ёрқин мисол бўлади. Кейинги расмларда тебраниш текислиги чизма текислиги билан мос тушадиган ясси қутбланган ёруғликни  $Ox$  йўналишига перпендикуляр ўтказилган бир қатор чизиқчалар билан тасвирлаймиз (4.2- б расм). Тебраниш текислиги чизма текислигига перпендикуляр бўлган ясси қутбланган ёруғликни эса  $Ox$  йўнали-



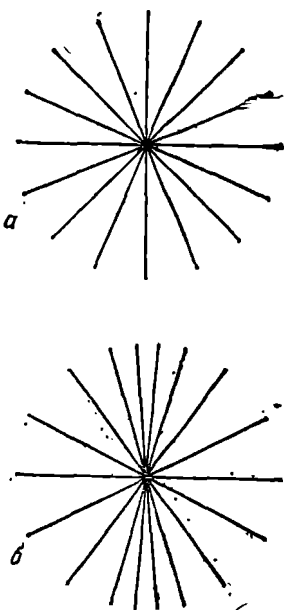
4.2- расм



4.3- расм

шидаги бир қатор нуқталар билан тасвирлаймиз (4.3- б расм).

Юқоридаги мулоҳазалар табиий ёруғлик манбаининг алоҳида атоми бир нурланиш жараёнида чиқарилган тўлқин тизмаси учун ўринли. Нурланиш жараёни тахминан  $10^{-8}$  с давом этади. Бунда чиқариладиган тўлқин тизмасининг узунлиги 3 м чамасида бўлади. Шундан сўнг атом тўлқиннинг янги тизмасини нурлантириши мумкин. Лекин бу тизмадаги  $E$  векторнинг йўналиши олдинги тизманики билан боғлиқ бўлмайди. Табиий ёруғлик манбаидаги турли атомлар нурлантираётган тўлқинларнинг  $E$  векторлари эса турлича йўналишларга эга бўлиб, барча йўналишлар тенг эҳтимолдир. Масалан, ёруғлик нури манбадан кузатувчи томон тарқалаётган ҳолда «нурлангич» лардан тарқалаётган тўлқинлар  $E$

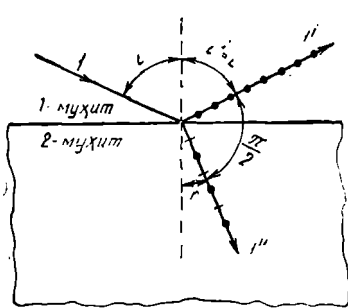


4.4- расм

векторларининг бирор онлаги фотографияси (хаёлий) 4.4-а расмдагидек бўлади. Бундай ёруғликни табиий ёруғлик ёки қутбланмаган ёруғлик деб аталади. Умуман, табиий ёруғликни барча йўналишлардаги ясси қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилса ҳам бўлади.]

Агар ёруғлик таркибида бирор йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга қараганда кўпроқ бўлса, қисман қутбланган ёруғлик билан иш тутаётган бўламиз (4.4- б расм). Қисман қутбланган ёруғликни табиий ёки ясси қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилиш мумкин.

## 2-§. Ёруғликнинг қайтиш- да ва синишда қутбланиши



4.5- расм

Табийй ёруғлик манбадан тарқалаётган ёруғлик қутбланмаган бўлади, яъни нурга перпендикуляр барча йўналишлардаги тебранишлар мавжуд бўлади. Лекин, табиий ёруғликдаги баъзи йўналишлар бўйича содир бўлувчи тебранишларни сусайтириш, ҳаттоки мутлақо йўқотиш усуллари ҳам бор.

Шундай усулларнинг бири билан танишайлик.

Табийй ёруғлик нури икки диэлектрикни ажратиб турувчи чегарага тушаётган бўлсин (4.5- расм). У қисман қайтади ( $I'$  нур) ва қисман синидади ( $I''$  нур). Тажрибалар  $I'$  ва  $I''$  нурлар қисман қутбланган эканликларини кўрсатди. Лекин,  $I'$  ва  $I''$  нурлар ўзаро перпендикуляр бўлган ҳолда қайтувчи нур тўла қутбланган бўлиб, унинг тебранишлари тушиш текислигига перпендикуляр бўлган текисликда содир бўлади (расмда бу тебранишлар нуқталар ёрдамида тасвирланган). Синган нур эса қисман қутбланган бўлади. 4.5-расмда бу нур шартли равишда нуқталар ва нур йўналишига перпендикуляр қилиб ўтказилган кесмачалар тарзида тасвирланган. Кесмачаларни нуқталарга нисбатан кўплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга нисбатан кўпроқ эканлигини билдиради.

Геометрик оптика қонунларига асосан, иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи  $n_{21}$  нинг қиймати тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати билан аниқланади:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}. \quad (4.1)$$

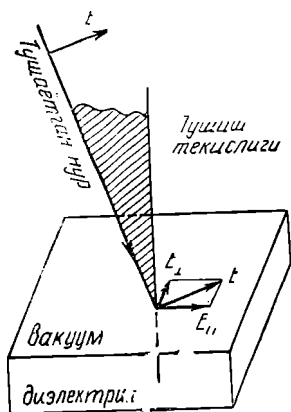
Иккинчи томсидан, 4.5-расмдан фойдаланиб,  $i + r = \pi/2$ , деган ҳулосага келамиз. Шунинг учун (4.1) ни қуйидагича ўзгартириб ёза оламиз:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin \left( \frac{\pi}{2} - i \right)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i. \quad (4.2)$$

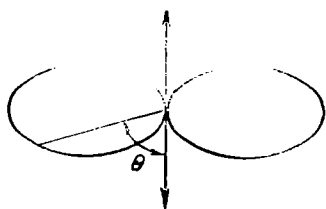
Бу муносабатни Брюстер қонуни деб,  $i$  бурчакни эса Брюстер бурчаги (ёки тўла қутбланиш бурчаги) деб юритилади. Масалан, <sup>1</sup>шиша учун ( $n = 1,53$ ) Брюстер бурчаги  $56^\circ$  га яқин. Бошқача айтганда, табиий ёруғлик нури шиша пластинкага  $56^\circ$  бурчак ҳосил қилиб туширилса, қайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тўла қутбланган бўлади.

Брюстер қонунининг физик моҳияти билан соддароқ ҳолда, яъни ёруғликнинг қайтиши ва синиши икки диэлектрик чегарасида эмас, балки вакуум билан диэлектрик чегарасида рўй бераётган ҳолда танишайлик. Тушаётган ёруғлик тўлқиннинг электр майдони таъсирида диэлектрик таркибидаги электронлар тебранма ҳаракатга келади. Тебранувчи электронлар ўз навбатида иккиламчи когерент тўлқинларни нурлантиради. Иккиламчи тўлқинлар бирламчи тўлқинлар билан ўзаро когерентдир. Бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциялашиши туфайли қайтган ва синган нурларнинг йўналишларидан ташқари барча йўналишлардаги тебранишлар сўнади. Электрон назария қайтган ва синган нурларнинг табиатини шу тарзда тушунтиради.

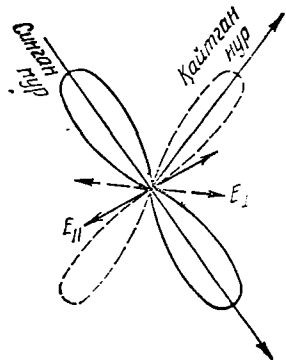
Энди, бу нурлар нима учун қутбланади? — деган саволга жавоб берайлик. Диэлектрикка тушаётган ёруғлик нури табиий нурдир. Табиий нурни ясси монохроматик тўлқинларнинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Бу тўлқинларнинг ихтиёрий биттаси устида мулоҳазаларимизни давом эттирайлик. Ясси монохроматик тўлқиннинг (4.6-расм) тебраниш текислиги нурнинг тушиш текислиги билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилсин. Бу тўлқиннинг  $E$  векторини ихтиёрий икки ташкил этувчининг йиғиндиси шаклида ифодалашимиз мумкин. Ташкил этувчилардан бири нурнинг тушиш текислигида ётувчи  $E_{\parallel}$ , иккинчиси эса тушиш текислигига перпендикуляр бўлган  $E_{\perp}$  лардан иборат бўлсин. Диэлектрикдаги электронлар  $E_{\parallel}$  таъсирида нурнинг тушиш текислигида,  $E_{\perp}$  таъсирида эса тушиш текислигига перпендикуляр йўналишларда тебранади. Бу тебранишларнинг ҳар бири туфайли ясси қутбланган иккиламчи тўлқинлар тарқалади. Хусусан,  $E_{\perp}$  таъсирида тушиш



4.6- расм



4.7- расм



4.8- расм

текислигига перпендикуляр йўналишда тебранувчи,  $E_{\parallel}$  таъсирида эса тушиш текислигида тебранувчи ясси қутбланган иккиламчи тўлқинлар ҳосил бўлади. Иккиламчи тўлқинларнинг интенсивликлари тарқалиш йўналишига боғлиқ (4.7-расм). Тебраниш йўналишига перпендикуляр йўналишда ( $\theta = \pi/2$ ) нурланиш энг кучли бўлади. Аксинча, тебраниш йўналишида ( $\theta = 0$  ёки  $\pi$ ) эса нурланиш содир бўлмайди.  $E_{\parallel}$  ва  $E_{\perp}$  лар таъсирида электрон нурлантираётган иккиламчи тўлқинларнинг интенсивликлари 4.8-расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича, қайтган нур йўналишида  $E_{\perp}$  таъсирида тарқалаётган иккиламчи тўлқинлар  $E_{\parallel}$  таъсирида тарқалаётган иккиламчи тўлқинлардан устунлик қилади. Шунинг учун қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр йўналишдаги тебранишлар бешқа йўналишлардаги тебранишлардан кўпроқ бўлади. Ёруғлик диэлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган бўлса,  $E_{\parallel}$  қайтган нур билан устма-уст тушади. Натижада қайтган нур йўналиши бўйлаб  $E_{\parallel}$  таъсирида иккиламчи тўлқинлар мутлақо нурлантирилмайди. Шунинг учун қайтган нур тўла қутбланган бўлади.

Синган нурнинг қисман қутбланишини қуйидагича тусунтирилади. Табиий нурда барча йўналишлардаги тебранишлар тенг эҳтимолли. Тушаётган табиий нурнинг энергияси қайтган ва синган нурлар орасида тақсимланганлиги учун, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, қайтган нурда бирор йўналишдаги тебранишлар кўпроқ бўлса, синган нурда шу йўналишдаги тебранишлар камроқ бўлиши керак. Шунинг учун қайтган нур қутбланганда синган нур ҳам қисман қутбланган бўлади.

### 3-§. Ёруғликни иккига ажралиб синишидаги қутбланиш

Физик хусусиятлари йўналишларига боғлиқ бўлмаган муҳит *изотроп муҳит* деб, аксинча, йўналишларига боғлиқ бўлган муҳит *анизотроп муҳит* деб аталади.

Изотроп муҳитда (масалан, шиша пластинкада) ёруғликнинг синиши Снеллиус қонуни деб аталувчи синиш қонунига бўйсунди.

1) синган нур, тушувчи нур ва тушиш нуқтасига тикалган нормал бир текисликда ётади;

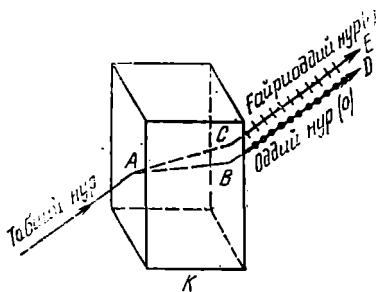
2) тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати айни муҳит учун ўзгармас катталиқ. Бу нисбат шу муҳитнинг синдириш кўрсаткичига тенг.

Анизотроп кристалларда (масалан, исланд шпатада) ёруғлик синганда манзара ўзгача бўлади (4.9-расм). Табiiй нур  $K$  кристаллнинг  $A$  нуқтасига тушгач икки нур ( $AB$  ва  $AC$  лар) га ажралади. Бу нурлар кристаллдан чиққач, табiiй нурга параллел йўналишда ( $BD$  ва  $CE$ ) давом этади. Кристаллда нурларнинг синиши текширилганда қуйидагилар аниқланди:

1) синган нурлардан бири ( $AB$ ) Снеллиус қонунига тўла бўйсунди;

2) иккинчи синган нур ( $AC$ ) эса Снеллиус қонунига бўйсунмайди.

Шунинг учун  $AB$  нур *оддий нур* деб,  $AC$  нур эса *ғайриоддий нур* деб ном олди. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий ва ғайриоддий нурлар ясси қутбланган экан. Лекин, уларнинг тебранишлари ўзаро перпендикуляр текисликларда содир бўлади. Бундан ташқари, исланд шпатынинг оддий нур учун синдириш кўрсаткичи 1.658 га, ғайриоддий нур учун эса синдириш кўрсаткичининг қиймати нурнинг йўналишига боғлиқ бўлиб, кристаллнинг оптик ўқи йўналишида 1,658 га, кристаллнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишда 1,486 га тенглиги аниқланди. Эътибор берсангиз, нурнинг йўналиши кристаллнинг оптик ўқига нисбатан аниқланяпти. У ҳолда *кристаллнинг оптик ўқи нима?*—деган савол туғилади, албатта. Бу саволга жавоб бериш учун кристаллоптиканинг баъзи элементлари билан танишайлик.



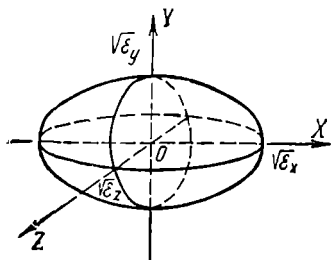
4.9- расм

Хар қандай муҳитда ёруғликнинг тарқалиш қонунларини муҳитга тушувчи бирламчи тўлқин ва ёруғлик тўлқиннинг электр майдони таъсирида вужудга келган «элементар нурлангич» лар тарқатадиган иккиламчи тўлқинларнинг интерференциялашиши натижаси сифатида ифодалаш мумкин. Лекин, анизотроп кристалларда иккиламчи тўлқинлар интерференциясини ҳисоблаш анча мураккаб. Шунинг учун Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосида мулоҳазалар юргизамиз. Ёруғлик учун шаффоф бўлган аксарият жисмлар диэлектриклардир. Диэлектрикларнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu = 1$  бўлганлиги учун кристалларнинг оптик анизотропияси уларнинг диэлектрик сингдирувчанлигининг анизотропияси маҳсулидир ( $n = \sqrt{\epsilon}$  мунсабатни эсланг), деб ҳисобласа бўлади. Натижада кристалл диэлектрик сингдирувчанлигининг йўналишга боғлиқлик графигини қуйидаги усулда тасвирлаш мумкин. Кристалл ичида ихтиёрий  $O$  нуқтани танлаб оламиз. Бу нуқтадан турли йўналишлар бўйича шундай кесмачалар ўтказайликки, бу кесмачаларнинг узунликлари шу йўналишлардаги кристалл диэлектрик сингдирувчанлигининг  $1/2$  даражасига ( $\sqrt{\epsilon}$ ) тенг бўлсин. Бу кесмачаларнинг иккинчи учларига тегиб ўтадиган сирт эллипсоид шаклида бўлади (4.10-расм). Эллипсоиднинг симметрия ўқлари бўйлаб тўғри бурчакли Декарт координата системасининг  $OX$ ,  $OY$  ва  $OZ$  ўқларини ўтказайлик. Бу ўқларнинг эллипсоид билан кесишган нуқталари  $O$  нуқтадан мсс равишда  $\sqrt{\epsilon_x}$ ,  $\sqrt{\epsilon_y}$ ,  $\sqrt{\epsilon_z}$  узоқликда жойлашгандир.  $Y$  ҳолда эллипсоиднинг тенгламаси

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1 \quad (4.3)$$

кўринишида бўлади. Одатда, эллипсоид муҳитнинг оптик индикатрисаси, (4.3) эса унинг тенгламаси деб аталади.

1)  $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$  бўлса, кристаллнинг оптик индикатрисаси сферик шаклга эга бўлади. Бундай кристаллдаги барча йўналишларда  $n$  айнан бир қийматга эга. Шунинг учун бу муҳит оптик жиҳатдан ҳам изотроп деб ҳисобланади ( $n = \sqrt{\epsilon}$  га асосан).



4.10- расм



2)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$  бўлса, оптик индикатриса  $OX$  ўқи атрофидаги айланма эллипсоид шаклига эга бўлади. Бу эллипсоидни  $YOZ$  текислик билан кесилса, айлана ҳосил бўлади. Демак,  $OX$  га перпендикуляр бўлган барча йўналишлар бўйича  $\epsilon$  нинг қийматлари бир хил экан. Бундай кристаллни бир ўқли кристалл,  $OX$  ўқни эса кристаллнинг  $O$  нуқта учун оптик ўқи деб аталади. Шунини алоҳида қайд қилиш лозимки, кристаллнинг бирор нуқтаси учун оптик ўқ деганда бу нуқтадан ўтувчи тўғри чизиқни эмас, балки кристалл ичидаги маълум йўналишни тушуниш керак. Бу йўналишга параллел бўлган ҳар қандай тўғри чизиқ ҳам кристаллнинг оптик ўқи бўлаверади.

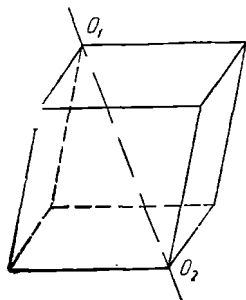
*Кристаллнинг оптик ўқи орқали ўтган ҳар қандай текислик кристаллнинг бош текислиги деб аталади.* Бош текисликлар чексиз кўп бўлиши мумкин. Шунинг учун, одатда, ёруғлик нури ва оптик ўқ орқали ўтувчи текисликни кристаллнинг бош текислиги деб қабул қилиш мақсадга мувофиқдир.

3)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$  бўлса, кристалл икки ўқли бўлади.

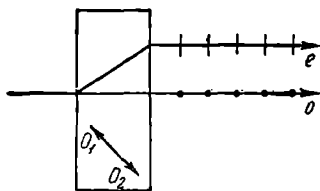
Биз фақат бир ўқли кристалларда ёруғликнинг синишини ўрганамиз. Юқорида баён этилган тажрибада қўлланилган исланд шпати ҳам бир ўқли кристаллдир. Бу кристаллнинг оптик ўқи қандай йўналган?

Исланд шпатынинг кристалл панжараси ромбоэдр шаклига (4.11-расм) эга. Ромбоэдр қийшайган кубга ўхшайди. Унинг  $O_1$  ва  $O_2$  бурчакларини бирлаштирувчи тўғри чизиқ, яъни кичик диагональ кристаллнинг оптик ўқи дейилади. 4.11-расмда исланд шпати кристалл панжарасининг биттагина ячейкаси тасвирланган. Кристалл парчасида эса шундай ячейкалар ҳар томондан ёнма-ён жойлашган бўлади. Барча ячейкаларнинг қисқа диагоналлари ўзаро параллел. Шунинг учун расмдаги  $O_1 O_2$  тўғри чизиқ ёки кристалл ичидаги унга параллел бўлган ихтиёрий йўналишни исланд шпати кристаллининг оптик ўқи деб қабул қилинади.

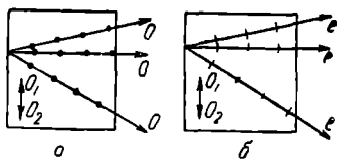
Исланд шпати билан ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, фақат кристаллнинг оптик ўқига параллел равишда ёруғлик тушган тақдирда нурни иккига ажралиб синиши кузатиш мумкин экан, холос. Бошқа барча йўналишларда нур иккига ажралиб синади. 4.12-расмда крис-



4.11-расм



4.12- расм



4.13- расм

талл сиртига нормал равишда тушаётган нур тасвирланган. Бу ҳолда кристаллнинг оптик ўқи  $O_1O_2$  ва тушувчи нур ўзаро параллел бўлмаганлиги учун нур кристаллда иккига ажралади. Снеллиус қонунига бўйсунувчи оддий нур ўз йўналишини ўзгартирмайди. Ғайриоддий нур эса ўзининг «ғайриоддий» хусусиятини намойиш қилиб нормал йўналишдан сғади. Шунини алоҳида қайд қилмоқ лозимки, бу нурнинг «ғайриоддий» лиги кристаллга кириш ва чиқишда ҳамда кристалл ичида намоён бўлади. Кристаллдан чиққандан сўнг бу нур «ғайриоддий» лигини йўқотиб, худди оддий нур каби ясси қутбланган нур бўлиб қолади. Аммо бу нурнинг тебраниш текислиги оддий нурнинг тебраниш текислигига перпендикулярдир. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий нур  $E$  векторининг тебранишлари кристалл бош текислигига перпендикуляр йўналишида, ғайриоддий нурники эса кристалл бош текислигида содир бўлади.

Энди, бир ўқли анизотроп кристалларда ёруғликнинг иккига ажралиб синишининг сабаби нимада? — деган саволга жавоб беришимиз мумкин. 4.13-а расмда кристаллнинг оптик ўқи билан турли бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган оддий нурлар тасвирланган. Бу нурларнинг  $E$  векторлари кристаллнинг бош текислигига перпендикуляр йўналишда тебранади. Демак, барча йўналишлардаги оддий нурларнинг  $E$  векторлари кристаллнинг оптик ўқига перпендикулярдир. Бир ўқли анизотроп кристаллнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишларда (4.10-расмдаги  $OX$  га перпендикуляр йўналишларда)  $e$  нинг қиймати ўзгармас эди. Бундан оддий нурнинг синдириш кўрсаткичи

$$n_o = \text{const}, \quad (4.4)$$

деган хулосага келамиз.

Ғайриоддий нурнинг  $E$  вектори кристаллнинг бош текислигида жойлашган (4.13-б расм). Расмдан кўринишича,  $E$  ва кристаллнинг оптик ўқи орасидаги бурчак ғайриоддий нур-

нинг йўналишига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати 0 дан  $\pi/2$  гача ўзгаради. Бу эса ғайриоддий нур учун бир ўқли анизотроп кристалл (4.10-расмга қ.) нинг синдириш кўрсаткичи

$$n_e \neq \text{const} \quad (4.5)$$

деган ҳулосага олиб келади.  $E$  ва оптик ўқ орасидаги бурчакнинг  $\pi/2$  га тенг қиймати кристаллнинг оптик ўқи бўйлаб йўналган ғайриоддий нурга тегишли бўлиб, бу ҳолда  $n_e = n_o$  бўлиб қолади. Ҳақиқатан, тажрибаларда фақатгина оптик ўқ йўналишида ёруғликнинг иккига ажралиб синуши кузатилмайди. Сариқ ёруғликдан ( $\lambda_0 = 0,589$  мкм) фойдаланиб ўтказилган тажрибаларда исланд шпатининг ғайриоддий нур учун синдириш кўрсаткичи  $n_e$  нинг қиймати 1,658 дан (оптик ўқ йўналишида) 1,486 гача (оптик ўққа перпендикуляр йўналишида) ўзгарди.

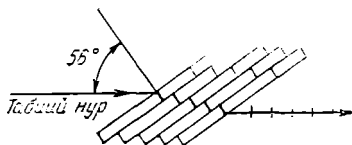
Шундай қилиб, оддий ва ғайриоддий нурларнинг синдириш кўрсаткичлари бир-биридан фарқланганлиги учун бу нурларнинг кристаллдаги синуш бурчаклари ҳам фарқланади. Натижада оддий ва ғайриоддий нурлар бир-биридан ажралиб давом этади.

#### 4- §. Поляризаторлар

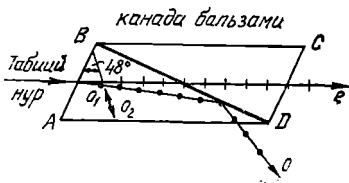
Табиий ёруғликдан қутбланган ёруғлик олиш учун шундай шароитлар яратиш керакки, бу шароитларда ёруғлик тўлқиннинг  $E$  вектори муайян аниқ бир йўналиш бўйлаб тебранадиган бўлсин. Бундай шароитларни ўзида мужассамлаштирган қурилмалар поляризаторлар деб аталади. Уларнинг баъзилари билан танишайлик:

1) тушаётган ёруғлик нури билан Брюстер бурчаги ҳосил қиладиган тарзда жойлаштирилган диэлектрикнинг ясси сиртидан поляризатор сифатида фойдаланиш мумкин. Шиша пластинка учун Брюстер бурчагининг қиймати  $56^\circ$  га тенг. Бундай шароитда қайтган нур тўлиқ қутбланган бўлади. Синган нур эса қисман қутбланган. Агар ўзаро параллел пластинкалар дастасидан фойдалансак (4.14-расм) ёруғлик бу пластинкаларда кўп марта сингандан сўнг амалда тўлиқ қутбланган бўлади;

2) анизотроп жисмга тушаётган ёруғлик икки ясси қутбланган нурга ажралади. Бирор усул ёрдамида бу нурлардан бирини йўқотсак, жисмдан фақат битта қутбланган (оддий ёхуд ғайриоддий) нур чиқади, холос. Масалан, француз олими Николь томонидан таклиф этилган поляризатор (4.15-



4.14- расм



4.15- расм

расм) исланд шпатидан тайёрланган иккита ( $ABD$  ва  $BDC$ ) призмадан иборат. Призманинг оптик ўқи  $AB$  қирра билан  $48^\circ$  ли бурчак ташкил қилади. Бу призмалар канада бальзами билан елимланган. Елим қатламининг (расмдаги  $DB$  қатлам) синдириш кўрсаткичи ( $n_o = 1,550$ ) исланд шпатынинг оддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ( $n_e = 1,65$ ) кичик, ғайриоддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ( $n_e = 1,515$ ) катта. Шунинг учун табиий ёруғлик Николь призмасининг  $ABD$  қисмида икки ясси қутбланган нур ( $o$  ва  $e$  нурлар) га ажралиб, канада бальзамидан иборат  $DB$  қатламга тушганда, уларнинг тақдири турлича бўлади: оддий нур оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ( $n_o > n_o$ ) тушганлиги туфайли тўла ички қайтиш ҳодисаси рўй беради. Натижада оддий нур призманинг  $BDC$  қисмига умуман ўтмайди ва ташқарига чиқиб кетади. Ғайриоддий нур эса канада бальзамининг юпқа қатлаmidан бемалол ўтади, чунки  $n_e < n_o$ . Шу тариқа Николь призмаси (ёки оддийгина николь) дан фақат ғайриоддий нур ўтади, унинг тебранишлари призманинг бош текислигига мос бўлган текисликда (4.15- расмдаги чизма текислигида) содир бўлади;

3) анизотроп кристалларнинг ёруғликни ютиш хусусияти ҳам ўзгача, яъни оддий ва ғайриоддий нурларнинг ютилиши бир хил бўлмайди. Дихроизм деб аталадиган бу ҳодиса туфайли баъзи кристалларда ясси қутбланган нурлардан бири бутунлай ютилади. Масалан, турмалин кристаллида оддий нурнинг ютилиш коэффициенти ғайриоддий нурникидан бир неча марта катта. Қалинлиги 1 мм бўлган турмалин пластинкасида оддий нур ютилиб, бундан фақат ғайриоддий нурлар чиқади. Демак, дихроизм хусусияти кескин намоён бўладиган анизотроп кристалларда иккига ажралиб синган нурлардан бири ўз-ўзидан йўқолади. Бу эса улардан поляризатор сифатида фойдаланиш имконини беради;

4) поляризатор сифатида поляроидлардан ҳам фойдаланилади. Поляроид юпқа целлулоид плёнкасида иборат бў-

## 6-§. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш усуллари

Жисмларда оптик анизотропияни сунъий равишда вужудга келтириш усуллари баён қилишдан аввал, умуман анизотропияни қайд қилишнинг оптик воситаси билан та-нишайлик.

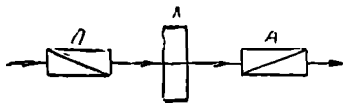
Шаффоф анизотроп жисмларни унга тушувчи ясси қутбланган ёруғликлар ёрдамида ўрганиш кенг тарқалган. Масалани соддалаштириш мақсадида оптик ўқига параллел равишда кесиб олинган бир ўқли кристалл пластинкани текширайлик. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 4.17-расмда тасвирланган. Табиий монохроматик ёруғлик поляризатор вазифасини ўтовчи *П* николга тушади. Ундан чиққан ясси қутбланган нур *К* кристалл пластинкадан ўтиб, анализатор вазифасини ўтовчи *А* николга тушади. Пластинкани икки николь оралиғидан олиб туриб, поляризатор ва анализаторларни ўзаро перпендикуляр вазиятга мослаб оламиз. Қурилманинг бу вазияти 4.16-б расмда тасвирланган ҳолни эслатади. Бу ҳолда анализатордан ёруғлик ўтмайди, албатта. Агар николлар оралиғига изотроп кристаллдан кесиб олинган пластинка жойлаштирилса ҳам аҳвол ўзгармайди, яъни анализатордан ёруғлик ўтмайди. Энди анизотроп кристаллдан кесиб олинган пластинкани ўз жойига, яъни николлар оралиғига жойлаштирайлик. Натижада аҳвол ўзгаради, системадан ёруғлик ўтади. Сабаби нимада? Сабаби шундаки, поляризатордан чиққан ёруғликнинг қутбланганлик ҳолатини кристалл пластинка ўзгартиради. Ҳақиқатан, кристаллга тушаётган нурлар дастаси иккига ажралиб синиши туфайли вужудга келган оддий ва ғайриоддий нурларнинг анализатордан ўтиб интерференциялашиши натижасида пайдо бўладиган манзара кузатилади. Лекин икки ёруғлик тўлқинининг интерференциялашиши учун қуйидаги икки шарт бажарилиши лозим эди:

1) иккала нур когерент бўлиши, яъни устма-уст тушаётган ёруғлик тўлқинларнинг фазалар фарқи ўзгармаслиги керак;

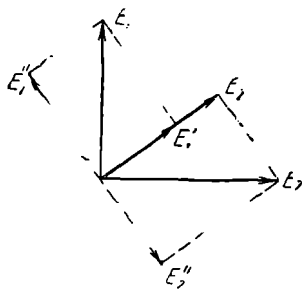
2) иккала ёруғлик тўлқинининг тебраниш текисликлари мос тушиши керак.

Текшириляётган ҳолда биринчи шарт бажарилади, чунки оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

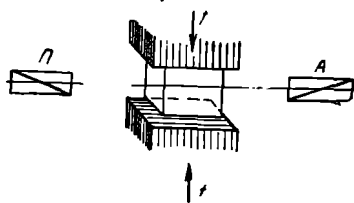
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (4.8)$$



4 17-расм



4.18- расм



4.19- расм

мазкур ёруғликнинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  учун ўзгармасдир. Бу ифодада  $d$  — пластинканинг қалинлиги. Иккинчи шарт эса биринчи қарашда ба- жарилмайдигандек бўлиб кў- ринади, чунки кристалл пластинкада иккига ажралган од- дий ва ғайриоддий нурларнинг  $E$  векторлари ўзаро перпен- дикуляр текисликларда теб- раниши лозим. Аммо бу нурларнинг  $E$  векторлари (4.18- расмдаги  $E_1$  ва  $E_2$  лар) нинг анализатор бош текис- лигига параллел ташкил этув- чилари ( $E_1'$  ва  $E_2'$  лар) бир текисликда тебранади. Шунинг учун анализатордан чиқаятган иккала нурнинг интерферен- циялашиши учун барча им-

кониятлар мавжуд. Агар пластинканинг қалинлиги нотекис бўлса, интерференцион манзарада ёритилганлик бир текис бўлмайди, ёруғ ва қоронғи соҳалар пайдо бўлади. Тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғлик қўлланилса манзара ранг-баранг бўлади.

Юқорида баён этилган тажрибада кузатилган ҳодисалар фақат кристалл пластинкалардан ёруғлик ўтган ҳолларда- гина эмас, балки поляризатор ва анализатор оралиғига ани- зотроп жисмлар жойлаштирилган барча ҳолларда ҳам со- дир бўлади. Демак, бу қурилма жисмларда сунъий равишда ҳосил қилинган анизотропиянинг мавжудлигини текшириш учун қўлланиладиган сезгир усулдир.

Жисмларда сунъий анизотропия вужудга келтиришни бир неча усуллари аниқланган.

1. Шаффоф жисмни сиқиш (ёки чўзиш) натижасида ўзи- га хос шундай бир хусусият вужудга келадиги, у оптик ўқи сиқилиш (ёки чўзилиш) йўналишида бўлган кристаллни эслатади (4.19- расм). Шунинг учун жисм механик дефор- мация таъсирида «квазикристалл» га айланади, дейиш ҳам мумкин. Т. Зеебек ва Д. Брюстер механик деформация таъсири туфайли изотроп материалларда ёруғликнинг ик- кига ажралиб синишини кузатдилар. Тажрибалардан аниқ- ланишича, оптик ўққа перпендикуляр йўналишлардаги

оддий ва ғайриоддий нурлар синдириш кўрсаткичларининг фарқи жисмга таъсир этаётган кучланиш (жисмнинг бирлик кўндаланг кесимига нормал равишда таъсир этувчи куч) яъни  $\tau = F/S$  га пропорционал:

$$n_0 - n_e = k \tau \quad (4.9)$$

бунда  $k$  — муайян жисмнинг хусусиятларига боғлиқ бўлган коэффициент.

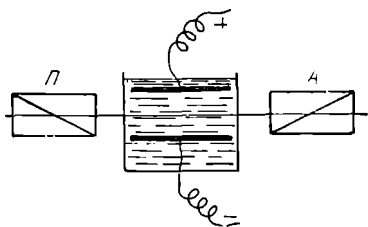
Агар жисмнинг қалинлигини  $d$  деб белгиласак, жисмдан чиққан оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d (n_0 - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} d k \tau \quad (4.10)$$

бўлади. Бу ифода интерференцион манзарадаги максимум ва минимумларнинг вазиятларини аниқлайди. Агар тажрибада оқ ёруғликдан фойдаланилса, манзара турли рангларга бўялган бўлади. Ранглар тақсимооти жисм ичидаги зўриқишлар тақсимоотига боғлиқ.

Бу ҳодисадан шаффоф жисмлардаги деформацияларни аниқлашда кенг қўлланилади. Шаффоф бўлмаган жисмларга ҳам бу усулни қўллаш мумкин. Бунинг учун ўрганилиши лозим бўлган объект (кўприк, бина, машина элементи) нинг моделини шаффоф жисмдан ясалади ва уни мос пропорциядаги кучланиш таъсирида деформациялаб тажриба ўтказилади.

2. *Суюқ ёки газсимон изотроп диэлектрик электр майдонга жойлаштирилганда анизотропия вужудга келишини Ж. Керр аниқлаган.* Шунинг учун бу ҳодиса Керр эффекти деб ном олган. Бу ҳодисани ўрганиш учун қўлланиладиган қурилма схематик тарзда 4.20-расмда тасвирланган. Поляризатор ва анализатор оралиғида бирор идишга солинган суюқлик (масалан, нитробензол) жойлаштирилади. Суюқликка жойлаштирилган металл пластинкаларга потенциаллар фарқи берилса, суюқлик ёруғликни иккига ажратиб синдириш хусусиятига эга бўлади. Керр эффекти диэлектрик қўбланишининг самарасидир. Ташқи электр майдон таъсирида диэлектрик молекулалари электр майдон йўналишига нисбатан маълум йўналишда ориентацияланади. Бу эса диэлектрикнинг анизотропик хусусиятга, хусусан



4.20-расм

оптик анизотропияга эришишига сабабчи бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, электр майдонга перпендикуляр йўналишдаги ғайриоддий ва оддий нурлар учун қутбланган суюқлик синдириш кўрсаткичларининг фарқи майдон кучланганлиги  $E_T$  билан қуйидагича боғланган:

$$n_e - n_o = B\lambda E_T^2, \quad (4.11)$$

бунда  $B$  — Керр доимийси деб аталувчи коэффициент. Керр доимийси жисмнинг табиатига боғлиқ. Муайян жисм учун унинг қиймати тўлқин узунлиқ  $\lambda$  ва температурага боғлиқ. Температура ошган сари  $B$  камаяди, чунки температура юқорилашганда иссиқлик ҳаракатнинг йўналишлар тартибини бузувчи таъсири ҳам кучаяди.  $d$  қалинликдаги суюқлик қатламидан ўтаётган оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи учун қуйидаги ифодани ёза оламиз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot B\lambda E_T^2 = 2\pi d B E_T^2. \quad (4.12)$$

Керр эффектида жисмларнинг анизотропик хусусиятлари кескин намоён бўлади. Масалан,  $d = 0,143$  м бўлган идишга солинган нитробензол устида  $\lambda_0 = 5 \cdot 10^{-7}$  м ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса,  $E_T = 3 \cdot 10^8$  В/м электр майдонда оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи  $\Delta\varphi = \pi$  бўлади. Демак, электр майдон таъсир этмагунча қоронғилик кузатилса, электр майдон таъсирида анализатордан максимал ёруғликнинг ўтиши кузатилади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, (4.12) ифодага асосан,  $\Delta\varphi$  ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ эмас.

Керр эффектнинг яна бир ажойиб хусусияти шундан иборатки, майдон таъсир этган замоноқ (аниқроғи тахминан  $10^{-9}$  с вақт ичида) жисм анизотропик ҳолатга эришади. Майдон йўқотилганда ҳам шундай тезлик билан жисм изотроп ҳолатни тиклайди. Ўзининг бу ажойиб хусусияти туфайли Керр эффекти ёруғлик интенсивлигини ниҳоят тез ўзгартириш лозим бўлган техника соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Масалан, тез кинога олишда, тез ўзгарадиган процессларни текширишда ва ҳоказо.

3. *Кучли магнит майдон ( $H_T$ ) таъсирида баъзи изотроп жисмларда (суюқлик, шиша ва коллоидлар) оптик анизотропия вужудга келади.* Бу ҳодисани Э Коттон ва Х. Мутонлар текширгани учун уларнинг номи билан *Коттон — Мутон эффекти* деб юритилади. Таъсирловчи магнит майдон йўналишига перпендикуляр равишда тарқалаёт-



ган ғайриоддий ва оддий нурлар учун текшириладиган жисм синдириш кўрсаткичларининг фарқи

$$n_e - n_0 = C\lambda H_T \quad (4.13)$$

бўлади. Бунда  $C$  — Коттон — Мутон доимийси. У жисмнинг табиатига, тўлқин узунликка ва температурага боғлиқ.

## У Б О Б

### ИССИҚЛИК НУРЛАНИШ

Нурланишлар турли хил бўлади. Масалан, оксидланаётган фосфорнинг нурланиши, газлардан электр ток ўтиш жараёнида вужудга келадиган нурланиш, қаттиқ жисмларни электронлар билан бомбардимон қилиш натижасида вужудга келадиган нурланиш, қиздирилган жисмнинг нурланиши, яъни иссиқлик нурланиш ва ҳоказо. Бу нурланишлар бир-биридан ўзларининг вужудга келишининг табиати билан ажралиб туради. Лекин ҳар қандай нурланиш жараёнида ҳам энергиянинг бирор тури нурланиш энергиясига айланади. Хусусан, *иссиқлик нурланишида жисм зарраларининг хаотик иссиқлик ҳаракат энергиясининг бир қисми электромагнит тўлқин тарзида нурланади*. Бу нурланиш абсолют нолдан фарқли барча температурадаги жисмларда кузатилади ва температурага кучли боғлиқ бўлади. Шунинг учун, баъзан, иссиқлик нурланишни температуравий нурланиш деб ҳам аталади. Бу бобда нурланишнинг шу турини ўрганамиз.

Иссиқлик нурланишга оид қонунларни баён қилишдан олдин нурланиш ва унинг жисм билан таъсирлашишини характерлаш учун қўлланиладиган баъзи катталикларнинг моҳияти билан танишайлик.

#### 1-§. Нурланиш ва жисм орасидаги муносабат характеристикалари

Ҳар қандай нурланишнинг асосий характеристикаси сифатида унинг оқими қабул қилиниши керак. Бирор юз орқали *нурланишнинг оқими* деганда бирлик вақтда шу юз орқали ўтаётган нурланиш энергияси тушунилади:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}, \quad (5.1)$$

бунда  $dW$  — берилган юз орқали  $dt$  вақт ичида ўтган нурланиш энергияси.

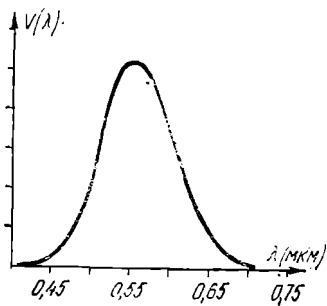
Турли нурланишлар бир-биридан спектрларининг узлукли ёхуд узлуксизлиги, спектрларининг кенглиги ва спектрнинг айрим қисмларига мос келувчи нурланиш оқими билан фарқланади. Нурланиш спектрининг турли қисмлари турлича хусусиятларга эга бўлиб, ўзларини турлича намоён қилади. Масалан,  $\lambda = (0,40 \div 0,75)$  мкм интервалдаги нурланиш инсон кўзига таъсир қилиш хусусияти билан ажралиб туради. Инсон кўзининг турли тўлқин узунликли ёруғликларни сезувчанлик хусусияти турлича, тўлқин узунлиги 0,555 мкм бўлган нурланиш (яшил нур) учун кўзнинг сезгирлиги энг катта бўлади. Агар бу нурларнинг кўринувчанлик функцияси  $V(\lambda)$  ни 1 га тенг деб олсак (5.1-расм), бошқа тўлқин узунликли ёруғлик нурлари учун  $V(\lambda)$  нинг қиймати 1 дан кичик бўлади. Тўлқин узунликлари 0,40 мкм дан кичик ва 0,75 мкм дан катта бўлган нурланишларнинг оқими эса инсон кўзида кўриш сезгисини батамом уйғотмайди. Лекин, айрим интервалдаги тўлқин узунликли нурланишлар химиявий реакция, фотоэффект ёхуд газларнинг ионланиши каби жараёнларни вужудга келтириши мумкин. Тўлқин узунликлари анча катта бўлган нурланишлар оқимини эса электромагнит тебраниш контурлари ёрдамида қайд қилиш мумкин.

Умуман, нурланиш оқими [(5.1) ифодага қ.] қувват бирликларида ўлчаниши керак. СИ да ватт (Вт) ларда ўлчанади. Лекин нурланишларнинг айрим соҳалари учун бошқа бирликлар мавжуд. Масалан, ёруғлик тўлқинларнинг оқими люмен (лм) ларда ўлчанади. Мантиқий жиҳатдан ёруғлик оқимининг бирлиги ассийй бирлик сифатида танлаб олиниши лозим эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра, СИ да ёруғлик кучининг бирлиги ассийй деб қабул қилинган. Ёруғлик кучини манба (нурлангич) нурланишининг фазовий

бурчак бирлигига тўғри келадиган ёруғлик оқими тарзида аниқланади:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (5.2)$$

бунда  $d\Phi$  — етарлича кичик  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида тарқалаётган ёруғлик оқими СИ да ёруғлик кучининг ўлчов бирлиги кандела (кд):  $540 \cdot 10^{12}$  Гц частотали монохроматик нурланиш чиқараётган ман-



5.1- расм

ба ёруғлигининг энергетик кучи  $\frac{1}{683} \cdot \frac{\text{Вт}}{\text{ср}}$  га тенг бўлган йўналишдаги ёруғлик кучи 1 кандела деб қабул қилинган.

Демак, (5.2) ифодага асосан, ёруғлик кучи 1 кандела (кд) бўлган нурлангич 1 стерадиан (ср) фазовий бурчакда ҳосил қиладиган ёруғлик оқими 1 люмен (лм) дир:

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}. \quad (5.3)$$

Ёруғлик оқимининг ўлчамлиги —  $I$ .

Тажрибалар асосида тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$  бўлган нурланишнинг 1 лм ёруғлик оқимига 0,0016 Вт энергия оқими тўғри келиши аниқланди. Шунинг учун

$$A = 0,0016 \frac{\text{Вт}}{\text{лм}} \quad (5.4)$$

катталиқ ёруғлиқнинг механик эквиваленти деб аталган. Яшил нур учун кўринувчанлик функцияси  $V(\lambda) = 1$  эди. Шунинг учун  $V(\lambda) \neq 1$  бўлган нурланишларнинг 1 лм ёруғлик оқимига  $\frac{A}{V(\lambda)}$  Вт энергия оқими мос келади. Нурланиш

оқими ( $\Phi$ ) бирор ясси параллел пластинка шаклидаги жисм сиртига тушаётган бўлсин. Бу оқим қисман қайтади ( $\Phi_k$ ), қисман жисмда ютилади ( $\Phi_{\text{ю}}$ ), қолган қисми эса жисмдан ўтади ( $\Phi_{\text{ў}}$ ), яъни

$$\Phi_k + \Phi_{\text{ю}} + \Phi_{\text{ў}} = \Phi \quad (5.5)$$

тенглик бажарилади. Бу тенглиқнинг иккала томонини  $\Phi$  га тақсимласак ва қуйидаги:

$\Phi_k / \Phi$  —  $\rho$  жисмнинг нур қайтариш қобилияти;

$\Phi_{\text{ю}} / \Phi$  —  $a$  жисмнинг нур ютиш қобилияти;

$\Phi_{\text{ў}} / \Phi$  —  $D$  жисмнинг нур ўтказиш қобилияти — белгилашлардан фойдалансак, (5.5) ифода

$$\rho + a + D = 1 \quad (5.6)$$

кўринишга келади. Нисбатан қалинроқ бўлган кўпгина қаттиқ жисмлар учун  $D = 0$  деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда (5.6) ифода

$$\rho + a = 1 \quad (5.7)$$

кўринишга келади. Бу ифода тўлқин узунлиқлари турлича бўлган (умумий ҳолда  $0 < \lambda < \infty$ ) нурланишлар учун ўринли. Тажрибаларнинг кўрсатишича,  $\rho$  ва  $a$  нинг қийматлари жисмнинг температурасига ва жисмга тушаётган нурланишнинг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқ. Шунинг учун  $T$  тем-

пературали жисмнинг  $\lambda$  тўлқин узунликли нур қайтариш қобилиятини  $\rho_{\lambda, T}$ , нур ютиш қобилиятини эса  $\alpha_{\lambda, T}$  билан белгиласак, (5.7) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\rho_{\lambda, T} + \alpha_{\lambda, T} = 1 \quad (5.8)$$

Умуман,  $\rho_{\lambda, T}$  ва  $\alpha_{\lambda, T}$  лар 0 дан 1 гача бўлган интервалда ўзгариши мумкин. Икки чегаравий ҳолни кўрайлик:

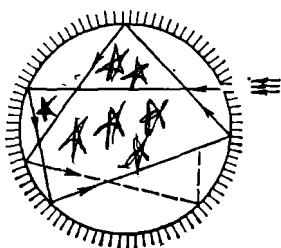
1)  $\rho_{\lambda, T} = 1$  ва  $\alpha_{\lambda, T} = 0$ ,

яъни жисмга тушаётган нур тўла қайтарилади. Бундай жисм *абсолют оқ жисм* деб аталади.

2)  $\rho_{\lambda, T} = 0$  ва  $\alpha_{\lambda, T} = 1$ ,

яъни жисмга тушаётган нурланиш қайтарилмайди, у бутунлай ютилади. Бундай жисм *абсолют қора жисм* деб аталади.

Табиатда абсолют оқ жисм ҳам, абсолют қора жисм ҳам учрамайди. Ҳар қандай жисм тушаётган нурланишнинг бир қисмини ютса, қолган қисмини қайтаради. Уларнинг бир-биридан фарқи шундаки, баъзи жисмлар нурланишнинг кўпроқ қисмини ютса, бошқа жисмлар камроқ қисмини ютади. Шунинг учун биринчи хил жисмларни иккинчиларига нисбатан қорароқ дейиш мумкин. Масалан, табиатда мавжуд бўлган энг қора жисм — қоракуя учун кўринувчан ёруғлик  $\lambda = (0,40 \div 0,75)$  мкм соҳасида, нур ютиш қобилияти 0,99 га яқин. Лекин у инфрақизил нурларни камроқ ютади. Одатда, ўзининг хусусиятлари билан абсолют қора жисмдан кам фарқланадиган моделдан фойдаланилади. Бундай модель (5.2-расм) жуда кичик тешикка эга бўлган берк ковак идишдан иборат. Ихтиёрин тўлқин узунликли нур тешик орқали ковакка кириб қолгач, унинг ички деворларидан кўп марта қайтгандан кейингина қайтиб чиқа



5.2 расм

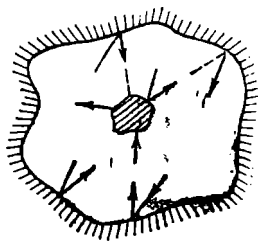
олади. Ҳар бир қайтиш жараёнида нур энергиясининг бир қисми ютилади, натижада нур энергиясининг жуда кичик улушигина ковакдан қайтиб чиқиши мумкин. Шунинг учун бундай моделнинг нур ютиш қобилияти 1 га жуда яқин бўлади.

Жисмнинг нур қайтариш ва нур ютиш қобилиятларидан ташқари яна бир характеристикаси мавжудки, у  $T$  температурадаги

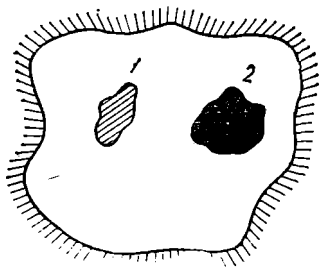
жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланаётган электромагнит тўлқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталикни  $T$  температурадаги жисмнинг нур чиқариш қобилияти деб аталади ва  $e_T$  орқали белгиланади.  $\rho$  ва  $a$  лар ўлчамсиз катталиклар, чунки улар жисмга тушаётган нурланиш оқимининг улуши билан характерланар эди.  $e_T$  эса, юқоридаги таърифга асосан,  $\text{Вт}/\text{м}^2$  ларда ўлчанади.  $e_T$  жисмнинг тўла нур чиқариш, яъни  $0 < \lambda < \infty$  интервалдаги нурларни чиқариш қобилиятидир. Бундан ташқари,  $T$  температурадаги жисмнинг  $\lambda$  тўлқин узунликли нур чиқариш қобилияти  $e_{\lambda,T}$  катталикдан ҳам фойдаланилади. Бу катталик  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурлантираётган электромагнит тўлқинлар энергиясини ифодалайди ва  $(\text{Вт}/\text{м}^2) : \text{м} = \text{Вт}/\text{м}^3$  ларда ўлчанади. Абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятини бошқа жисмларникидан фарқ қилиш мақсадида  $E_{\lambda,T}$  деб белгиланади.

## 2-§. Кирхгоф қонуни

Иссиқлик нурланиш бошқа турдаги нурланишлардан ўзининг бир хусусияти билан кескин фарқланади. Бу хусусиятнинг моҳияти қуйидагидан иборат.  $T$  температурадаги жисм қобиқ билан ўралган бўлсин (5.3-расм). Қобиқ иссиқлик ўтказмайди ва нурланишни тўлиқ қайтарувчи идеал жисмдан тайёрланган деб фараз қилайлик. Қобиқ ичидан ҳавссини сўриб олайлик. Жисм чиқарган нурланиш қобиққа тушиб, ундан бир ёки бир неча марта қайтгач, яна жисмга тушади. Жисм эса бу нурланишни қисман ёки тўлиқ ютади. Қисман ютса, қолган қисмини қайтаради. Шу тарзда жисм ва қобиқ ичидаги нурланиш срасида энергия алмашинуви давом этиб туради, яъни жисм ўзининг бирлик юзидан бирлик вақтда нурланиш сифатида қанча энергия чиқарса, нурланишни ютиш жараёнида худди шунча энергияни қабул қилади. Шунинг учун жисмнинг температураси ўзгармайди. Бу ҳолатни *мувозанатли ҳолат* дейилади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, нурлангич (нур чиқарувчи жисм) билан нурланишнинг мувозанатда бўлиши фақатгина иссиқлик нурланиш содир бўладиган ҳоллардагина кузатилади.



5.3- расм



5.4- расм

Шунинг учун баъзан иссиқлик нурланишни мувозанатли нурланиш деб ҳам аталади. Бошқа турдаги барча нурланишлар эса мувозанатсиз нурланишлар ҳисобланади. Масалан, фосфорнинг оксидланиш жараёнида химиявий реакция давом этган сари нурланаётган жисм ўзининг бош-

ланғич ҳолатидан узққлаша боради.

Термодинамик мувозанат қобиқ ичида бир эмас, балки бир неча жисм жойлашган ҳол учун ҳам ўринли бўлади. Масалан, қобиқ ичида иккита бир хил температурадаги, яъни термодинамик мувозанатдаги жисм жойлашган ҳолни муҳокама қилайлик (5.4- расм). Агар шу жисмлардан бири кўпроқ энергия нурлантириб камроқ энергия ютаётган бўлса, бу жисмнинг температураси пасайиб кетиши лозим. Бунинг эвазига иккинчи жисм температураси ортиши керак. Бинобарин, бирдан-бир натижаси совуқроқ жисмдан иссиқроқ жисмга энергия узагиш бўлган жараён амалга оширилган бўлади. Бундай жараёни амалга ошириш мумкин эмас, чунки у термодинамиканинг иккинчи бош қонунига зиддир. Демак, термодинамик мувозанат ҳолатидаги жисмлар системасига оид ҳар бир жисм қанча энергия нурлантирса, шунча нурланиш энергиясини ютади. Агар юқорида баён этилган мисолдаги (5.4- расмга қ.) жисмлар турлича энергия ютса, улар нурлантираётган энергия ҳам турлича бўлади. Жисмлардан биринчиси оддий жисм (яъни абсолют қора эмас), иккинчиси эса абсолют қора жисм бўлсин. У ҳолда биринчи жисмнинг тўла нур чиқариш ва ютиш қобилиятларини мос равишда  $e_T$  ва  $a_T$  деб белгилаймиз. Иккинчи жисмнинг нур чиқариш қобилияти  $E_T$ , нур ютиш қобилияти эса  $1$  га тенг.

Бу иккала жисм орасида нурланиш воситасида энергия алмашинувини миқдоран муҳокама қилайлик. Бу жисмлар ҳар бирининг бирлик юзидан бирлик вақтда мос равишда  $e_T$  ва  $E_T$  энергиялар нурланади. Биринчи жисм иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг  $a_T$  қисмини, яъни  $a_T E_T$  энергияни ютади. Демак, биринчи жисм учун энергиялар баланси

$$e_T = a_T E_T \quad (5.9)$$

муносабат билан ифодаланади.

Иккинчи жисм эса биринчи жисм нурлантирган энергиянинг барча қисмини, яъни  $e_T$  энергияни ютади. Бундан ташқари, иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг биринчи жисм қайтарган қисми, яъни  $(1 - a_T) E_T$  га тенг нурланиш энергияси ҳам иккинчи жисм томонидан ютилади. Натижада иккинчи жисм учун энергия балансининг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$e_T = e_T + (1 - a_T) E_T \quad (5.10)$$

(5.9) ва (5.10) ифодалардан қуйидаги муносабатни келтириб чиқарса бўлади:

$$\frac{e_T}{a_T} = \frac{E_T}{1} = E_T. \quad (5.11)$$

Бу ифода Кирхгофнинг интеграл қонунидир: ҳар қандай жисмнинг муайян температурадаги тўла нур чиқариш ва тўла нур ютиш қобилиятларининг нисбати ўзгармас катталик бўлиб, у айти температурадаги абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятига тенг.

Агар иккала жисм оралиғига фақатгина  $\lambda$  дан  $\lambda + d\lambda$  гача интервалдаги тўлқин узунликли нурланишларни ўтказадиган, бошқа нурланишларни эса тамоман қайтарадиган филтёр жойлаштирадик, юқоридагига ўхшаш мулоҳазалар асосида Кирхгофнинг дифференциал қонуни

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} E_{\lambda,T} \quad (5.12)$$

ифода билан аниқланишини исботлаш мумкин. Кирхгоф қонуни қуйидагича таърифланади; *ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларининг нисбати бу жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмай, барча жисмлар учун тўлқин узунлик ва температуранинг универсал функциясидир ва у абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти  $E_{\lambda,T}$  га тенгдир.* Кирхгоф қонунидан қуйидаги муҳим натижалар келиб чиқади:

1. (5.11) ва (5.12) ифодалардан

$$e_T = a_T E_T, \quad e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} \quad (5.13)$$

муносабатлар ҳосил бўлади. Демак, *ихтиёрий жисмнинг муайян температурадаги нур чиқариш қобилияти шу жисмнинг нур ютиш қобилияти билан абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг кўпайтмасига тенг.*

2. Оддий жисм (яъни абсолют қора бўлмаган жисм) нинг нур ютиш қобилияти 1 дан кичик. Шунинг учун (5.13) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$e_T < E_T, e_{\lambda,T} < E_{\lambda,T}. \quad (5.14)$$

Демак, ихтиёрый жисмнинг нур чиқариш қобилияти худди шу температурадаги абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятидан кичик.

3. Агар бирор  $\lambda$  учун жисмнинг нур ютиш қобилияти  $a_{\lambda,T} = 0$  бўлса, (5.13) га асосан,  $e_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} E_{\lambda,T} = 0$  бўлади. Демак, жисм бирор тўлқин узунликли нурланишни ютмаса, у ҳолда бу жисм худди шу нурланишни нурлантирмайди.

### 3-§. Абсолют қора жисм учун иссиқлик нурланиш қонунлари

Иссиқлик нурланиш назариясининг энг асосий вазифаси абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг температура ва тўлқин узунликка боғлиқлик характерини аниқлашдан иборат. Бу соҳада олиб борилган изланишлар туфайли кашф этилган асосий қонунлар билан танишайлик.

Биринчи қонун *Стефан — Больцман қонуни* (баъзан эса «тўртинчи даража» қонуни) деб ном олган. Бу қонунга асосан *абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал равишда ортади:*

$$E_T = \sigma T^4, \quad (5.15)$$

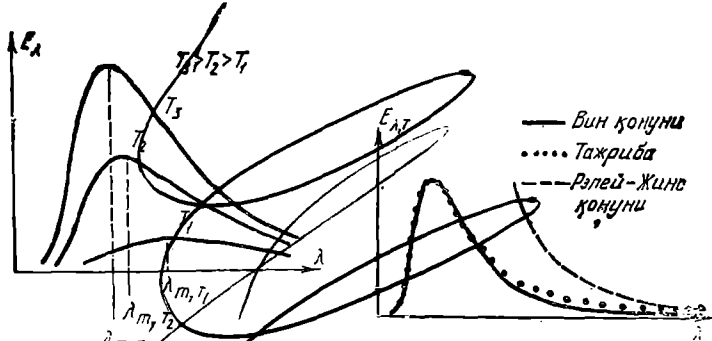
бунда  $\sigma$  — Стефан — Больцман доимийси бўлиб, унинг тажрибалар асосида аниқланган қиймати қуйидагига тенг:  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$

Абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг тўлқин узунликка боғлиқлиги, яъни спектрал характеристикаси турли температуралар ( $T_1 < T_2 < T_3$ ) учун 5.5-расмда тасвирланган. Тажрибаларда аниқланган бу эгри чизиқлар асосида қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри узлуксиздир.

2. Ҳар бир температурага оид бўлган нурланишнинг энергетик тақсимотини ифодаловчи эгри чизиқда аниқ максимум мавжуд бўлиб, у температура ошган сари қисқа тўлқин узунликлар соҳасига силжийди.





5.5- расм

5.6- расм

Виннинг силжиш қонуни деб аталган иккинчи қонун ана шу максимумларга тааллуқли: абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятинининг максимумига мос келувчи  $\lambda_m$  тўлқин узунлигининг абсолют температурага кўпайтмаси ўзгармас катталикдир, яъни

$$\lambda_m T = b, \tag{5.16}$$

бунда  $b$  — Вин доимийси, тажрибалар асосида  $b = 2,898 \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{К}$  эканлиги аниқланган. (5.16) дан кўринишича, абсолют қора жисмнинг температураси  $T$  қанча юқори бўлса,  $\lambda_m$  шунча кичикроқ қийматга эга бўлади. Бошқача айтганда, температура ошган сари абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимуми қисқа тўлқин узунликлар соҳасига силжийди.

5.5- расмдаги эгри чизиқларни тушунтириш учун термодинамика ва статистик физика қонунларига асосланиб абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти  $E_{\lambda,m}$  нинг ифодасини ҳосил қилиш йўлида кўп уринишлар бўлган. Улар ичида эътиборга лойиқ бўлганч иккита:

1. Термодинамик мулоҳаз лар асосида Вин

$$E_{\lambda,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \tag{5.17}$$

формуласи таклиф этади. Бунда  $\alpha$  ва  $\beta$  — тажрибалардан фойдаланиб танланган доимийлар. Вин бу доимийларни шундай танлаб олдики, натижада (5.17) асосида ҳисобланган  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматлари (5.6- расмдаги узлуксиз чизиқ) тажрибада топилган қийматлар (расмдаги нуқталар) билан

қисқа тўлқин узунликлар соҳасида яхши мос келди. Лекин катта тўлқин узунликлар соҳасида Вин формуласи  $E_{\lambda,T}$  учун тажрибадагидан кичикроқ қийматларни беради.

2. Рэлей ва Жинс иссиқлик нурланишга статистик физика методларини татбиқ этиб, абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти учун

$$E_{\lambda,T} = \frac{2 \pi c k T}{\lambda^4} \quad (5.18)$$

ифодани ҳосил қилдилар.  $k$  — Больцман доимийси. Бу формула шу олимларнинг номи билан *Рэлей — Жинс формуласи* деб юритилади. Бу формула бўйича ҳисоблаб топилган  $E_{\lambda,T}$  нинг қийматлари (5.6-расмдаги пунктир чизик) катта тўлқин узунликлар соҳасида тажриба қийматларига мос келади. Кичик тўлқин узунликлар соҳасида  $E_{\lambda,T}$  (5.18) га асосан, чексиз катта қийматга эга бўлиши керак. Ваҳоланки, тажрибада  $E_{\lambda,T}$  қисқа тўлқин узунликлар соҳасида (*ультрабинафша соҳада*) нолгача камайиб боради. Бу аҳволга П. Эренфест образли ибора билан *«ультрабинафша ҳалокат»* деб ном берди. Бундан ташқари, Рэлей — Жинс формуласидан Стефан — Больцман қонунини келтириб чиқаришга уриниш ҳам тўла муваффақиятсизликка учради:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2 \pi c k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty. \quad (5.19)$$

Тўла нур чиқариш қобилиятининг чексиз катта қийматга эга бўлиши жисм ва унинг нурланиши орасидаги мувозанатга фақат абсолют нолда эришилиши мумкин, деган хулосага олиб келади. Бу эса тажрибаларга зиддир, чунки аслида ҳар қандай ихтиёрый температурада жисм — нурланиш системаси мувозанатда бўлиши мумкин.

Тажрибага мос келишлик нуқтаи назаридан Рэлей—Жинс формуласи Вин формуласига нисбатан заифроқ туюлади. Лекин назарий жиҳатдан бундай эмас. Рэлей — Жинс формуласи классик физикага қатъий равишда таяниб ҳисобланган. Унга ихтиёрый танлаб олинadиган константалар аралаштирилмаган. Шунинг учун *«ультрабинафша ҳалокат»* классик назария муҳим тажрибалар натижаларини тушунтиришга қодир эмаслигидан далолат берди. Макс Планкнинг эътиборини жалб қилган аҳвол ана шундай эди.

#### 4- §. Планк формуласи

Классик физика қонушларига таяниб,  $E_{\lambda, T}$  нинг тажриба билан мос келувчи ифодасини топишдаги муваффақиятсизликларнинг сабаби — классик назария заминда камчилик мавжуддигидир. Макс Планк ана шундай хулосага келди ва 1900 йилда «ультрабинафша ҳалокатни» бартараф қилиш учун классик назарияга зид бўлган ўзининг гипотезасини илгари сурди. Планк гипотезасининг моҳияти қуйидагидан иборат: *жисмларнинг нурланиши узлуксиз эмас, балки алоҳида улушлар (квантлар) сифатида чиқарилади.* Нурланиш ҳар бир улушининг, яъни нурланиш квантининг энергияси

$$\epsilon = h \nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (5.20)$$

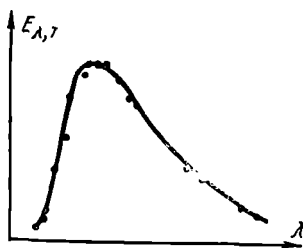
га тенг. Бунда  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  — нурланишнинг частотаси,  $h$  — Планк доимийси номи билан машҳур бўлган универсал константа. Ҳозирги вақтда *квант* сўзи фақат нурланишдагина эмас, балки бошқа физик катталиклар билан ҳам қўшиб ишлатилади. Масалан, электр заряднинг кванти деганда заряд миқдорининг энг кичик улуши, яъни электроннинг заряд миқдори тушунилади. Шунинг учун нурланиш квантини, баъзан, *фотон* деб алоҳида ном билан ҳам аталади.

(5.20) га асосан, қисқа тўлқин узунликлар соҳасида нурланиш квантининг энергияси ортиб боради.  $\lambda \rightarrow 0$  да эса квант энергияси шу даражада катта бўлиши лозимки, натижада ж.м иссиқлик ҳаракатининг энергияси ҳатто биттагина квант чиқаришга ҳам етмайди. Қисқа тўлқин узунликлар соҳасида  $E_{\lambda, T}$  нинг қийматини кескин камайиб боришини шу тарзда тушунтириш мумкин.

Планк юқорида баён этилган ўзининг гипотезасига асосланиб ва статистик физика қонунларидан фойдаланиб

$$E_{\lambda, T} = \frac{2 \pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (5.21)$$

ифодани ҳосил қилди. Бу ифода *Планк формуласи* деб аталади. Планк формуласи асосида ҳисобланган  $E_{\lambda, T}$  нинг қийматлари (5.7-расмдаги узлуксиз чизик) тажриба қийматлари (шу расмдаги нуқталар) билан тўлқин узунликлар-



5.7- расм

нинг барча соҳаларида мос келади. Планк формуласидан фойдаланиб абсолют қора жисм нурланишининг эмпирик равишда аниқланган барча қонунларини ҳосил қилиш мумкин.

1. Стефан — Больцман қонунини ҳосил қилиш учун (5.21) ни тўлқин узунликларнинг 0 дан  $\infty$  гача интервалида интеграллаймиз:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda, T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)}. \quad (5.22)$$

Ҳисоблашларни давом эттириш учун янги ўзгарувчи

$$x = \frac{\lambda kT}{hc} \quad (5.23^a)$$

ни киритайлик. У ҳолда (5.22) даги  $\lambda$  ва  $d\lambda$  лар ўрнига мос равишда

$$\lambda = \frac{hc}{kT} x, \quad (5.23^b)$$

$$d\lambda = \frac{hc}{kT} dx \quad (5.23^b)$$

ларни қўйиш керак. Натижада

$$E_T = 2\pi hc^2 \left( \frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dx}{x^5 \left( e^x - 1 \right)}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бундаги интеграл  $\pi^4/15$  га тенг. Шунинг учун

$$E_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4.$$

Бу ифодада

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \quad (5.24)$$

белгилаш киритдик.  $h$ ,  $c$ ,  $k$  ларнинг қийматларидан фойдаланиб ҳисобланган Стефан — Больцман доимийси  $\sigma$  нинг қиймати тажрибаларда топилган қиймат билан мос келди. (5.24) дан фойдаланиб,  $\sigma$  нинг тажриба қийматига асосланиб, Планк  $h$  нинг қийматини аниқлаган. Ҳозирги маълумотларга асосан  $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$  Ж·с.

2. Планк формуласидан Виннинг силжиш қонунини ҳо- сил қилиш учун абсолют қора жисм нур чиқариш қобилия- тининг максимумига мос келувчи  $\lambda_m$  тўлқин узунликини то- пиш лозим. Бошқача айтганда

$$\frac{d E_{\lambda, T}}{d \lambda} = 0$$

шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунликининг қийматини топиш керак. Бунинг учун (5.23) белгилашлардан фойдалан- ган ҳолда (5.21) дан ҳосила оламиз. Ҳосилани нолга тенглаш- тириб вужудга келтирилган тенгламани ечасак, унинг ечими

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,97 kT}$$

кўринишда бўлади. Бу ифодани

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4,97 k} \quad (5.25)$$

шаклда ёзиб, унинг ўнг томонидаги ҳадни ҳисобласак, Вин доимийси  $b$  нинг қийматини топган бўламиз.  $b$  нинг ҳисоблан- ган бу қиймати тажрибаларда топилган қийматга жуда мос келди.

Шундай қилиб, классик назарияга зид бўлган гипотеза- га таяниб чиқарилган Планк формуласи абсолют қора жисм- нинг нур чиқариш қобилиятини ифодаловчи универсал функ- ция  $E_{\lambda, T}$  ни ҳамда абсолют қора жисм нурланишининг эм- пирик қонунларини муваффақиятли тарзда тушунтира олди.

## 5-§. Оптик пирометрлар

Иссиқлик нурланиш қонунларига асосланиб юқори тем- ператураларни ўлчаш усуллари *оптик пирометрия* деб ата- лади. Шу мақсадда қўлланиладиган қурилмаларни эса оптик пирометрлар деб аталади. Шу пирометрлардан баъзиларининг ишлаш принципи билан танишайлик:

1. *Радиацион пирометр*. Стефан — Больцман қонунига асосланиб абсолют қора жисмнинг температурасини

$$T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}} \quad (5.26)$$

ифода орқали топиш мумкин, яъни абсолют қора жисмнинг температурасини аниқлаш учун унинг тўла нур чиқариш қо-

билияти  $E_T$  ни ўлчаш етарли экан. Одатда, жисмлар абсолют қора бўлмайди. Абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти  $e_T$  абсолют қора жисмниқидан кичик, улар орасидаги боғланиш Кирхгоф қонуни [(5.11) формулага қ.] билан аниқланади:

$$e_T = a_T E_T, \quad (5.27)$$

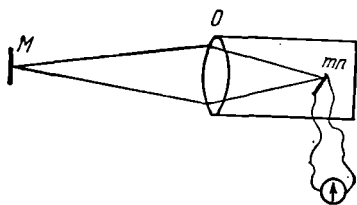
бунда  $a_T$  — абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур ютиш қобилияти, баъзан уни жисмнинг қоралиқ даражаси деб ҳам аталади. Агар (5.26) ифодадаги  $E_T$  ўрнига абсолют қора бўлмаган ихтиёрий жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти  $e_T$  қўйилса, жисмнинг ҳақиқий температураси эмас, балки *радиацион температураси* аниқланган бўлади. Демак, радиацион температура деганда тўла нур чиқариш қобилияти абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятига миқдоран тенг бўлган тақдирда абсолют қора жисм эришиши лозим бўлган температура тушунилади. (5.26) ва (5.27) лардан фойдаланиб, ихтиёрий жисмнинг ҳақиқий температураси  $T$  ва радиацион температураси  $T_{\text{рад.}}$  орасидаги боғланиш

$$T_{\text{рад.}} = T \sqrt[4]{a_T} \quad (5.28)$$

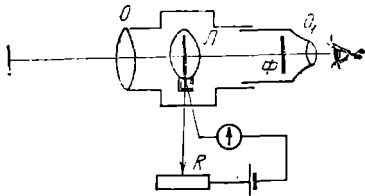
муносабат билан аниқланишини топамиз.

5.8- расмда радиацион пирометрнинг тузилиш схемаси тасвирланган. Жисм ( $M$ ) нинг нурланиши термопара ( $mn$ ) га туширилади. Термопара занжирига уланган гальванометр шкаласи абсолют қора жисмнинг кельвинларда ифодаланган температурасига мослаб даражаланади. Шунинг учун бу пирометр ихтиёрий жисмнинг радиацион температурасини аниқлашга имкон беради.

2. *Равианлик пирометри.* Бу пирометрнинг тузилиши 5.9- расмда тасвирланган. Температураси аниқланиши лозим



5.8- расм



5.9- расм

Бўлган жисмдан келаётган нурланиш чўғланувчи лампа ( $L$ ) толасининг текислигига объектив ( $O$ ) ёрдамида мосланади. Окуляр ( $O_1$ ) ёрдамида лампа толаси ва нур чиқараётган жисм сиртининг тасвири кузатилади. Окуляр олдида жойлаштирилган фильтр ( $\Phi$ ) спектрнинг бир қисмини ўтказди. Одатда, спектрнинг  $\lambda = 0,66$  мкм га яқин бўлган қисмидаги соҳачани ажратадиган филтрдан фойдаланилади. Лампа толасининг равшанлиги  $R$  реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин. Агар лампа толасининг равшанлиги жисм сирти тасвирининг равшанлигидан ортиқ бўлса, тола тасвир фониде ажралиб туради. Аксинча, толанинг равшанлиги кам бўлса, лампанинг толаси қоронғироқ бўлиб кўринади. Агар тола равшанлиги тасвир равшанлигига тенглашиб қолса нур чиқараётган жисм сирт тасвирининг фониде тола кўринмай қолади. Схепадаги миллиамперметрни абсолют қора жисмнинг температурасига мослаб даражалаб олинган бўлса, ихтиёрий нурлангич жисм билан ўтказилаётган тажрибада лампа толаси йўқолиб кетган пайтдаги миллиамперметрнинг кўрсатишига қараб нур чиқараётган жисм температурасини аниқлаш мумкин. Агар нур чиқараётган жисм абсолют қора жисм бўлса, аниқланган температура жисмнинг ҳақиқий температураси  $T$  ни ифодалайди. Абсолют қора бўлмаган жисмлар учун бу усулда аниқланган температурани равшанлик температураси  $T_{\text{рав}}$  дейилади. Ҳақиқий температура ва равшанлик температураси ўзаро қуёйдаги муносабат билан боғланган.

$$T = \frac{T_{\text{рав}}}{1 + \frac{k\lambda}{hc} T_{\text{рав}} \ln a_{\lambda, T}}$$

Юқорида баён этилган икки усулдан ташқари Виннинг силжиш қонунидан фойдаланиб нурлангич жисмнинг температурасини аниқлаш ҳам мумкин. Бунинг учун жисм нур чиқариш қобилиятининг спектрал характеристикасини ўлчаш ва муайян спектр учун  $\lambda_m$  ни аниқлаш керак.  $\lambda_m$  эса жисм температураси билан  $T = b/\lambda_m$  муносабат орқали боғланган. Бу усул билан аниқланган қуёш температураси тахминан 6000 К га тенг. Шунинг ҳам қайд қилайликки, пирометрларнинг температурани ўлчашда қўлланиладиган бошқа қурилма (термометр, термопара) лардан афзаллиги мавжуд: пирометрлар ёрдамида ниҳоят юқори температуралар ҳам, кузатувчидан жуда олисда жойлашган жисм (масалан, астрономик объект) ларнинг температуралари ҳам ўлчаниши мумкин.

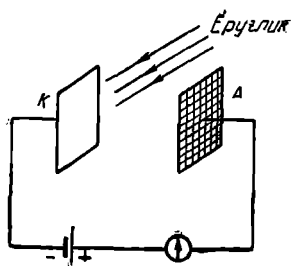
## ЕРУҒЛИҚНИНГ КВАНТ ХУСУСИЯТЛАРИ

## 1- §. Фотоэффект ва унинг қонунлари

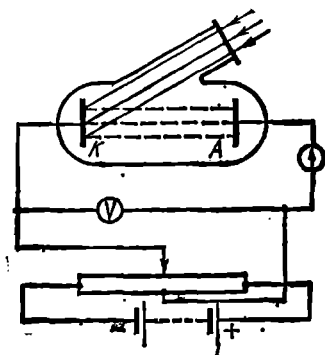
Фотоэффект — ёруғлик таъсирида жисмдан электроннинг ажралиб чиқишидир. Бу ҳодисани биринчи бўлиб 1887 йилда Г.Герц кузатган. Фотоэффект бўйича миқдорий текширишларни рус физиги А.Г. Столетов бажарди (1888 — 1889 йиллар). Столетов тажрибасининг схемаси 6.1-расмда тасвирланган. Икки металл электроддан бири пластинка шаклида, иккинчиси эса тўрсимон шаклда ясалган бўлиб, улар гальванометр занжирига уланган. Қурилма қоронғиликка жойлаштирилганда занжир бўйлаб электр ток кузатилмади. Лекин катод вазифасини ўтаётган пластинканинг ёритилиши биланоқ занжирда ток пайдо бўлади. Анод вазифасини ўтаётган тўр ёритилса, занжирда электр ток вужудга келмайди. Демак, ёруғлик таъсирида катод сиртидан манфий зарядли зарралар ажралиб чиқади ва улар анод томон ҳаракатланиб, занжирда электр токни ҳосил қилади. Бу токни *фототок* деб аталади.

1898 йилда Ленард ва Томсон катоддан ажралиб чиқаётган зарраларнинг магнит майдонда оғишига асосланиб, уларнинг солиштирма зарядини аниқладилар. Бу эса катоддан ажралаётган зарралар электронлардир, деган хулосага олиб келди.

Фотоэффект ҳодисаси пластинка (катод) нинг фақат химиявий таркибигагина эмас, балки пластинка сиртининг то-



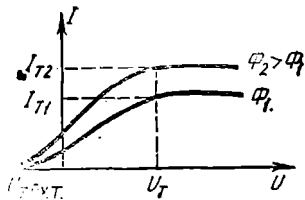
6.1- расм



6.2- рас



залик даражасига ҳам боғлиқ эканлиги тажрибаларда аниқланди. Шунинг учун фотоэффект ҳодисасини ўрганиш учун 6.2-расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланилади. Ҳавоси сўриб олинган шиша пидиш ичидаги катод текширилиши лозим бўлган металл билан қопланган. Уни, одатда, фотокатод деб аталади.



6.3- расм

Монохроматик нурлар дастаси шиша пидишдаги деразадан ўтиб катод сиртига тушади. Схемадаги потенциометр электродлар орасидаги кучланишнинг қийматларини ҳамда ишорасини ўзгартиришга имкон беради. Кучланиш вольтметр ёрдамида, фототок эса гальванометр ёрдамида ўлчанади. 6.3-расмда ёруғлик оқими  $\Phi_1$  ва  $\Phi_2$  бўлган ҳоллар учун фототокнинг анод ва катод орасидаги кучланишга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқлар, яъни вольт-ампер характеристикалар тасвирланган. Расмдан кўринишича, электр майдон тезлатувчи характерга ( $K$  да—,  $A$  да +) эга бўлганда фототокнинг қиймати кучланишга монанд равишда ортиб боради. Кучланишнинг бирор қийматидан бошлаб фототок ўзгармай қолади, яъни тўйинади. Бошқача айтганда, фотоэлектронларнинг барчаси анодга етиб боради. Фототокнинг бу қийматини *тўйиниш токи* деб аталади. Лекин фотокатодга тушаётган ёруғлик оқими ўзгартирилса, тўйиниш токининг қиймати ҳам ўзгаради. Масалан, 6.3-расмда тасвирланган графикларда  $I_{T1} < I_{T2}$ , чунки  $\Phi_1 < \Phi_2$ . Бу тажрибалар *фотоэффектнинг биринчи қонуни*ни келтириб чиқарди: *муайян фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фототокнинг тўйиниш қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.* —

Анод ва катод орасидаги кучланиш нолга тенг бўлган ҳолда ҳам фототок мавжуд бўлади. Ҳаттоки,  $U < 0$  бўлган (яъни  $K$  да +,  $A$  да—) ҳолларда ҳам фототок кузатилади. Бундай ҳолларда  $K$  дан  $A$  га томон ҳаракатланаётган фотоэлектронлар майдон кучларига қарши иш бажаради. Бу иш фотоэлектронларнинг кинетик энергияси эвазига бажарилади. Агар электр майдон етарлича кучли бўлса, фотоэлектронлар анодга етиб бормасдан ўз энергияларини сарфлаб қўяди. Натижада занжирдаги фототок тўхтаб қолади. Бу ҳолга мос келувчи тормозловчи кучланишнинг қиймати  $U_{тхт}$  ни *тўхтатувчи кучланиш* (баъзан *тўхтатувчи потенциал*)

деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, тормозловчи майдон кучайтирилган сари (6.3-расмдаги графикнинг  $U < 0$  қисмига қаранг) фототок оҳишта камайиб боради ва  $U = U_{\text{тўхт.}}$  да  $I = 0$  бўлиб қолади. Демак, фототокдан ажралиб чиқаётган фотоэлектронларнинг тезликлари турлича.

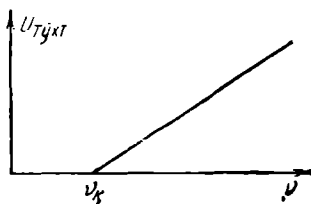
$U = U_{\text{тўхт.}}$  бўлганда, ҳатто, энг катта тезликка эга бўлган фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам тормозловчи майдон қаршилигини енга олмайди. Бу чегаравий ҳолдан фойдаланиб қуйидаги муносабатни ёза оламиз:

$$e U_{\text{тўхт.}} = \frac{1}{2} m_e U_{\text{макс}}^2 \quad (6.1)$$

бунда  $e$  ва  $m_e$  мос равишда электроннинг заряди ва массаси,  $v_{\text{макс}}$  фотоэлектрон тезлигининг максимал қиймати.

(6.1) ифодадан  $U_{\text{тўхт.}}$  нинг тажрибада олинган қийматларига мос келувчи  $U_{\text{макс}}$  ларни топиш мумкин. Тўлқин узунликлари турлича бўлган монохроматик ёруғликлар билан ўтказилган тажриба натижаларини муҳокама қилиш туфайли фотоэффектнинг иккинчи қонуни деб аталадиган қуйидаги хулосага келинган: муайян фотокатоддан ажралиб чиқаётган фотоэлектронлар бошланғич тезликларининг максимал қиймати ёруғлик интенсивлигига боғлиқ эмас. Ёруғликнинг тўлқин узунлиги ўзгарса, фотоэлектронларнинг максимал тезликлари ҳам ўзгаради.

Муайян фотокатодга тушаётган ёруғлик тўлқин узунликлари ва фотоэлектронларнинг максимал тезликлари орасидаги боғланиш графиги ўрнига ёруғлик частотаси ва тўхтатувчи кучланиш орасидаги боғланишни ифодаловчи графикни чизиш қулайроқ. Тажрибада аниқланган шундай график 6.4-расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича,  $U_{\text{тўхт.}}$  нинг қиймати (яъни фотоэлектронларнинг максимал тезлиги) ва ёруғлик частотаси орасида чизиқли боғланиш мавжуд. Шуниси эътиборга лойиқки, частотанинг бирор  $\nu_k$  қийматида фотоэлектронларнинг тезлиги нолга тенг бўлади. Частотанинг бу қиймати чегара ҳисобланади.  $\nu < \nu_k$  частотали ёруғлик фотоэффект ҳодисасини вужудга келтирмайди. Фотоэффект кузатилиши учун  $\nu > \nu_k$  частотали ёруғлик



6.4- расм

таъсир этиши лозим. Чегаравий частотага мос бўлган

$$\lambda_{\kappa} = \frac{c}{\nu_{\kappa}} \quad (6.2)$$

тўлқин узунликни фотоэффектнинг «қизил чегараси» деб аташ одат бўлган. *Фотоэффектнинг учинчи қонуни* ана шу қизил чегара ҳақидаги хулосадир: ҳар бир фотокатод учун бирор «қизил чегара» мавжуд бўлиб, ундан каттароқ тўлқин узунликли ёруғлик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди.  $\lambda_{\kappa}$  нинг қиймати ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, у фақат фотокатод материалнинг химиявий табиатига ва сиртининг ҳолатига боғлиқ.

Ниҳоят тажрибаларда намоён бўладиган яна бир факт мавжуд: ёруғликнинг фотокатодга тушиши билан фотоэлектронларнинг ҳосил бўлиши орасида сезиларли вақт ўтмайди. Бу фотоэффектнинг тўртинчи қонунидир.

Баён этилган бу тўрт қонун фотоэффектнинг хусусиятларини тўла характерлайди. Лекин шуни алоҳида қайд қилиш лозимки, 6.2-расмда тасвирланган занжир бўйлаб электр токнинг вужудга келишига ёруғлик оқими сабабчи бўлмоқда. Иккинчи томондан, занжирда электр ток мавжуд бўлиши учун ташқи электр юритувчи куч таъсир қилиши лозим, албатта. Демак, кўрилаётган ҳолда ёруғлик электр юритувчи куч вазифасини бажаради. Уни *фотоэлектр юритувчи куч* дейилади.

Электр юритувчи кучларни ҳосил қилувчи гальваник элемент ёхуд термоэлементга қиёс қилиб ёруғлик таъсирида электр юритувчи кучни вужудга келтирадиган қурилмани фотоэлемент деб аталади. Фотоэлементлар техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилади.

## 2-§. Фотоэффект назарияси

Фотоэффектнинг фақат биринчи қонунини тўлқин назария асосида тушунтириш мумкин. Лекин тўлқин назария иккинчи ва учинчи қонунларни тушунтиришга ожизлик қилади.

Ҳақиқатан, тўлқин назарияга асосан фотокатодга тушаётган ихтиёрий тўлқин узунликка эга бўлган ёруғликнинг интенсивлиги ортган сари ажралиб чиқаётган фотоэлектронларнинг энергиялари ҳам ортиши лозим эди. Ваҳоланки тажрибаларнинг кўрсатишича, фотоэлектронларнинг энергияси ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас.

Иккинчидан, тўлқин назарияга асосан, электрон металл:

дан ажралиб чиқиши учун керакли энергияни ҳар қандай ёруғликдан олиши мумкин, яъни ёруғлик тўлқин узунлигининг аҳамияти йўқ. Фақат ёруғлик интенсивлиги етарлича катта бўлиши лозим. Ваҳоланки, тўлқин узунлиги «қизил чегарадан» катта бўлган ёруғликнинг интенсивлиги ҳар қанча катта бўлса ҳам, фотоэффект ҳодисаси руй бермайди. Аксинча, тўлқин узунлиги «қизил чегарадан» кичик бўлган ёруғлик (масалан, ультрабинафша нурлар) интенсивлиги ниҳоят заиф бўлса ҳам фотоэффект кузатилади. Бундан ташқари ниҳоят заиф интенсивликдаги ёруғлик тушаётган тақдирда, тўлқин назарияга асосан, ёруғлик тўлқинлар ташиб келган энергиялар эвазига металлдаги электрон маълум миқдордаги энергияни жамғариб олиши керак. Бу энергия электроннинг металлдан чиқиши (яъни чиқиш иши  $A_0$ ) учун етарли бўлган ҳолда фотоэффект содир бўлиши керак. Ҳисобларнинг кўрсатишича, интенсивлиги жуда кам бўлган ёруғликдан  $A_0$  га етарли энергияни электрон жамғариб олиши учун соатлаб, баъзан ҳаттоки суткалаб вақт ўтиши лозим экан. Тажрибаларда эса металлга ёруғликнинг тушиши ва фотоэлектронларнинг вужудга келиши орасида  $10^{-9}$  с лар чамаси вақт ўтади, холос.

Демак, ёруғликнинг тўлқин назарияси ва фотоэффект ҳодисаси орасида юқорида баён этилган мос келмасликлар мавжуд. Шунинг учун ёруғликни узлуксиз электромагнит тўлқин процесси деб тасаввур қилиш ёруғлик табиатини тўлиқ ақс эттира олмайди, деган фикр вужудга келади. Бу фикр 1905 йилда А. Эйнштейн ёруғликнинг квант назариясини яратишига сабаб бўлди. Эйнштейн бу соҳада Планк гипотезасини ривожлантириб қуйидаги ғояни илгари сурди: *ёруғлик квантлар тариқасида нурланибгина қолмай, балки ёруғлик энергиянинг тарқалиши ҳам, ютилиши ҳам квантл шган бўлади.* Бу ғояга асосан, металл сиртига тушаётган ёруғлик оқимини ёруғлик квантлари (яъни фотонлар) оқими деб тасаввур қилиш лозим. Фотоэффект ҳодисасида эса бу фотонлардан айримларининг металл сиртига яқин жойлашган айрим электронлар билан таъсирлашуви рўй беради (одатда, металл сиртига тушаётган фотонларнинг тахминан мингдан бири фотоэффектни ҳосил қилади, қолган фотонлар эса ўз энергияларини электронга эмас, балки кристалл панжарага беради). Эйнштейн фотоэффектга энергиянинг сақланиш қонунини қўллади. Фотон билан электроннинг таъсирлашув жараёнида фотоннинг  $h\nu$  энергияси электронга ўтади. Бошқача айтганда, *таъсирлашувга қадар ёруғлик кванти тарзида намоён бўлаётган энер-*

гия таъсирлашувдан сўнг электроннинг энергиясига айланади. Агар бу энергия етарлича катта (яъни  $h\nu > A_0$ ) бўлса, металлдан электрон ажралиб чиқади. Энергияниче қолган қисми эса металлдан ташқарига чиқиб олган электрон (яъни фотозлектрон) нинг максимал кинетик энергияси сифатида намоён бўлади. Шунинг учун

$$h\nu = A_0 + \frac{m_e v^2_{\text{макс}}}{2} \quad (6.3)$$

тенглама бажарилади. Максимал кинетик энергия дейишимизнинг сабаби шундаки, электрон ўз йўлидаги қаршиликларни енгиш (масалан, атомлар билан тўқнашиш) да энергиянинг бир қисмини йўқотиши мумкин.

(6.3) ифода ташқи фотозффект учун Эйнштейн тенгламаси деб аталади. «Ташқи фотозффект» иборасининг ишлатилишига сабаб шундаки, юқорида баён этилган ҳслларда фотозлектронлар моддадан ташқарига ажралиб чиқади. Баъзи моддаларда эса, масалан, ярим ўтказгичларда фотонлар таъсирида валент зонадаги электрон бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўчади. Бу процесс туфайли электрон модда ташқарисига чиқмасдан, унинг ичида қолади. Шунинг учун фотозффектнинг бу турини *ички фотозффект* деб аталади.

Эйнштейн тенгламаси фотозффектнинг барча қонуларини тушунтира олади. Хусусан, фотозффект амалга ошиши учун лозим бўладиган фотон энергиясининг энг кичик қиймати, (6.3) га асосан, электроннинг металлдан чиқиш ишининг қийматига тенг, яъни

$$h\nu_k = A_0. \quad (6.4)$$

Бу тенглик фотозффектнинг «қизил чегарасини» аниқлайди. (6.4) га асосан, «қизил чегара» тушаётган ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, чунки ёруғлик интенсивлиги ундаги фотонлар сонини характерлайди, холос. Айрим фотон энергияси эса фақат частотага боғлиқдир.

Эйнштейн тенгламасининг заминида электрон фақат битта фотонни ютади, деган тасаввур ётади. Лекин интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғликлар учун фотозффект қонунлари ўз кучини йўқотади. Ҳақиқатан, агар интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса, металлдаги электронга бир вақтнинг ўзида иккита фотон тушиши мумкин. Бу ҳолда электрон ютган энергия иккала фотон энергияларининг йиғиндисига тенг.

Бунда содир бўладиган фотоэффектни *кўп фотонли фотоэффект* деб аталади. Табиийки, *кўп фотонли фотоэффектининг* «қизил чегараси» кичик частоталар (катта тўлқин узунликлар) соҳасига силжийди.

Фотоэффектнинг квант назариясининг муваффақияти ёруғликнинг квант табиатини намойиш қилувчи далиллардан биридир. Кейинчалик, ёруғликнинг квант табиати бир қатор тажрибаларда тасдиқланди.

### 3-§. Фотон ва унинг характеристикалари

Иснқлик нурланиш, фотоэффект ҳодисаларини ёруғликнинг «элементар зарраси» — фотон тўғрисидаги тасаввур асосида тўшунтирилди. Баён этилган ҳодисалар устида мулоҳазалар юритилганда ёруғлик энергия (яъни электромагнит энергия) ана шу фотонларда мужассамлашган, деган фикр асос қилиб олинди. Фотон энергияси ва тебраниш частотаси орасидаги боғланиш  $\epsilon = h\nu$  муносабат билан аниқланади. Энергия ва массанинг эквивалентлик қонуни  $W = mc^2$  дан фойдалансак, фотоннинг массаси

$$m_{\phi} = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (6.5)$$

га тенг бўлади. Иккинчи томондан, ҳар қандай зарранинг массаси унинг тезлиги билан нисбийлик назарияси келтириб чиқарган

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6.6)$$

муносабат орқали боғланган. Бу ифодадан кўриниб турибдики, зарра ҳаракатланмаётган (яъни  $v = 0$ ) ҳолда унинг массаси  $m_0$  га тенг. Одатда, ана шу «тинчликдаги масса» тажрибаларда ўлчанади, чунки аксарият ҳолларда  $v \ll c$ . Эмонавий физика катта тезликлар билан ҳаракатланаётган зарралар учун (6.6) муносабат тўғрилигини исботлади. У ҳолда ёруғлик фотони учун (6.6) ни қандай тушуниш лозим:

(6.6) ни

$$m_0 = m \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (6.6^a)$$

кўринишда ёзиб олайлик. Ёруғлик учун  $v = c$   $m_{\phi}$  нинг қиймати эа чекли катталиқ [(6.5) га асосан]. Шунинг учун

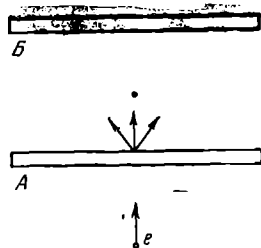
(3.6<sup>a</sup>) ифода ассиди ёруғлик фотонининг тинчликдаги массаси  $m_0$  нинг қиймати нолга тенг бўлиши керак, деган хулосага келинади. Бошқача айтганда, ёруғлик фотони «тўхтаб қолса», унинг барча хусусиятлари ҳам йўқолади: массаси ҳам, энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Умуман, фотоннинг «тўхташи» деганда уни бирор жисм томонидан ютилиши тушунилади. Тўхташ жараёнида фотоннинг энергияси (ва унга эквивалент бўлган массаси) ютувчи жисмга ўтади. Натижада ютувчи жисмнинг энергияси (массаси) мос равишда ортади.

Демак, ёруғлик фотонининг бошқа зарралар (масалан, электрон, атом, молекула ва ҳоказо) дан фарқланувчи махсус хусусияти шундан иборатки, фотон тинчликдаги масса-сига эга бўлмайди. Фотон фақат ҳаракатланиш жараёнидагина мавжуд бўлиб, унинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг.

Ҳар қандай ҳаракатланувчи зарра каби фотон ҳам импульсга эга бўлади:

$$p_{\phi} = m_{\phi}c = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c}. \quad (6.7)$$

Шундай қилиб, барча зарралар каби фотон ҳам энергия  $\epsilon = h\nu$ , масса  $m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}$ , импульс  $p_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$  билан характерланади. Фотонлар мавжудлиги бир қатор тажрибаларда тасдиқланди. Шу тажрибаларнинг баъзилари билан танишайлик. А. Ф. Иоффе ва Н. И. Добронравов амалга оширган тажрибада (1922 й) зарядланган висмут зарраси (Ві) яси конденсатор қопламалари орасида «муаллақ» вазиятда туради (6.5-расм), яъни зарранинг оғирлик кучи заррага тескари йўналишда таъсир этувчи электр куч билан мувозанатлашган бўлади. Тажрибада конденсатор қопламаларидан бири рентген трубкасининг аноди (соддалаштириш мақсадида рентген трубкаси расмда тасвирланмаган) вазифасини бажаради. Ниҳоят кичик интенсивликдаги электронлар оқими А анодга келиб урилгач, унда тормозланади. Натижада А дан бир секундда 1000 га яқин рентген импульслари чиқарилади. Бу рентген нурлари таъсирида зарра 30 минутлар чамасида бир марта «титраб» мувозанатдан чиққан. Ҳисобларнинг кўрсатишича, шундай вақт ичида зарра йўналишида битта рентген кванти нурланар экан. Бу квант зарра билан тўқнашгач фотоэффект ҳодисаси рўй беради.



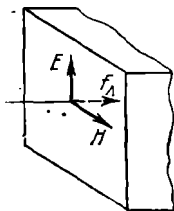
6.5- расм

Натижада заряди ўзгарган (ажралиб чиққан электрон ҳисобига) зарра мувозанат вазиятдан чиқади. Тажрибани ана шундай тушунтириш мумкин ва у рентген нурларининг жисм билан таъсирлашуви квант характериға эға эканлигини тасдиқлайди. Агар рентген нурлари тўлқин тарзида тарқалади деб тасаввур қилинса, заррадан электроннинг ажралиб чиқиши учун лозим бўладиган энергия  $A_0$  нинг қийматига етгунча йиғилиши лозим. Тажрибаларда қўлланилган рентген нурларининг интенсивлиги ниҳоятда кичик бўлганлиги учун, ҳисобларнинг кўрсатишича, бундай энергия ҳар қанча вақт ўтса ҳам йиғилмас экан.

С. И. Вавиловнинг фикриға кўра, ёруғлик оқими айрим фотонларнинг йиғиндисидан иборат бўлса, статистик физика қонунларига асосан фотонларнинг флуктуацияси (флуктуация — физик катталиқнинг ўртача қийматидан тасодифий четға чиқишлари) кузатилиши лозим. 1933-1942 йиллар мобайнида ўтказилган кузатишларда бу фикр тасдиқланди. Натижада ёруғликнинг фотон табиатини исботловчи яна бир далилга эришилди.

#### 4-§. Ёруғлик босими

Максвелл назариясига асосан, жисм сиртиға тушаётган ҳар қандай электромагнит тўлқин шу жисмға босим беради. Босимни вужудға келишини қуйидагича тушунтириш мумкин. Ясси ёруғлик тўлқин металл сиртиға нормал равишда тушаётган бўлсин (6.6-расм). У ҳолда ёруғлик тўлқиннинг  $E$  ва  $H$  векторлари металл сирти бўйлаб йўналган бўлади. Ёруғликнинг электр майдони таъсирида металл сиртиға яқин жойлашган электрон майдонға тескари йўналишда ҳаракатға кела бошлайди. Лекин шу вақтнинг ўзида ёруғлик тўлқиннинг магнит майдони томонидан ҳаракатланаётган электронға Лорентц кучи ( $F_L$ ) таъсир қилади. Бу куч металл сиртиға перпендикуляр равишда унинг ичига қараб йўналган.



6.6- расм

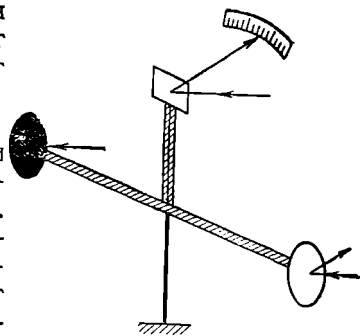
Ёритилаётган металл сиртининг бирлик юзига таъсир этадиган Лорентц кучларининг йиғиндиси ёруғлик босимини характерлайди. Максвелл назарияси асосида ўтказилган ҳисоблар натижасида ёруғлик босими учун қуйидаги формула ҳосил қилинади:

$$p = \omega(1 + \rho), \quad (6.8)$$



бунда  $\omega$  — сиртга тушаётган ёруғлик дастаси энергиясининг ҳажмий зичлиги,  $\rho$  — сиртнинг ёруғлик қайтариш коэффициенти.

Ёруғлик босимини биринчи бўлиб 1900 йилда П. Н. Лебедев тажрибада аниқлади. П. Н. Лебедев тажрибасининг моҳияти қуйидагидан иборат: осонгина буриладиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган (6.7-расм). Бу қанотларни навбатма-навбат



6.7- расм

ёритиш натижасида ҳосил бўладиган парракнинг буралишлари таққосланади. Паррак ўқига ёпиштирилган кичкина кўзгудан қайтувчи нурнинг оғишига асосланиб парракнинг буралганлик даражаси тўғрисида маълумот олинади. Тажрибаларда ёруғликнинг ялтироқ қанотга берадиган босими ( $p_n$ ) қорайтирилган қанотга берадиган босими ( $p_k$ ) дан икки марта катта бўлиб чиқди. Бу натижа Максвеллнинг назарий хулосасига мос келади. Ҳақиқатан, идеал ялтироқ сирт учун  $\rho = 1$ . Шунинг учун, (6.8) га асосан,

$$p_n = \omega(1 + \rho) = 2\omega.$$

Ёруғликни тўла ютувчи қорайтирилган сирт учун  $\rho = 0$ . Натижада

$$p_k = \omega(1 + \rho) = \omega.$$

Ёруғлик босимининг П. Н. Лебедев тажрибасида аниқланган қиймати (6.8) формула асосида ҳисобланган қийматига яқин бўлиб чиқди.

Ёруғлик босимини квант тасаввурлар асосида ҳам тушунтириш мумкин. Сиртга нормал равишда тушаётган ясси монохроматик ёруғлик дастасининг бирлик ҳажмида  $N$  та фотон мавжуд бўлсин. Сирт устида асосининг юзи бир birlikка, баландлиги эса  $c$  га тенг бўлган цилиндрни хаёлан тасаввур қилайлик. Цилиндр ичидаги  $N \cdot c$  фотонларнинг барчаси бирлик вақтда сиртнинг бирлик юзига тушади. Уларнинг  $\rho Nc$  қисми сиртдан қайтади, қолган қисмини, яъни  $(1 - \rho)Nc$  фотон сиртда ютилади. Ютилган фотонларнинг ҳар бири сиртга  $m_{\phi}c$  импульс беради. Қайтган ҳар бир фотон туфайли сирт  $m_{\phi}c - (-m_{\phi}c) = 2m_{\phi}c$  га тенг

импульс слади. У ҳолда бирлик вақтда сиртнинг бирлик юзига таъсир этувчи импульсларнинг йиғиндиси ёруғлик босимини ифодалайди, яъни

$$p = 2m_{\phi}c \cdot \rho Nc + m_{\phi}c \cdot (1 + \rho) Nc = (1 + \rho) Nm_{\phi}c^2. \quad (6.9)$$

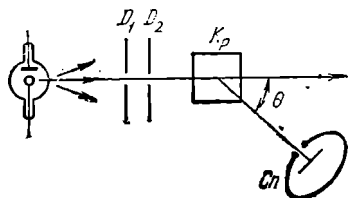
Бу ифодадаги  $Nm_{\phi}$  — бирлик ҳажмдаги фотонлар массаси. Шунинг учун, Эйнштейннинг масса ва энергия орасидаги эквивалентлик қонунига асосан,  $Nm_{\phi}c^2$  бирлик ҳажмдаги  $\omega$  ёруғлик энергияни характерлайди.

Натижада (6.9) ифода  $p = (1 + \rho)\omega$  кўринишга келади.

## 5-§. Комптон эффекти

Комптон эффекти деб ном олган ҳодисани 1923 йилда А. Комптон рентген нурларининг сочилишига оид тажрибада аниқлади. Тажрибанинг схемаси 6.8- расмда тасвирланган.  $D_1$  ва  $D_2$  диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклига келтирилган рентген нурлари сочувчи кристалл  $Kp$  га тушади. Сочилган нурларни рентген спектрограф  $Cn$  да тўлқин узунликлари бўйича анализ қилинади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, монохроматик рентген нурларининг тўлқин узунликлари тушиш йўналишида ўзгармайди, яъни  $\theta = 0^\circ$  бўлганда  $\lambda = \text{const}$  бўлади. Лекин бошланғич йўналиш билан нолдан фарқли ихтиёрий  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб сочилган рентген нурларининг тўлқин узунлиги ( $\lambda'$ ) нинг қиймати кристаллга тушаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $\lambda$  дан катта. Нурларнинг частоталари тўғрисида муоҳаза юргизиладиган бўлса, сочилган нурларнинг частотаси ( $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ ), тушаётган нур частотаси ( $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ) дан кичик. Тушаётган ва сочилган нурлар тўлқин узунликларининг фарқи ( $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ ) нинг сочилиш бурчагига боғлиқлиги

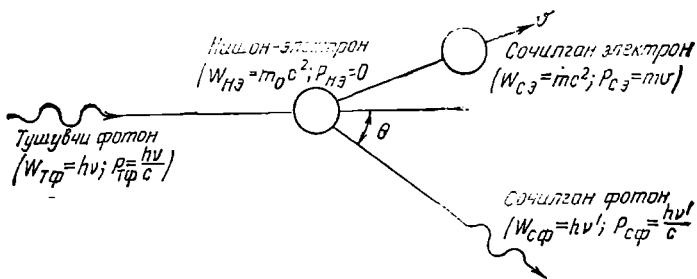
$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6.10)$$



6.8- расм

муносабат билан ифодаланган. Бунда  $K$  — комптон доимийси бўлиб, унинг тажрибаларда топилган қиймати  $2,41 \cdot 10^{-12}$  м га тенг.

Тўлқин назарияга асосан, рентген нурларининг ўзгарув-



6.9-расм

чан электр майдони таъсирида кристаллдаги атомларнинг электронлари мажбуран тебранади ва улар иккиламчи тўлқинлар тарқатади. Бу иккиламчи тўлқинлар (сочилган рентген нурлари) нинг частотаси кристаллга тушаётган рентген нурларининг частотаси билан бир хил бўлади. Тажрибаларда кузатилаётган сочилган нурлар частотасининг ўзгаришини тўлқин назария мутлақо тушунтира олмайди.

Комптон эффектини ёрукликнинг квант назарияси асосида тушунтирилди. Бунда рентген нурларининг кристаллдан сочилиш ҳодисасини рентген фотонларининг кристаллдаги эркин электронлар билан тўқнашуви маъсулидир, деб ҳисобланади. Энергияси  $\omega_{Тф} = h\nu$  ва импульси  $p_{Тф} = \frac{h\nu}{c}$  бўлган

фотон электрон билан тўқнашаётган бўлсин (6.9-расм). Тўқнашиш содир бўлгунча нишон электроннинг энергияси  $\omega_{Нэ} = m_0c^2$  (бунда  $m_0$  -- электроннинг «тинчлик» вазиятидаги массаси) ва импульси  $p_{Нэ} = 0$  қийматлар билан характерланади. Тўқнашиш туфайли электрон фотон энергиясининг бир қисмини қабул қилади ва  $v$  тезлик билан ҳаракатга келади. Натижада бу сочилган электрон  $\omega_{сэ} = mc^2$  энергияга ва  $p_{сэ} = mv$  импульсга (бу ифодада  $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ) эришади.

Фотоннинг ўзи бошланғич йўналиш билан  $\theta$  бурчак ҳисил қилиб сочилади. Сочилган фотоннинг энергияси ( $\omega_{сф} = h\nu'$ ) ва импульси ( $p_{сф} = \frac{h\nu'}{c}$ ) тушаётган фотонникидан кичикроқ бўлиши табиий, албатта. Фотон энергиясининг камайиши, унинг частотасини ҳам камайиши демакдир. Сочилган фотон частотасининг камайганлиги,  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  формулага асосан, тўлқин узунлигининг ортганлигини билдиради.

Фотон ва эркин электроннинг таъсирлашуви туфайли вужудга келган тўлқин узунлик ўзгарувчи —  $\Delta\lambda$  тўғрисида миқдорий ахборот олиш учун энергия ва импульснинг сақланиш қонунларига мурожаат қилиш лозим:

$$\omega_{\text{тф}} + \omega_{\text{нэ}} = \omega_{\text{сф}} + \omega_{\text{сэ}}; \quad (6.11)$$

$$p_{\text{тф}} = p_{\text{сф}} + p_{\text{сэ}}. \quad (6.12)$$

Бу икки тенгликни биргаликда ечиш натижасида

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6.13)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бу ифодани (6.10) билан солиштирсак, комптон доимийси  $\kappa = \frac{h}{m_0 c}$  бўлиши керак, деган хулосага келамиз. Ҳақиқатан,  $h, m_0$  ва  $c$  ларнинг қийматларидан фойдалансак,  $\kappa = 2,426 \cdot 10^{-12}$  м ҳосил бўлади. Демак, назарий (6.13) ифода ва (6.10) муносабат жуда мос келиб, фотонларнинг мавжудлигини исботловчи далил бўлиб хизмат қилади.

## 6-§. Электромагнит нурланиш корпускуляр ва тўлқин хусусиятларининг диалектик бирлиги

Оптикага оид ҳодисаларни ўрганиш натижасида қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1) абсолют қора жисм нурланиш спектридаги энергия тақсимоти, фотоэффект, Комптон эффекти ёруғликнинг квант хусусиятларидан далолат беради;

2) ёруғлик интерференцияси, дифракцияси, дисперсияси, қутбланиши каби ҳодисаларда ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари намоён бўлади.

Бу икки гуруҳ ҳодисаларни тушунтиришда ёруғлик табиатини акс эттирувчи икки назариядан, яъни ёруғликнинг тўлқин (электромагнит) ва корпускуляр (квант) назарияларидан фойдаланилди. У ҳолда, барча ёруғлик ҳодисаларини икки бир-бирига зид назариялар асосида эмас, балки бу назарияларнинг замонавийроғи асосида талқин қилишнинг иложи йўқми? — деган савол туғилади.

Бу саволга жавоб бериш учун қуйидаги тажрибани тасаввур қилайлик. Бир-бирига яқин жойлаштирилган иккита тирқишдан ёруғлик ўтаётган бўлсин. Иккала тирқиш очиқ бўлган ҳолда экран ўрнига жойлаштирилган фотопластинкада навбатлашган ёруғ ва қоронғи соҳалардан иборат интерференцион манзара вужудга келади. Фотопластинкани

алмаштирайлик. Бу фотопластинкага олдин фақат биринчи тирқишдан, кейин фақат иккинчи тирқишдан ёруғлик туширамиз. Бу ҳолда ҳам фотопластинкага ёруғлик иккала тирқиш орқали тушади. Лекин бир вақтда эмас. Фотопластинкадаги манзара мутлақо бошқача бўлади, интерференцион манзара кузатилмайди. Тўлқин назарияга асосан шундай бўлиши керак, албатта. Энди, тажрибани корпускуляр назария асосида тушунтиришга ҳаракат қилайлик: фотонлар тирқишдан ўтиш жараёнида тирқиш деворларига урилиб йўналишларини ўзгартиради, натижада фотопластинкаларнинг турли соҳаларига тушган фотонлар сони турлича бўлади, деб тасаввур қилиб кўрайлик. У ҳолда иккала тирқиш бир вақтда очиқ қолдирилган ҳолдаги ва тирқишлар навбатма-навбат очиқ қолдирилган (аммо ёруғлик бир фотопластинкага туширилган) ҳолдаги манзараларнинг ҳар хил бўлишини мутлақо тушунтириб бўлмайди.

Шунга ўхшаш тажриба ва мулоҳазалар асосида барча оптик ҳодисаларни фақат тўлқин назария ёки фақат корпускуляр назарияга таяниб талқин қилиш имконияти йўқлигини исбот қилиш мумкин. Бу икки назариянинг қайси бири ҳақида мулоҳаза юргизсак ҳам, у бир гуруҳ ҳодисаларни тушунтиришда муваффақиятга эришади-ю, аммо иккинчи гуруҳ ҳодисаларни талқин қилишга ожизлик қилади.

Шунинг учун қўлланилаётган икки назариядан қайси бири замонавийроқ эканлиги ҳақида мулоҳазалар юритиш ўрнига ёруғлик табиати тўғрисидаги тасаввурларимизни ойдинлаштириб олганимиз маъқулроқдир.

Умуман, инсон онгида ташқи муҳит таъсири туфайли дунё манзараси шаклланиб, бир қатор тасаввурлар системаси вужудга келади. Масалан, «тўлқин ҳаракат» деганда сув сиртининг тўлқинланиши ёки таранг тортилган ипнинг тебранишларини кузатиш натижасида вужудга келган таассуротлар кўз ўнгимизда пайдо бўлади. Лекин дунёни инсон сезги органлари орқали қайд қилиш (таассурот) туфайли вужудга келган тасаввурларни микрооламга ҳар доим қўллаб бўлмайди. Хусусан мулоҳазаларда тўлқин манзарасидан электромагнит нурланишнинг модели сифатида фойдаландик. Умуман, ўлчаш ёки кузатиш натижасида йиғилган ахборотларни назарий жиҳатдан муҳокама қилинаётганда текшириш объекти (ҳодиса) ни соддалаштиришга ёрдам берадиган баъзи фаразлардан фойдаланилади. Бу фаразлар асосида текшириляётган буюм ёки ҳодисаларни идеаллаштирилган модели ҳосил қилинади. Ҳар қандай модель объектив табиатни фақат биринчи яқинлашувдаги ифодасидир.

Шунинг учун ёруғликнинг тўлқин модели бир қатор оптик ҳодисаларни талқин қилишда жуда катта ёрдам берди. Аммо баъзи ҳолларда бу модель нотўғри фикрларга олиб келиши ҳам мумкин. Бунга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки ҳар қандай модель барча ҳолларда объектни айнан акс эттира олмайди-да. Худди шунингдек, ёруғликнинг корпускула модели ҳам ҳамма вақт қўл келвермайди. Бунинг сабаби шундаки, электромагнит нурланиш, аслида, тўлқин ҳам, корпускула ҳам эмас.

Электромагнит нурланиш, хусусан ёруғлик ҳақидаги ахборотларнинг аксарияти инсоннинг бевосита сезги органлари орқали эмас, балки билвосита махсус қурилмалар ёрдамида вужудга келади. Ёруғлик баъзи қурилмаларга тўлқинга ўхшаш таъсир қилса, баъзиларига корпускулага ўхшаб таъсир кўрсатади. Шунинг учун ёруғликнинг таърибларда кузатиладиган тўлқин ва корпускулар хусусиятларини бир-бирига қарама-қарши қўйиш керак эмас. Балки ёруғлик бир вақтнинг ўзида иккала хусусиятга ҳам эга, деб ҳисоблаш керак. Бошқача айтганда, электромагнит нурланишда тўлқин ва корпускулар хусусиятларининг диалектик бирлиги кузатилади. Бироқ, бу хусусиятлар маълум қонуният асосида намоён бўлади: тўлқин узунлигининг камайиши (частотанинг ортиши) билан электромагнит нурланишнинг корпускулар хусусиятлари кўпроқ намоён бўлади. Аксинча, тўлқин узунлигининг ортиши (частотанинг камайиши) туфайли электромагнит нурланишнинг тўлқин хусусиятлари юзага чиқа бошлайди.

Электромагнит нурланишнинг иккала хусусияти бир вақтда мавжуд бўлса, улар орасида бирор боғланиш ҳам бўлиши керак, албатта. Ҳақиқатан, нурланишнинг тўлқин хусусиятидан фойдаланиб, интенсивлик тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал деган эдик. Нурланиш—фотонлар оқими деб ҳисобланганида интенсивлик фотонлар сонига тенг эди. Демак, фотоннинг фазонинг бирор нуқтасига тушиш эҳтимоллиги тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционалдир.

Шундай қилиб, электромагнит нурланиш физик нуқтаназардан реал объект бўлиб, у тўлқинга ҳам, корпускулага ҳам ўхшамайди. Тўлқин ва корпускула тасаввурлари ҳодисаларни талқин қилишда фойдаланиладиган моделлар бўлиб, нурланишнинг бир-бири билан узвий боғланган турли хусусиятларини акс эттиради. Баъзи шароитларда нурланишнинг табиати, асосан, корпускулар хусусиятлар билан аниқланиб, тўлқин хусусиятлар эса текширилаётган ҳодисанинг унча-

лик аҳамиятга эга бўлмаган хислатларини ифодалайди. Бошқа хил шароитларда эса нурланишнинг тўлқин табиати ўрганилаётган ҳодисанинг ассий хислатларини аниқлайдиган даражада катта аҳамиятга эга бўлади. Бу ҳолларда нурланишнинг корпускуляр хусусияти ҳодисанинг иккинчи даражали хоссаларини аниқлашга ёрдам беради, холос.

## VII БОБ

### КВАНТ МЕХАНИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

#### 1-§. Моддаларнинг корпускуляр-тўлқин дуализми. Де-Бройль формуласи

Ёруғликнинг дуалистик хусусиятлари, яъни унинг тўлқин ва корпускуляр хусусиятлари тўғрисидаги фикрни ривожлантириб 1924 йилда де-Бройль янги гипотезани илгари сурди. *Табиат симметрияга мойил бўлганлиги туфайли модда зарраларининг фақат корпускуляр хусусиятлари эмас, балки тўлқин хусусиятлари ҳам содир бўлиши керак.* Бошқача айтганда, де-Бройль гипотезасига ассан, корпускуляр тўлқин дуализм электрромагнит нурланиш учун ҳам, модда зарралари учун ҳам тегишлидир. У ҳолда электрромагнит нурланиш фотон учун ўринли бўлган қуйидаги

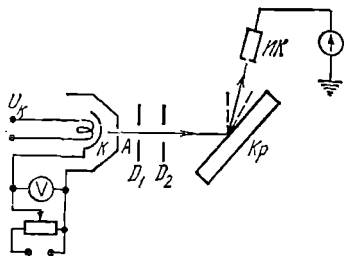
$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

муносабатни модда зарралари учун ҳам қўллаш мумкин. Шунинг учун массаси  $m$ , тезлиги  $v$  (яъни импульси  $p = mv$ ) бўлган зарранинг ҳаракатланиш жараёнида узунлиги

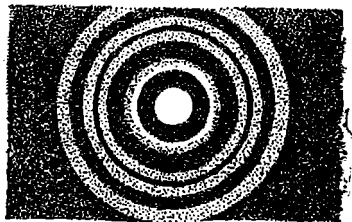
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (7.1)$$

бўлган тўлқиннинг хусусиятлари намоён бўлиши керак, деган хулсага келинади. (7.1) ифодани *де-Бройль формуласи* деб,  $\lambda$  ни эса *де-Бройль тўлқин узунлиги* деб аташ одат бўлган. Де-Бройль гипотезаси билан танишгач, Эйнштейн қуйидаги фикрни айтди: агар бу гипотеза тўғри бўлса, электронлар учун дифракция ҳодисаси кузатилиши лозим.

Ҳақиқатан, 1927 йилда *Дэвиссон ва Жермер тажрибасида* бу фикр тасдиқланди. Бу тажрибанинг схемаси 7.1-расмда тасвирланган. Қиздирилган  $K$  катоддан чиққан термоэлектронлар катод ва  $A$  анод оралиғидаги электр майдон таъсирида тезлантилади. Электронлар дастаси  $D_1$  ва  $D_2$  дифрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклида  $K\alpha$  кристаллга,



7.1- расм



7.2- расм

ўтказилганда электронларни тезлатувчи (яъни  $K$  ва  $A$  лар орасидаги) потенциаллар фарқи  $54\text{ В}$  бўлганда (бундай майдонда электрон  $\sim 4 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  тезликка эришади) сочилиш

бурчагининг  $\alpha = 50^\circ$  қийматида максимум кузатилди. Агар шу тажриба электронлар дастаси билан эмас, балки рентген нурлари билан ўтказилса, дифракцион максимум  $\alpha = 50^\circ$  да кузатилиши учун рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $1,67 \times 10^{-10}\text{ м}$  бўлиши лозим. Иккинчи томондан, тажрибада қўлланилган электронлар учун (7.1) ифода асосида, де-Бройль тўлқин узунликни ҳисобласак,  $\lambda \approx 1,67 \cdot 10^{-10}\text{ м}$  қийматни ҳосил қиламиз. Мос келувчи бу натижалар де-Бройль гипотезаси тўғрилигининг исботи бўлиб хизмат қилади.

Кейинчалик, электронлар дифракцияси бошқача усуллар билан ўтказилган тажрибаларда ҳам кузатилади. Хусусан П. С. Тартаковский ҳамда Томсон ва Рейд жуда юпқа металл фольга (зар) орқали ўтиш жараёнида вужудга келган электронлар дифракциясини текширдилар. 7.2- расмда олтин фольганинг электронограммаси (яъни электронлар дифракцияси туфайли экран ўрнига жойлаштирилган фотопластинкадаги тасвир) кўрсатилган.

ундан сочилган электронлар эса ионизацион камера (ИК) га тушади. Ионизацион камерада вужудга келган ток гальванометр ёрдамида ўлчанади. Тажрибада ионизацион камерани силжитиш ёрдамида турли бурчаклар остида сочилган электронларни қайд қилиш имконияти мавжуд эди. Тажрибалар натижаси шуни кўрсатдики, сочилиш бурчагининг ўзгариши билан ионизацион камерадаги ток кучи монотон равишда ўзгармайди, балки бир қатор максимумлар кузатилади. Масалан, никель кристали билан тажриба



1948 йилда В. Фабрикант, Б. Биберман ва Н. Сушкнлар ниҳоятда заиф интенсивликдаги электронлар оқими билан тажриба ўтказдилар. Бу тажрибалар натижалари тўлқин хусусиятлар электронлар оқими учунгина эмас, балки айрим электронлар учун ҳам тегишлидир, деган хулосага олиб келди.

Умуман, (7.1) ифода барча зарралар учун ўринли. У ҳолда нима учун кундалик турмушда модда бўлақларининг ёки отилган тошнинг ҳаракати туфайли дифракцион манзара кузатилмайди? — деган савол туғилиши табиийдир. Бу саволга жавоб бериш мақсадида оғирлик кучи туфайли Ер сирти томон ҳаракатланаётган чанг зарраси ( $m = 10^{-9}$  кг,  $v = 10^{-3}$  м/с) нинг де-Бройль тўлқин узунлигини ҳисоблайлик:

$$\lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{10^{-9} \text{ кг} \cdot 10^{-3} \text{ м/с}} \approx 6 \cdot 10^{-22} \text{ м.}$$

Оптикадан маълумки, оптик ҳодисаларни аниқловчи характерли ўлчамларни (масалан, тирқинш ёки тўсиқнинг ўлчамларини) ёруғликнинг тўлқин узунлиги билан таққослаш мумкин бўлган ҳолларда ёруғликнинг тўлқин табиати намоён бўлади. Тўлқин узунлик характерли ўлчамлардан жуда кичик бўлган ҳолларда эса ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари сезиларли бўлмайди. Юқоридаги мисолда чанг заррасининг де-Бройль тўлқин узунлиги ( $10^{-22}$  м) зарранинг хусусий ўлчами ( $\sim 10^{-5}$  м) дан жуда кичик. Шунинг учун бундай шароитларда тўлқин хусусиятлар ошкор бўлмайди, албатта.

Демак, корпускуляр-тўлқин дуализм ҳаракатланаётган барча jismlar учун ўринли. Лекин макроjismlarнинг масалари катта бўлгани туфайли, (7.1) формулага асосан, уларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари жуда кичик бўлади. Бу эса макроjismlarнинг тўлқин хусусиятларини кузатиб бўлмасликнинг сабабидир. Шунинг учун бизнинг онгимизда макроjisм ҳақида фақат корпускуляр тасавур мавжуд бўлади.

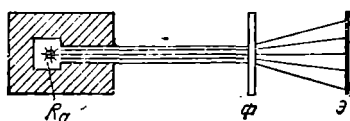
Хулоса қилиб айтганимизда, де-Бройль гипотезаси бир қатор тажрибаларда тасдиқланди ва у тўлқин механикасининг яратилишида муҳим роль ўйнади. Атом тузилишини классик тасавурлар асосида тушунтиришда дуч келинган қийинчиликлар билан танишсак, бу гипотезанинг фан ривожланишига қўшган жуда катта ҳиссаси янада ойдинлашади.

## 2-§. Атом тузилиши ҳақидаги классик тасавурларнинг ривожланиши

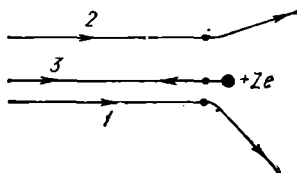
Узоқ вақтлар давомида фанда атом— материянинг бўлинмас қисми, «дунё тузилишининг энг элементар гиштчалари» деган фикр ҳукмронлик қилиб келди. Атом грекча «атомос» сўздан олинган бўлиб, «бўлинмас» деган маънони англатади.

XIX аср охирига келганда эса бир қатор машҳур тажрибалар туфайли атомнинг мураккаб тузилиши тўғрисидаги фикр анчагина ойдинлашиб қолди. Бу соҳада, айниқса, Резерфорд тажрибаси эътиборга лойиқдир. Бу тажрибанинг схемаси 7.3-расмда тасвирланган. Қўрғошин бўлагининг ичидаги ковакда радиосактив манба — радиий жойлаштирилган. Манбадан барча йўналишларда альфа-зарралар чиқади. Лекин қўрғошиндаги тирқиш йўналишидан бошқа барча йўналишларда альфа-зарралар ютилади. Тирқишдан чиққан альфа-зарралар дастаси  $\Phi$  олтин фольгага перпендикуляр равишда тушади. Фольгадан ўтган зарралар флуоресценцияланувчи қатлам билан қопланган ( $\Theta$ ) экранга тушган нуқталарда чақмоқчалар вужудга келади. Бу чақмоқчаларни кузатиш асосида альфа-зарраларнинг фольгадан ўтиш жараёнидаги сочилиш тўғрисида ахборот олинди. Кузатувларнинг кўрсатишича, альфа-зарраларнинг аксарияти ўз йўналишларини ўзгартирмайди ёки жуда кичик бурчакларга сғади. Лекин зарраларнинг бир қисми етарлича катта бурчакларга оғади. Ҳатто орқасига қайтган альфа-зарралар ҳам кузатилган. Тажриба натижаларини тушунтириш учун Резерфорд атом тузилишини қуйидагича фараз қилди: *атомнинг ниҳоят кичик соҳасида мусбат заряд жойлашган, унинг атрофидаги атомнинг барча соҳаси эса манфий зарядли электронлар булутидан иборат бўлиб, бу электронларнинг тўлиқ заряди мусбат зарядга миқдоран тенг.*

Шунинг учун фольгадан ўтиш жараёнида асосий таъсирлашув заряди  $+2e$  га тенг бўлган альфа-зарра өз атом массасининг асосий қисмини ўзида мужассамлаштирган мусбат зарядли ( $+Ze$ ) соҳа (бу соҳани ядро деб аташ одат



7.3- расм



7.4- расм

бўлган, ядро — «маъиз» деган маънони англатади) орасида амалга ошади. Натижада ядрога яқинроқ масофадан ўтаётган альфа-зарра (7.4-расмда 1 деб белгиланган) ядродан узоқроқ масофадан ўтаётган альфа-зарра (расмда 2 деб белгиланган) га нисбатан каттароқ бурчакка оғади, чунки альфа-зарра ва ядро орасидаги ўзаро итаришувчи Кулон кучи улар орасидаги масофага тескари пропорционалдир. Тўппатўғри ядро томон келаётган альфа-зарра (расмда 3 деб белгиланган) эса кулон кучи таъсирида секинлашиб тўхтайти, сўнг орқасига қайтади. Классик физика қонунлари асосида ўтказилган миқдорий ҳисоблар Резерфорд фаразини тасдиқлади.

Шу тариқа атомнинг ядро модели яратилди. Уни баъзан, *атомнинг планетар модели* деб ҳам аталади, чунки ядрони Куёшга, электронларни эса сайёраларга ўхшатилади. Бу модель атом тузилишини ўрганишда муҳим қадам бўлди. Лекин унинг камчиликлари ҳам мавжуд эди. Камчиликлар асосан иккита. Бу камчиликлар билан энг содда атом — водород атоми мисолида танишайлик. Моделга кўра, заряди  $+e$  бўлган ядро атрофида битта электрон берк орбита бўйлаб ҳаракатланади. Лекин бу электрон катта тезланиш билан ҳаракатланиши лозим. Масалан, радиуси  $r \sim 10^{-10}$  м орбита бўйлаб  $v \sim 10^8 \frac{m}{c}$  тезлик билан ҳаракатланаётган электрон қиймати

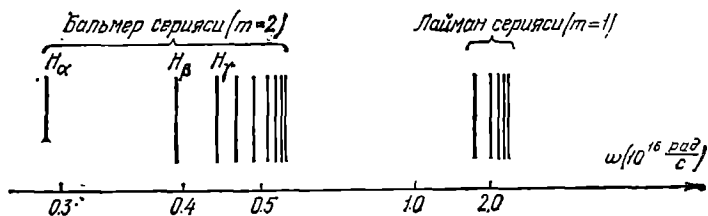
$$a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22} \frac{m}{c^2}$$

бўлган нормал тезланишга эга бўлади. Классик электродинамикага асосан бундай электрон электромагнит нурланиш чиқариши ва энергияси камайганлиги туфайли унинг орбитаси борган сари торайиб бориши лозим. Ҳисобларнинг кўрсатишича, тахминан  $10^{-8}$  с чамаси вақт ўтгач, водород атомининг электрони ядрога қулаб тушиши керак. Ваҳоланки, водород атоми барқарордир. Бу мес келмаслик планетар модель дуч келган биринчи қийинчиликдир. Иккинчи қийинчиликнинг моҳияти қуйидагидан ибрат: заряди  $+e$  бўлган водород атомининг ядроси атрофида  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан айланаётган электрон учун ҳар бир онда Кулон кучи ( $F_k = e^2/4\pi\epsilon_0 r^2$ ) ва марказдан қочма куч  $F_{mk} = m_e a = \frac{m_e v^2}{r}$  лар тенг бўлади, яъни

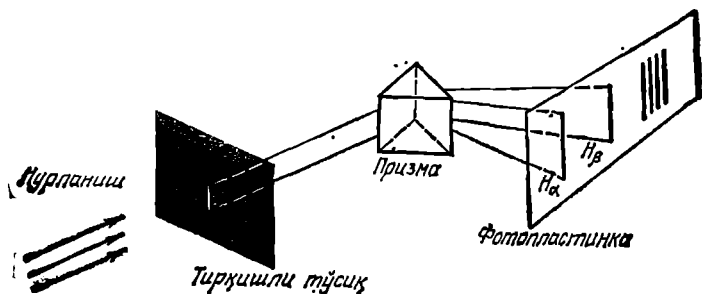
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r}. \quad (7.2)$$

Бу тенглама  $r$  нинг ниҳоят кўп қийматлари учун бажарилади.  $r$  нинг ҳар бир ихтиёрий қийматиغا эса электрон тезлиги  $v$  нинг ва энергияси  $W$  нинг аниқ қийматлари мос келади. Шунинг учун  $r$  нинг ўзгариши туфайли (аниқроғи электронни ядрога яқинроқ орбиталарга ўтиши натижасида) чиқариладиган электромагнит нурланишларнинг энергиялари турлича (яъни узлуксиз) қийматларга эга бўлиши мумкин. Бошқача айтганда, водород атомининг нурланиш спектри узлуксиз бўлиши лозим. Ваҳоланки, тажрибалар водород атомининг спектри чизиқли (узлукли) эканлигини кўрсатади (7.5-расмга қ.).

Одатда, спектрларни узлуксиз ва чизиқли деб аталади. Бу терминлар ишлатилишининг сабаби нимада? Нурланишларни тўлқин узунликлар (яъни частоталар) бўйича ажратиб уларни фотопластинкага туширувчи қурилмаларни спектрографлар дейилади. Спектрографнинг асосий қисми призма бўлиб, тасмасимон тирқишдан ўтиб призмага тушаётган турли тўлқин узунликли (частотали) нурланишлар бу призмада турлича синади. Натижада фотопластинкада спектрограф тирқишининг турли частотали нурланишлар вужудга келтирган тасвирлари пайдо бўлади. Тирқиш тасмасимон шаклда бўлганлиги учун тасвир ҳам тасмасимон бўлади.



7.5- расм



7.6- расм

Лекин спектрографни ажратиш қобилиятини ошириш мақсадида тирқишни ниҳоят энсиз қилиб олинадик, натижада ишлов берилган фотопластинкадаги тасвир худди чизиққа ўхшаб кетади (7.6-расмдаги чизиқларга 1.) Шунинг учун бундай нурланиш спектри чизиқли ёки узлукли деб аталади. Шуни алоҳида, қайд қилайликки, ҳар бир «чизиқ» бирор спектрал интервални акс эттиради, лекин бу интервал жуда кичик бўлганлиги туфайли ҳар бир «чизиқ» ни маълум частотали нурланишга мос келади, дейишимиз мумкин. Агар манба нурланиши узлуксиз равишда кетма-кет келувчи частотали нурланишлардан иборат бўлса, бу нурланишлар туфайли вужудга келган фотопластинкадаги «чизиқлар» бир-бирлари билан ажратиб бўлмайдиган даражада ёнма-ён жойлашади. Шунинг учун фотопластинкадаги тасвир узлуксиз бўлади ва бундай нурланиш спектри узлуксиз спектр деб аталади.

Водород атоми нурланишининг спектрини ўрганиш натижасида спектрдаги чизиқлар тартибсиз эмас, балки группалар тарзида (бу группаларни чизиқлар сериялари деб аташ одат бўлган) маълум қонуният билан жойлашганлиги аниқланади. 7.5-расмда водород атоми спектрининг кўринувчан ва ультрабинафша қисмлари тасвирланган. Водород атоми спектридаги барча чизиқлар частоталарини қуйидаги умумлашган Бальмер формуласи билан ифодаласа бўлади:

$$\omega = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (7.3)$$

Бу формуладаги  $R$  — Ридберг доимийси деб аталади, унинг қиймати  $2,07 \cdot 10^{16}$  рад/с га тенг.  $m$  нинг қиймати эса Лайман серияси учун 1, Бальмер серияси учун 2, Пашен серияси учун 3, Брэккет серияси учун 4, Пфунд серияси учун 5 га тенг. Айрим сериялардаги чизиқларнинг частоталари (7.3) ифодага  $n = m + 1$ ;  $m + 2$ ;  $m + 3$ ; . . . қийматларни қўйиш натижасида вужудга келтирилади. Масалан, Бальмер серияси учун  $m = 2$ . Шунинг учун  $n = 3$ ; 4; 5; . . . қийматларда мос равишда 7.5-расмда тасвирланган  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  чизиқларнинг частоталари ҳосил бўлади.

Демак, атомнинг Резерфорд таклиф этган планеталар модели, биринчидан, атомларнинг барқарорлигини, иккинчидан, атомлар спектрларининг чизиқлилигини ва унинг қонуниятларини тушунтиришга ожизлик қилади.

Бу қийинчиликларни енгиш учун даниялик физик Н. Бор классик физикага зид бўлган фаразларни илгари сурди. Бу фаразлар фанда *Бор постулатлари* номи билан машҳурдир.

Биринчи постулат (турғун ҳолатлар постулати) нинг моҳияти қуйидагидан иборат:

Атомнинг етарлича узоқ вақт барқарор бўладиган маълум турғун ҳолатлари мавжудки, бу ҳолатлардаги атом энергиясининг қийматлари  $W_1, W_2, W_3, \dots, W_n$  дискрет қаторни ташкил этади. Атом ана шу турғун ҳолатларининг бирида бўлиши мумкин, холос. Турғун ҳолатларга турғун орбиталар мос келади. Турғун орбиталар бўйича ҳаракатланаётган электронлар нормал тезланишга эга бўлса ҳам электромагнит тўлқин нурлантормайди.

Иккинчи постулат (орбиталарни квантлаш қондаси) га асосан, турғун ҳолатдаги атомда айланма орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электроннинг импульс моменти

$$L_n = m_e v r_n = n \hbar, \quad (7.4)$$

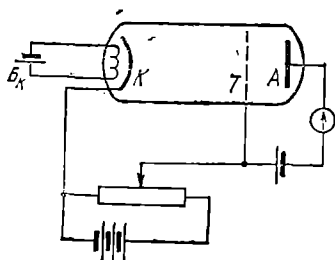
шартни қансатлантирувчи квантланган қийматларга эга бўлиши лозим. Бунда  $m_e$  — электроннинг массаси,  $v$  — электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлик,  $r_n$  — орбита радиуси,  $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34}$  Ж·с.

Учинчи постулат (частоталар қондаси) нинг таъкидлашича, атом энергияси  $W_n$  бўлган бир турғун ҳолатдан энергияси  $W_m$  бўлган иккинчи турғун ҳолатга ўтганда энергиянинг битта кванти чиқарилади ёки ютилади. Бу квантнинг частотаси қуйидаги

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} \quad (7.5)$$

муносабат билан аниқланади.  $W_m < W_n$  шарт бажарилса, квант нурлантирилади,  $W_m > W_n$  бўлганда эса квант ютилади.

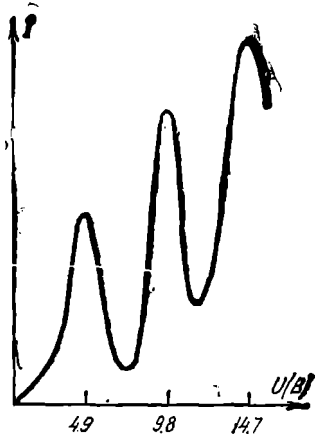
1914 йилда Франк ва Герц томонидан моҳирона амалга оширилган тажриба атомдаги турғун ҳолатларни, яъни дискрет энергетик сатҳларнинг мавжудлигини тасдиқлади. Бу тажрибанинг схемаси 7.7-расмда тасвирланган. Ҳавоси сўриб



7.7- расм

олинган идиш ичига симобнинг буғлари қамалган. Катод ( $K$ ) қиздирилиши натижасида термoeлектронлар ажралиб чиқади ва улар катод ҳамда тўр ( $T$ ) оралигидаги электр майдон таъсирида тезлантилади. Катод ва тўр орасидаги потенциаллар фарқи  $U$  бўлса, тўрдан ўтаётган электроннинг энергияси  $eU$  бўлади. Тўр ва анод

(А) оралиғида тўхтатувчи кучсизгина майдон ҳосил қилинган. Агар электрон катод ва тўр оралиғида симоб атоми билан ноэластик тўқнашмаса, у бемалол бу кучсиз майдонни енгиб анодга етиб келади. Аксинча, симоб атоми билан ноэластик тўқнашув туфайли энергиясини йўқотган электрон тўхтатувчи майдонни энга олмайди ва тўрға тушади. Тўрға тушаётган электронлар қанчалик кўп бўлса анод занжирига уланган гальванометр қайд қилаётган ток шунчалик камайиб кетади. Тезлатувчи потенциал  $U$  нинг қиймати реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин.



7.8- расм

$U$  нинг қийматига боғлиқ равишда анод токнинг ўзгаришини ифодаловчи эгри чизиқ 7.8-расмда тасвирланган. Тезлатувчи потенциални ортиши, яъни электронларнинг кинетик энергиясини ортиши билан, аввал, ток ҳам орта бошлайди (худди электрон лампалардагидек). Лекин бу ўсиш электронлар энергиясининг 4,9 эВ қийматигача давом этади. Шундан сўнг ток кескин камаяди. Кейинчалик, ток яна ўса бошлайди, лекин электронлар энергияси 9,8 эВ га етганда, яна ток кескин камайиб кетади. Токнинг кейинги кескин камайиши электронлар энергиясининг 14,7 эВ қийматида содир бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, ток қийматларининг кескин камайиши электроннинг энергияси 4,9 эВ га қаррали бўлган ҳолларда амалга ошади. Бундан симоб атомини қуйи энергетик сатҳдан юқори энергетик сатҳга кўтариш учун 4,9 эВ энергия лозим, деган хулосага келамиз. Бошқача айтганда, симоб атомига электрон фақат маълум улуш энергияни (айни мисолда 4,9 эВ ни) беради. 9,8 ва 14,7 эВ ли электронлар эса мсс равишда симобнинг икки ва уч атоми билан тўқнашса, ҳар бир тўқнашувда 4,9 эВдан энергия бериб, уларни юқори энергетик сатҳга кўтаради. Шу тариқа Франк ва Герц тажрибаси атомнинг турғун ҳолатлари ҳақидаги Бор ғоясини исботлади.

Бор ўзининг постулатларига таянган ҳолда водород атомининг назариясини яратди. Шу назариянинг моҳияти билан танишайлик. Водород атоми ядросининг заряди  $+e$ . Ядро атрофида  $r_n$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  теълик билан

айланаётган массаси  $m_e$  бўлган электроннинг ҳаракат тенгламаси

$$\frac{m_e v^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} \quad (7.6)$$

кўринишда ёзилади. Бу электроннинг импульс моменти эса, орбиталарнинг квантлаш қондасига асосан, (7.4) шартни қаноатлантириши керак. (7.4) ва (7.6) ифодаларни биргаликда ечсак, водород атомидаги электрон учун турғун орбиталарнинг радиуслари

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} n^2 \quad (7.7)$$

ифода билан аниқланиши лозимлигини топамиз. Бундаги  $n$  — асосий квант сон деб аталади ва у бирдан бошланадиган бутун мусбат сонларга тенг бўла олади, яъни

$$n = 1, 2, 3$$

Бу орбиталарга мос келувчи турғун ҳолатларда водород атомининг тўлиқ энергияси электроннинг кинетик энергияси ва электроннинг ядро билан ўзаро таъсир энергияларининг йиғиндисидан иборат:

$$W_n = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (7.8)$$

Иккинчи томондан, (7.6) ифоданинг иккала томонини  $r_n/2$  га кўпайтирсак, у

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n}$$

кўринишга келади. Бундан фойдаланиб (7.8) ни қуйидагича ёза оламиз:

$$W_n = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} \quad (7.9)$$

Бу ифодадаги  $r_n$  ўрнига унинг (7.7) билан аниқланувчи қийматини қўйсак, водород атомининг турғун ҳолатларини характерловчи энергетик сатҳларнинг қийматларини СИ да ҳисоблаш имконини берадиган қуйидаги

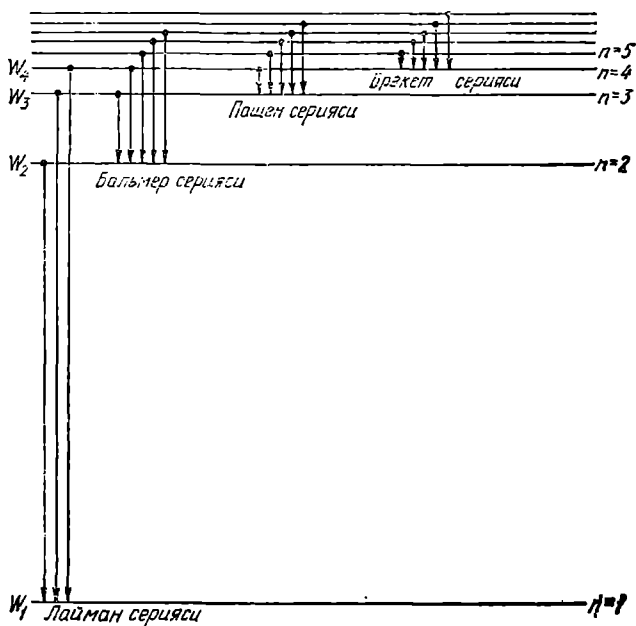
$$W_n = - \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.10)$$



формулани ҳосил қиламиз. Гаусс бирликлар системасида бу формула анча ихчам кўринишда бўлади:

$$W_n = - \frac{m_e e^4}{2\hbar n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (7.11)$$

Водород атомининг (7.11) ифода ёрдамида ҳисобланган энергетик сатҳлари 7.9-расмда горизонтал чизиқлар шаклида тасвирланган. Албатта, бу чизиқларнинг бир-биридан узоқлиги бирор масштаб бўйича энергияларнинг қийматларига монанд равишда ўтказилган. Водород атомининг нормал (уйғотилмаган) ҳолатида электрон энг қуйи энергетик сатҳда, яъни асосий квант сонининг  $n = 1$  қийматига мос келувчи сатҳда жойлашган бўлади. Агар атомга ташқаридан бирор энергия берилса, электрон  $n = 2; 3; 4;$  қийматларга мос бўлган энергетик сатҳларнинг бирортасига кўтарилади. Атомнинг бу ҳолатларини уйғотилган ҳолатлар деб аташ одат бўлган. Уйғотилган ҳолатдан нормал ҳолатга қайтаётган атом электромагнит нурланиш квантини чиқаради. Агар электрон  $n = 4$  билан характерланувчи ҳолатда бўлса, у нормал (яъни  $n = 1$ ) ҳолатга бирданига ёки  $n = 3;$



7.9- расм

2 ҳолатлар орқали ҳам қайтиши мумкин. Лекин ҳар бир ўтишда нурланадиган фотоннинг энергияси бошланғич ва охириги сатҳлар энергияларининг фарқига тенг бўлади. Масалан, лайман сериясига оид бўлган чизиқлар уйғотилган ҳолатлардан нормал ҳолатга ( $n = 1$ ) ўтишларда нурландиган электромагнит тўлқинларга мос келади. Бальмер сериясининг чизиқлари эса  $n = 3; 4; 5;$  ҳолатлардан  $n = 2$  ҳолатга ўтишларда нурлантириладиган электромагнит тўлқинларни ифодалайди. Шу тариқа Бор назарияси водород спектридаги серияларнинг физик маъносини ойдинлаштирди.

Бундан ташқари Бор назарияси Ридберг доимийсини ҳам ҳисоблаш имконини берди: водород атоми  $n$  ҳолатдан  $m$  ҳолатга ўтишда нурланадиган электромагнит тўлқин частотаси

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7.12)$$

бўлади. Бу ифодани умумлашган Бальмер формуласи билан солишгирсак, Ридберг доимийси

$$R = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^3} \quad (7.13)$$

эканлигини топамиз. Агар (7.13) га кирувчи барча константаларнинг қийматларини қўйсак, вужудга келадиган катталик Ридберг доимийсининг тажрибада топилган қийматига ажабланарли даражада мос келади.

Бор назариясининг ютуқларидан яна бири шундан иборатки, уни водородсимон ионлар (яъни ядросининг заряди  $+Ze$ , лекин биттагина электрони бўлган ионлар, масалан:  $\text{He}^+, \text{Li}^{++}, \text{Be}^{+++}$  ва ҳоказолар) га қўллаш мумкин бўлади.

Лекин Бор назариясининг камчиликлари ҳам аён бўла бошлади. Масалан, спектрал чизиқлар интенсивликларини ҳисоблашда бу назария ожизлик қилди. Бундан ташқари назариянинг энг асосий муваффақиятсизлиги шундан иборат бўлдики, у водороддан кейинги атом — гелий атомининг қонуниятларини мутлақо тушунтира олмади. Бу муваффақиятсизликларга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки Бор назарияси ярим классик, ярим квант назария эди-да. Лекин Бор назарияси фан ривожига катта роль ўйнади. Бу назариянинг энг асосий хислати шундаки, у микродунё ҳодисаларига классик физика қонунларини қўллаш мумкин эмаслигини кўрсатди. Натижада элементар зарралар (масалан, электрон, протон ва ҳоказо) ни аниқ координата ва

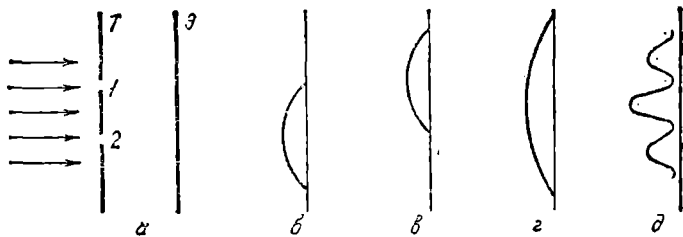
тезлик билан характерланувчи кичик механик зарралар деб тасаввур қилиш қанчалик тўғри экан, деган савол туғила бошлади. Ана шундай вазиятда де-Бройль ўзининг гипотезасини таклиф этган эди.

### 3 - §. Де - Бройль тўлқинларининг физик маъноси

Ёруғлик (умумийроқ ҳолда электромагнит нурланиш) ва ҳаракатланувчи зарра (кўпинча "микрзарра" термини ишлатилади)лар дуалистик хислатларга эгаллиги ҳақида тажрибаларга асосланиб ишонч ҳосил қилинди. Энди ҳаракатланаётган микрзарраларда намоён бўладиган де-Бройль тўлқинларининг табиати ҳақида мулоҳаза юритайлик. Маълумки, электромагнит нурланиш, хусусан ёруғлик ҳам, тўлқин нуқтан назаридан фазода ўзгарувчан электромагнит майдоннинг тарқалишидир. Де-Бройль тўлқинларининг тарқалиши эса ҳеч қандай электромагнит майдоннинг тарқалиши билан боғлиқ эмас. Ҳатто зарядланган микрзарраларнинг фазодаги ҳаракати бирор электромагнит жараён билан боғлиқ бўлиши мумкин-ку, деб фараз қилиб кўрайлик. Ҳақиқатан, тезланишга эга бўлган электроннинг электромагнит тўлқин нурлантириши кузатилади. Лекин электрон тўғри чизиqli траектория бўйича текис ҳаракатланаётганда ҳеч қандай электромагнит нурланиш вужудга келмаслиги юқоридаги фаразни инкор этади. Худди шунингдек, де-Бройль тўлқинларини классик физикада маълум бўлган бошқа бирор тўлқинга ўхшатиш асоссиз эканлигини исботлаш мумкин.

Умуман, *ҳаракатланаётган микрзарралар билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқинларини классик тушунчалар асосида тасаввур қилиб бўлмайди.* Ҳақиқатан, биз идрок қиладиган дунёда микрзарраларга ўхшаган объект мавжуд эмас. Микрзарралар бизнинг сезги органларимизга бевосита таъсир қилмайди. Биз микрзарраларни на кўра оламиз, на сези оламиз. *Микрзарра биз шу вақтгача кўрган бирор объектга ўхшашмайди. У бир вақтининг ўзида ҳам зарра, ҳам тўлқин хусусиятларини муҷассамлаштирган махсус табиатли материядир.* Унинг табиатини галатилиги шундаки, микрзарра дуалистик хислатга эга, лекин у бизнинг классик тасаввуримиздаги заррага ҳам, тўлқинга ҳам ўхшашмайди.

Масалан, ёруғлик тўлқин ярим шаффоф жисмга тушаётган бўлса, икки муҳит чегарасидан ёруғлик қисман қайтади, қисман синиб иккинчи муҳитга ўтади. Бошқача айт-



7.10- расм

ганда, ёруғлик тўлқин қисмларга бўлиняпти. Агар бир муҳитдан иккинчи муҳитга электрон тушаётган бўлса, у иккинчи жисмни ташкил этувчи зарралар билан таъсирлашиш туфайли ё бирор бурчакка оғиб ҳаракатини давом эттиради, ё жисм томонидан ютилади. Лекин электроннинг бир қисми ютилиб, бир қисми эса ҳаракатини давом эттирганлигини, яъни уни бўлинганлигини ҳеч қандай тажрибада кузатилмаган. Демак, микрозарранинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган тўлқин (яъни де-Бройль тўлқини) классик тушунчадаги тўлқинга ўхшамайди. <sup>(9)</sup>

Энди қуйидаги хаёлий тажриба билан танишайлик. Иккита тасмасимон тирқишли тўсиққа (7.10-а расм) моноэнергетик (яъни энергиялари бир хил бўлган) электронлар оқими тушаётган бўлсин. Экран ўрнига фотопластинка жойлаштирайлик. Тирқишлардан бирини беркитсак, электронлар фақат иккинчи тирқиш орқали ўтади. Фотопластинкада электронлар кўпроқ тушган соҳалар бошқа соҳаларга нисбатан қорароқ бўлади. Шунинг учун электронлар фақат иккинчи тирқиш орқали ўтган ҳолда фотопластинканинг қорайиши 7.10-б расмдагидек, фақат биринчи тирқиш орқали ўтган ҳолдагиси эса 7.10-в расмдагидек бўлади. 7.10-г расмда бир фотопластинканинг ўзига, аввал фақат биринчи тирқиш орқали, кейин фақат иккинчи тирқиш орқали электронлар туширилган ҳолда вужудга келадиган манзара тасвирланган. Энди иккала тирқишни ҳам очиқ қолдирган ҳолда фотопластинкага электронлар туширайлик. Бу ҳолдаги манзара олдинги ҳолатдагидек бўлиши лозим эди. Ваҳоланки, ҳссил бўладиган манзара худди икки когерент ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси туфайли вужудга келадиган манзарага ўхшайди (7.10-д расм). Бу тажрибадан қуйидаги хулосага келамиз: ҳар бир электроннинг ҳаракатига иккала тирқиш ҳам таъсир кўрсатади. Ажабланарли даражадаги бу ғалати хулоса бизни «Ахир электрон бўлинмас-ку! Шунинг учун у ё

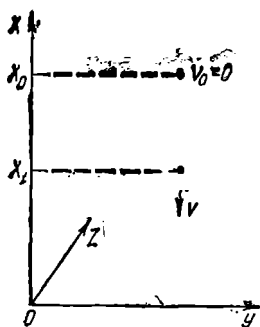
биринчи, ё иккинчи тирқиш орқали ўтиши лозим» деган фикрга олиб келади. Бундай фикр биз ўрганиб қолган классик тасаввурларнинг оқибатида вужудга келди. Аниқроқ қилиб айтганда, биз микрозаррани ўлчамлари ниҳоят кичик бўлган механик шарча деб тасаввур қилганлигимиз учун шундай фикрга келдик. Аммо ўлчамлари кичиклашган сари микрозарраларда янги ғалати хусусиятлар пайдо бўлишини, яъни микрозарранинг дуалистик хислатларини ҳисобга олган ҳолда фикр юритсак, юқоридаги тажрибалар асосида чиқарилган хулоса ажабланарли эмас, балки мантиқан тўғри эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, юқоридаги юритилган мулоҳазалар микрозарраларнинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқинларини классик физикадаги бирор тўлқинга ўхшатишдан воз кечиш лозимлигини кўрсатди. Шунинг учун ўхшатиш қидирмасдан де-Бройль тўлқинларининг физик маъносини англашга ҳаракат қилайлик.

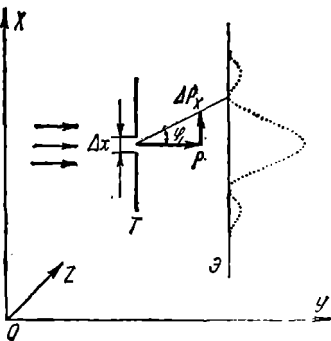
1926 йилда М. Борн электромагнит нурланиш ҳамда ҳаракатланаётган микрозарралар дуалистик хислатларининг умумийлигига асосланиб де-Бройль тўлқинининг физик маъносини статистик тарзда изоҳлаб берди. Ҳақиқатан фазонинг бирор нуқтасида ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати айни нуқтага тушаётган ёруғлик фотонларининг сонига, яъни ёруғлик интенсивлигига пропорционал эди. Бошқача айтганда, фазонинг бирор нуқтасига фотонларнинг тушиш эҳтимоллиги айни нуқтадаги ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати  $|E_m|^2$  билан аниқланар эди. Бунга қиёс қилиб М. Борн *ҳаракатланаётган микрозарра билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати фазонинг айни нуқтасида микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллигини характерлайди*, деб тушунтирди. Демак, электронлар дифракцияси содир бўлган тажрибаларда экраннинг дифракцион максимум кузатилган соҳаларидаги нуқталарда де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати максимал қийматга эришади. Аксинча, де-Бройль тўлқини амплитудасининг квадрати минимал қийматларга эга бўлган экраннинг нуқталарида эса дифракцион минимум кузатилади.

#### 4-§. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабати

Ҳаракатланаётган микрозарраларда тўлқин хусусиятининг намоен бўлиши классик механика тушунчаларини микрозарраларга қўллашда қандайдир чегаралашлар мавжудлигидан далолат беради. Ҳақиқатан, классик механикада



7.11- расм



7.12- расм

жисм (яъни макрозарра) нинг ҳар бир ондаги ҳолати унинг фазодаги аниқ ўрни (яъни жисм оғирлик марказининг координатаси) ва импульсининг аниқ қиймати билан характерланади. Классик механикада сабабият принципи амал қилади. Сабабият принципининг моҳияти шу дан иборатки, жисмнинг бирор ондаги ҳолати маълум бўлганда унинг ихтиёрий кейинги вақтлардаги ҳолатларини олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин. Бу фикрни қуйидаги мисол устида яққол тасвирлаш мумкин. Массаси  $m$  бўлган макрозарра  $x_0$  баландликдан оғирлик кучи таъсирида эркин тушаётган бўлсин (7.11- расм). Кузатиш бошланган вақтда ( $t_0 = 0$ ) макрозарранинг тезлиги нолга тенг ( $v_0 = 0$ ). Кузатиш бошлангандан ихтиёрий  $t$  вақт ўтгач макрозарранинг ўрнини  $x_t = x_0 - gt^2/2$  формула орқали, импульсини эса  $p = mv = mgt$  формула орқали олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин. €

Микрозарра мисолида эса аҳвол ўзгача бўлади. Масалан, тўсиқ ( $T$ ) даги кенглиги  $\Delta x$  бўлган тирқшидан моноэнергетик электронлар дастаси  $OY$  ўқига параллел равишда ўтаётган бўлсин (8.12- расм). Экран  $\mathcal{E}$  да электронлар фақатгина тирқшиш тўғрисидаги соҳагагина эмас, балки дифракция ҳодисасини характерловчи қонуниятларга хос равишда экраннинг барча соҳаларига тушади. Экранга тушаётган электронлар зичлигининг  $OX$  ўқи бўйлаб тақсимоти расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган. Расмдан кўринишича, бу эгри чизиқ битта тирқшиш туфайли вужудга келадиган параллел нурлардаги дифракцион манзарани эслатади (II боб, 4-§ га қ.). Ҳақиқатан, тирқшиш тўғрисида биринчи тартибли максимум,  $\varphi_1$  бурчак остида эса биринчи тартибли минимум куватилади.  $\varphi_1$  бурчак, тирқшиши кенглиги  $\Delta x$  ва электрон

учун де-Бройль тўлқинининг узунлиги  $\lambda = h/p$  лар орасидаги боғланиш дифракцион минимум шартини [(2.10) ифодага қ.] қаноатлантирувчи қуйидаги ифода билан боғланган:

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{p \Delta x}. \quad (7.14)$$

Кузатилаётган дифракцион манзарага электронни механик зарра деб тасаввур қилиш асосида ёндошайлик. Механик зарраининг ҳар ондаги ҳолати унинг ўрни (яъни координатаси) ва импульси орқали ифодаланиши лозим. Тирқишдан ўтаётган пайтдаги электроннинг координатаси сифатида тирқишнинг координатасини олиш мумкин. Координатани бундай усул билан аниқлаш туфайли вужудга келган ноаниқлик тирқиш кенлиги  $\Delta x$  га тенг. Тирқишдан ўтиш чоғидаги электрон импульси  $p$  бўлсин. Тирқишдан ўтгач, электронларнинг бир қисми бошланғич йўналишдан фарқли йўналишларда тарқалади (шунинг учун ҳам бизга таниш бўлган дифракция ҳодисаси кузатилади). Бошланғич йўналишдан фарқ қилиб (яъни ён томонларга оғиб) тарқалаётган электронлар импульсларининг  $OX$  ўқи йўналишидаги ташкил этувчилари (яъни  $\Delta p_x$  лар) оғиш бурчагига пропорционал бўлади. Агар фақат биринчи тартибли максимумни вужудга келтирувчи электронлар билан қизиқсак,  $\Delta p_x$  нинг энг катта қиймати қуйидаги

$$\Delta p_x = p \sin \varphi_1 \quad (7.15)$$

ифода орқали аниқланиши мумкин. Бошқача айтганда, биринчи тартибли дифракцион максимумни вужудга келтиришда қатнашаётган электронлар импульсларини аниқ эмас, балки (7.15) ифода билан характерланувчи ноаниқлик билан топиш мумкин. Агар иккинчи дифракцион максимумнинг мавжудлигини ҳисобга олсак  $\Delta p_x$  нинг максимал қиймати (7.15) ифода асосида топиладиган қийматдан катта бўлади, яъни

$$\Delta p_x \geq p \sin \varphi_1$$

бўлиши керак. (7.14) дан фойдаланиб бу ифодани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\Delta p_x \geq p \frac{h}{p \Delta x} = \frac{h}{\Delta x}, \quad (7.16)$$

ёки

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h. \quad (7.17)$$

Бу муносабат ноаниқликлар муносабатининг математик ифодаси бўлиб, уни қуйидагича ўқиш мумкин: микроразрарнинг импульси ва координатасини бир вақтнинг ўзида ихтиёрый аниқлик билан ўлчаш мумкин эмас. Микроразрарнинг координатаси аниқроқ (яъни тирқиш кенглиги  $\Delta x$  кичикроқ) бўлса, унинг импульсини камроқ аниқлик билан ўлчаш мумкин бўладики, бунда Планк доимийси барча физик ўлчамларда чегаравий фактор бўлиб хизмат қилади.

Бир неча хусусий ҳолларни қараб чиқайлик. Водород атомида электроннинг координатаси атомнинг ўлчами, яъни  $10^{-10}$  м аниқлик билан кўрсатилиши мумкин. Шунинг учун  $\Delta x = 10^{-10}$  м деб, (7.16) ифода асосида электроннинг тезлигидаги ноаниқликни ҳисоблайлик:

$$\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m_e} \geq \frac{h}{m_e \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^{-10} \text{ м}} \approx 7 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Иккинчи тасмондан, классик тасаввурлар асосидаги ҳисоблардан, водород атомидаги электрон  $2 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  тезлик билан ҳаракатланиши аён бўлади. Демак, электроннинг тезлигини аниқлашдаги ноаниқлик тезлик қийматидан каттароқ экан. Бундан водород атомидаги электронни механик зарра деб тасаввур қилиб бўлмайди ва, албатта, электрон маълум тезлик билан ҳаракат қилувчи орбита тушунчаси ҳам ўз маъносини йўқотади, деган хулссаларга келамиз. Бошқача айтганда, бу хусусий ҳолда классик тасаввурлардан фойдаланиш мумкин эмас.

Иккинчи мисол билан танишайлик. Элементар зарраларни қайд қилиш учун қўлланадиган қурилмалардан бири — Вильсон камерасида электрон қолдирадиган изнинг қалинлиги миллиметрнинг ўндан бир улуши чамасида бўлади:  $\Delta x \approx 10^{-4}$  м. У ҳолда электрон тезлигидаги ноаниқлик қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta v_x \geq \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot 10^{-4} \text{ м}} \approx 7 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Агар Вильсон камерасида ҳаракатланаётган электрон тезлиги  $700 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  бўлса, тезликнинг ноаниқлиги 1 % лар чамасида бўлади, холсс. Шунинг учун бу хусусий ҳолда электроннинг ҳаракатини характерловчи траектория тушунчаси маънога эга, албатта.

Биз юқорида ноаниқликлар муносабати билан фақат ОХ ўқи йўналишидаги тирқиш мисолида танишдик. Бу хулоса-



ни  $OY$  ва  $OZ$  ўқлари учун ҳам умумлаштирса бўлади, натижада

$$\begin{aligned}\Delta p_x \cdot \Delta x &\geq h, \\ \Delta p_y \cdot \Delta y &\geq h, \\ \Delta p_z \cdot \Delta z &\geq h\end{aligned}\quad (7.18)$$

муносабатларни ёзиш имконига эга бўламиз. Бундан ташқари микрозарранинг энергияси ва вақтни ўлчашдаги ноаниқликлар учун қуйидаги муносабат ҳам мавжуд:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h. \quad (7.19)$$

(7.18) ва (7.19) муносабатлар 1927 йилда В. Гейзенберг томонидан эълон қилинган ва унинг номи билан *Гейзенбергинг ноаниқликлар муносабатлари* деб юритилади.

Гейзенбергинг ноаниқликлар муносабатлари фалсафий мунозараларни келтириб чиқарган. Ҳатто идеалистик фикрларга асос қилиб олишга уринишлар ҳам бўлган. Бундай фикрлар тарафдорларининг айтишича, зарранинг координатаси ва импульсини бир вақтда аниқ ўлчаш мумкин эмаслиги инсон томонидан дунёни идрок қилишда чегара мавжудлигини кўрсатади. Ваҳоланки, ноаниқликлар муносабатларининг илмий моҳияти микродунёни идрок қилиш имкониятининг чегарасини аниқламайди, балки микрозарралар учун механик зарра моделини қўллаш чегараларини характерлайди. Ноаниқликлар муносабатлари инсон иродасига боғлиқ бўлмаган ўзаро боғланишларни ифодалайди. Шунинг учун ҳам бу муносабатларни табиатнинг объектив қонуни деб қарамоқ лозим.

## 5-§. Шредингер тенгламаси

Ҳаракатланаётган микрозарраларда тўлқин хусусиятлар намоён бўлганлиги туфайли микродунё ҳодисаларини тушунтиришда классик физика ожизлик қила бошлайди. Шунинг учун микрообъектларнинг тўлқин хусусиятларини ҳисобга оладиган механика, яъни тўлқин механикасини яратиш зарурияти туғилди. Бу вазифа Шредингер, Гейзенберг, Дирак каби олимлар томонидан амалга оширилди. Бу механикада фақат микрообъектлардагина аниқ кузатиладиган квант тасаввурлар ўз аксини топганлиги учун уни, одатда, *квант механикаси* деб ҳам аталади.

Квант механикасида микрозарранинг ҳолати тўлқин функция билан аниқланади. Тўлқин функцияни  $\Psi$  ҳарфи билан белгиланади ва «пси — функция» деб ўқилади. Квант ме-

ханикасида микрозарранинг ҳолати классик механикадагидек олдиндан аниқ айтиб берилмайди, балки микрозарранинг у ёки бу ҳолатини эҳтимоллиги аниқланади. Шунинг учун тўлқин функция деганда координата ва вақтга боғлиқ бўлган шундай математик ифода  $\Psi(x, y, z, t)$  тушунилиши керакки, унинг ёрдамида микрозарраларнинг фазодаги тақсимотини характерлаш мумкин бўлсин. У ҳолда тўлқин функциянинг кўриниши шундай бўлиши лозимки, унинг модулининг квадрати  $|\Psi|^2$  микрозаррани фазонинг бирлик ҳажмида қайд қилиш эҳтимоллигига тенг бўлсин (худди ёруғлик вектори амплитудасининг квадрати  $|E_m|^2$  фотонлар зичлигини характерлаганидек). Демак, фазонинг бирор нуқтаси атрофидаги  $dV$  ҳажмда микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги  $|\Psi|^2 dV$  га тенг. Худди шунингдек, микрозаррани фазода (яъни фазонинг қаеридадир) қайд қилиш муқаррар воқеа бўлганлиги учун унинг эҳтимоллиги бирга тенг, яъни

$$\int |\Psi|^2 dV = 1 \quad (7.20)$$

бўлади. Бу ифода тўлқин функцияларни нормалаш шартини дейилади. Бундан ташқари тўлқин функциянинг физик маъносидан келиб чиқувчи қуйидаги шартлар ҳам бажарилиши керак:

а)  $\Psi$ -функция чекли бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги бирдан катта бўла олмайди;

б)  $\Psi$ -функция бир қийматли бўлиши керак, чунки микрозаррани фазонинг бирор нуқтасида қайд қилиш эҳтимоллигининг қиймати бир нечта бўлиши мумкин эмас;

в)  $\Psi$ -функция узлуксиз бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги сакрашсимон характерда ўзгармайди.

$\Psi$ -функцияни 1926 йилда Шредингер томонидан таклиф этилган ва унинг номи билан аталадиган қуйидаги тенглама ичи топилади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + U\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (7.21)$$

Бу тенгламада  $m$  — микрозарранинг массаси,  $U$  — микрозарранинг потенциал энергияси,  $\hbar$  — Планк доимийси,  $i = \sqrt{-1}$  — мавҳум бирлик.

(7.21) тенгламада  $\Psi$ -функциядан вақт бўйича олинган ҳосилаларни ҳад қатнашаётганлиги учун уни вақт иштирок этган Шредингер тенгламаси деб аталади. Бу тенгламада микрозаррага таъсир этувчи кучлар потенциал функция  $U(x,$

$y, z, t$ ) орқали акс эттирилган, яъни микрозарра потенциал энергиясининг қиймати фазонинг турли нуқталаридагина эмас, балки фазонинг айна нуқтасида ҳам вақтнинг турли онларида турличадир. Лекин микродунёда содир бўладиган аксарият ҳодисаларда микрозарранинг потенциал энергияси вақтга ошкор боғлиқ бўлмайди (стационар ҳолатлар учун). Бу ҳолда  $\Psi$ -функция иккита кўпайтувчига ажралиб, бири фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ бўлади:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \varphi(t). \quad (7.22)$$

Натижада бир қатор математик амаллардан сўнг (7.21) тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0. \quad (7.23)$$

Бу тенгламада  $W$  — микрозарранинг тўлиқ энергияси. (7.23) ифода вақт иштирок этмаган (ёки стационар ҳолат учун) Шредингер тенгласидир. Бундан кейин муҳокама қилинадиган ҳоллар стационар ҳолатлар бўлгани учун (7.23) ни, оддийгина, Шредингер тенгласи деб атаймиз.

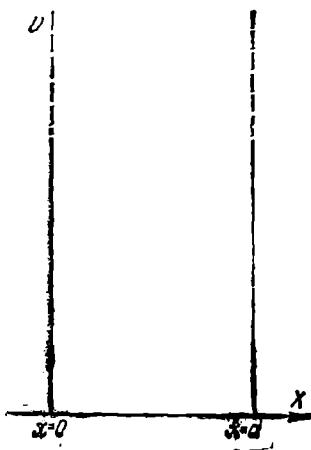
Шуни алоҳида қайд қилайликки, Шредингер тенгламаси, худди Ньютон тенгламаси ( $F = ma$ ) каби илгари маълум бўлган муносабатлардан фойдаланиб чиқарилмайди. У ассий фараз сифатида қабул қилинади. Лекин бу тенгламани микродунё объектларга қўллаш туфайли вужудга келган хулосалар тажриба натижалари билан жуда мос келади. Бунини эса тенгламанинг исботи деб қабул қилиш мумкин.

Бу фикрни тасдиқловчи бир неча мисоллар билан танишайлик.

1. 7.13-расмда тасвирланган потенциал ўранинг тубида  $V$  ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган  $m$  массали микрозарра учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0. \quad (7.24)$$

$x=0$  ва  $x=a$  координаталар билан характерланувчи деворлар микрозаррани фақат  $0 \leq x \leq a$  интер-



7.13-расм

валда ҳаракатланганига имкон беради. Бу соҳада микрозарранинг потенциал энергияси нолга тенг бўлгани учун (7.24) ни

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W \psi = 0. \quad (7.25)$$

кўринишда ёзишимиз мумкин. Агар

$$\frac{2m}{\hbar^2} W = \omega^2 \quad (7.26)$$

белгилашдан фойдалансак, (7.25) тенгламини қуйидагича ёза оламиз:

$$\psi'' + \omega^2 \psi = 0. \quad (7.27)$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидаги

$$\psi(x) = A \sin(\omega x + \alpha) \quad (7.28)$$

тригонометрик функция билан аниқланади.

Микрозарра потенциал ўрадан ташқарида бўла олмайди. Шунинг учун потенциал ўрадан ташқари соҳаларда  $|\phi|^2$  (демак,  $\psi$  ҳам) нолга тенг. Демак, потенциал ўранинг деворларини характерловчи координаталарда, яъни  $x$  нинг 0 ва  $a$  қийматларида ҳам  $\psi$  — функциянинг қиймати нолга тенг бўлиши керак. Шунинг учун  $\psi(0) = A \sin \alpha = 0$  ёки бундан  $\alpha = 0$ , деган хулосага келамиз. Худди шунингдек,  $x = a$  ҳол учун  $\psi(a) = A \sin \omega a = 0$  тенгликни ёза оламиз. Бу тенглик  $\omega$  нинг қуйидаги

$$\omega = \frac{\pi}{a} n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.29)$$

қийматларидагина бажарилади. Бу ифодани (7.26) билан таққосласак,

$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2} W_n = \frac{\pi^2}{a^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.30)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бундан эса қуйидагини толамиз:

$$W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.31)$$

Бу ифодадан қуйидаги хулоса келиб чиқади: потенциал ўрадаги микрозарранинг энергияси ихтиёрӣ қийматларга эмас, балки бир қатор дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин (7.14-расмга қ.).  $W$  нинг квантлашган бу қиймат-

ларини энергетик сатҳлар деб, микроразрарнинг энергетик сатҳини аниқловчи  $n$  сон эса квант сон деб аталади.

Шундай қилиб,  $W$  нинг фақат (7.31) ифода билан аниқланувчи қийматларидагина Шредингер тенгламаси ечимга эга бўлар экан. Энергиянинг бу қийматларини  $W$  нинг хусусий қийматлари деб, тенгламанинг уларга мос келган ечимларини эса масаланинг хусусий функциялари деб аталади.

Энди (7.31) дан фойдаланиб,  $n$  ва  $n+1$  энергетик сатҳларнинг бир-бирдан «узоқлиги» ни топайлик:

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2 m a^2} (2n + 1). \quad (7.32)$$

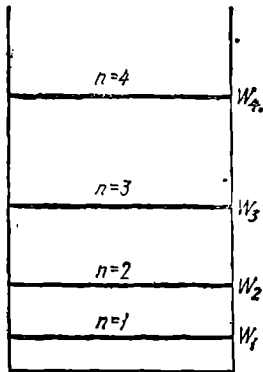
Бу ифодадан фойдалансак, кенглиги атом ўлчамига мос келувчи ( $a \sim 10^{-10}$  м) потенциал ўрадаги электрон ( $m_e \sim 10^{-31}$  кг) энергиясининг хусусий қийматлари учун

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-68}}{2 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{-20}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^{12} (2n + 1) \text{ эВ}$$

эканлигини топамиз. Демак, бу ҳолда энергетик сатҳларнинг дискретлиги жуда аниқ сезилади. Лекин макроскопик ўлчамлардаги потенциал ўра учун (масалан,  $a = 10^{-2}$  м бўлган идишдаги молекула кўрилаётган бўлса) натижа ўзгача бўлади. Ҳақиқатан, молекула массасини  $\sim 10^{-26}$  кг деб ҳисобласак, (7.32) ифода асосида

$$\Delta W = \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-68}}{2 \cdot 10^{-26} \cdot 10^{-4}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^{-18} (2n + 1) \text{ эВ}$$

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шунчалик зич жойлашган эканки, уларни квазиузлуксиз (узлуксизга ўхшаш) деб ҳисобласа ҳам бўлади. Шунинг ҳам қайд қилайликки, фақат  $a \rightarrow \infty$  дагина  $\Delta W = 0$  бўлади, яъни энергетик спектр узлуксиз қийматларга эга бўлади. Потенциал ўранинг кенглиги чекли қийматларга эга бўлган барча ҳолларда эса зарра энергияси квантлашган бўлади, албатта. Лекин энергиянинг дискретлиги турли ҳолларда турлича бўлиши мумкин: баъзи ҳолларда бу дискретлик яққол намоён бўлса (юқорида кўрилган биринчи



7.14-расм

мисол), баъзи ҳолларда амалда сезилмайдиган даражада (иккинчи мисол) бўлади. Умуман, энергетик сатҳларнинг жойлашув характери тўғрисида мулоҳаза юритганда,  $n$  квант соннинг таъсирини ҳам ҳисобга олиш керак. Бунинг учун (7.32) ни (7.31) га бўлсак,

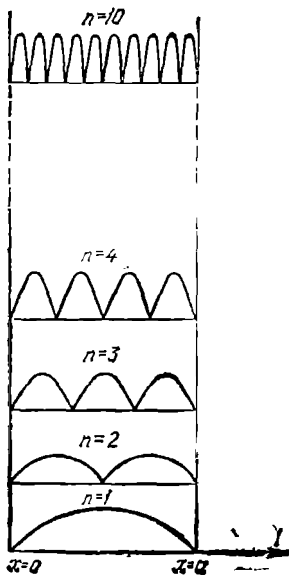
$$\frac{\Delta W}{W_n} = \frac{2n + 1}{n^2} \quad (7.33)$$

муносабатни ҳосил қиламиз.  $n$  нинг анча катта қийматларида каср суратидаги 1 ни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Натижада  $n$  нинг етарлича катта қийматлари учун (7.33) ифода қуйидаги кўринишда ёзилади:

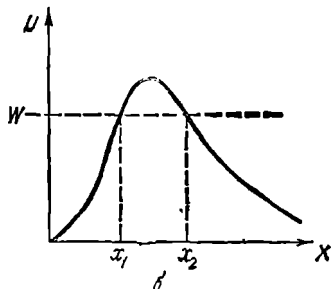
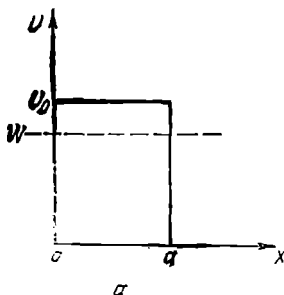
$$\frac{\Delta W}{W_n} \approx \frac{2}{n}.$$

Демак,  $n$  катталашган сари  $\Delta W$  нинг қиймати  $W_n$  га нисбатан кичиклашиб боради. Натижада энергетик сатҳлар бир-бири билан туташадиган даражада яқинлашиб кетади. Бошқача айтганда, квант соннинг катта қийматларида квант механикасининг хулосалари классик физикада олинadиган натижаларга мос келиши керак. Бу қоида Бор томонидан аниқланган бўлиб, уни *мослик принципи* деб аталади. Мос-

лик принципнинг бажарилишига потенциал ўра деворларидан турли оралиқларда микрозарранинг бўлиш эҳтимолликлари ҳақидаги мулоҳазалар устида яна бир марта ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан, классик физикага кўра ўрадаги зарранинг барча ҳолатлари бир хил эҳтимолликда бўлади. Квант механикасида-чи? Бу саволга жавоб бериш учун Шредингер тенгламасининг ечимини, яъни  $n$  квант соннинг бизни қизиқтирувчи қийматлари учун тўлқин функцияларни (кўрилайтган масаланинг хусусий функцияларини деб гапирсак ҳам бўлади) топиб,  $|\psi|^2$  нинг графини қуриш керак. 7.15-расмда  $|\psi|^2$  нинг  $x$  га боғлиқлик графини  $n$  нинг турли қийматлари учун тасвирланган.



7.15- расм



7.16- расм

Расмдан кўринишича,  $n=1$  ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги ўра деворларидан унинг ўртаси томон узоқлашилганда ортиб боради. Ўранинг қоқ ўртасида эҳтимоллик максимумга эришади.  $n=2$  ҳолатда эса заррани ўра деворларига яқин нуқталарда ва ўранинг ўртасида топиб бўлмайди, чунки бу нуқталарда  $|\psi|^2 = 0$ . Бу ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги икки нуқтада максимал қийматга эга бўлади.  $n=3$  ҳолатда эса заррани қайд қилиш эҳтимоллиги  $x$  координата ошган сари уч марта максимумга эришади ва ҳоказо.  $n$  нинг анча катта қийматларида эҳтимоллик максимумини характерловчи дўнгликлар ҳам ортиб боради. Лекин бу дўнгликларнинг ҳаммаси  $\Delta x = a$  кенгликда жойлашади. Шунинг учун  $n$  каттароқ бўлгани сари дўнгликлар бир-бири билан туташадиган даражада яқин жойлашади, яъни заррани қайд қилиш эҳтимолликлари бир хил бўлган нуқталар сони ортиб боради.

→ 2.  $X$  ўқи йўналишида ҳаракатланаётган  $m$  массали микроразра баландлиги  $U_0$ , кенглиги  $a$  бўлган потенциал тўсиққа дуч келсин (7.16-а расм). Классик физика тушунчаларига асосан, микроразранинг энергияси тўсиқ баландлидан катта бўлса (яъни  $W > U_0$ ), у тўсиқдан ўтиб кетади. Аксинча,  $W < U_0$  бўлса, микроразра тўсиқдан қайтиб орқа томонга учиши керак.

Квант механикасида-чи? Квант механикасида туннель эффект деб аталадиган ҳодиса туфайли  $W < U_0$  бўлганда ҳам микроразрани потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқлидир. Бу эффектни тушунтириш учун квант механикасида тўсиқнинг шаффофлиги  $D$  тушунчасидан фойдаланилади. У, оптикага қиёс қилинган ҳолда, тўсиққа тушаётган де-Бройль тўлқинлари интенсивлигининг тўсиқдан ўтадиган қисмини характерлайди.

Микрозарранинг классик физикага мутлақо энд бўлган бундай табиати Шредингер тенгламасидан келиб чиқади. Шредингер тенгламасини ечиш шуни кўрсатадики,  $0 < x < a$  соҳада ҳам  $\psi$ -функция нолдан фарқли қийматларга эга экан. Бу эса микрозарранинг таъсирини тўсиқ ичида ҳам қайд қилиш эҳтимоллиги мавжудлигидан далолат беради. Шунинг учун ҳам микрозаррани потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқлидир. Биз математик операцияларнинг тафсилоти билан қизиқмай, Шредингер тенгламасини бу ҳол учун ечиш туфайли вужудга келган натижани баён қиламиз. Кўрилатган тўғри бурчакли потенциал тўсиқ учун шаффофлик коэффициенти

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - W)}a} \quad (7.34)$$

ифода билан аниқланади. Потенциал тўсиқ ихтиёрий шаклда (7.16-б расмга қ.) бўлган ҳолда шаффофлик коэффициентини қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - W)} dx}, \quad (7.35)$$

бунда  $x_1$  ва  $x_2$  лар  $W$  энергияга мос келувчи  $U = U(x)$  функция билан характерланувчи потенциал тўсиқнинг координаталари.

3.  $X$  ўқи бўйлаб квазиэластик  $F = -kx$  куч таъсирида ҳаракатланувчи  $m$  массали зарра гармоник осциллятор деб аталади. Классик физикада бундай осциллятор

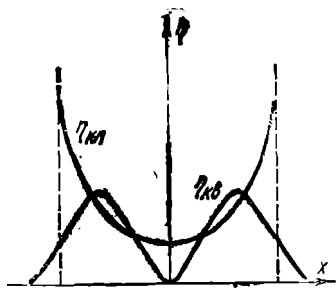
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

частота билан тебраниб, унинг амплитудаси  $A$  ва энергияси ( $W \sim A^2$ ) нинг қийматлари 0 дан  $\infty$  гача интервалда бўлиши мумкин. Классик назарияга асосан, амплитудаси  $A$  бўлган осцилляторнинг  $-A \leq x \leq A$  интервалдаги координаталарга эга бўлиш эҳтимоллиги  $\eta_{k, A}$  7.17-расмда параболасимон чизиқ билан тасвирланган. Бу графикдан кўринишича  $x$  нинг қиймати  $\pm A$  га яқинлашганда  $\eta_{k, A}$  нинг қиймати ниҳоятда ортиб кетади.

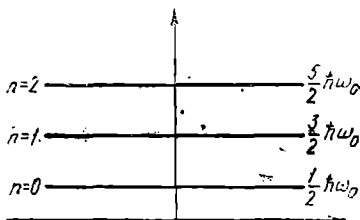
Энди гармоник осцилляторнинг тебранишини квант механикасида кўриб чиқайлик. Бу масала учун Шредингер тенгламаси

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (7.36)$$





7.17- расм



7.18- расм

ифода билан аниқланувчи энергиялардагиша ечимга эга бўлишини кўрсатиш мумкин. Демак, гармоник осцилляторнинг энергияси квантланган бўлиб, унинг қийматлари квант сон  $n$  билан аниқланади. 7.18-расмда осциллятор эга бўлиши мумкин бўлган дискрет энергетик сатҳлар тасвирланган. Назарий мулоҳазаларнинг кўрсатишича, электр осциллятор (яъни диполь) электромагнит майдон билан таъсирлашганда қўшни энергетик сатҳларга ўтади: агар фотонни ютса юқори сатҳга, агар фотон чиқарса қуйи сатҳга ўтади. Бу процессларда фотон частотаси осцилляторнинг хусусий частотаси  $\omega_0$  га, энергияси эса осцилляторнинг қўшни энергетик сатҳларининг айирмасига, яъни  $\hbar\omega_0$  га тенг бўлади. Гармоник осцилляторнинг минимал энергияси нолдан фарқли бўлиб, унинг қиймати  $\frac{1}{2} \hbar\omega_0$  га тенг. Гармоник осцилляторни, ҳатто абсолют нолгача совитилганда ҳам ундан бу энергияни олиб бўлмайди. Минимал энергияга эга бўлган осциллятор тебранади, лекин нурланиш чиқара олмайди.

7.17-расмда синусоидасимон чизиқ билан тасвирланган график, квант назарияга ассан, координатаси  $x$  бўлган нуқтада зарранинг бўлиш эҳтимоллиги  $\eta_{ka}$  ни ифодалайди. Бу графикни тузиш учун Шредингер тенгламасининг  $n = 1$  учун ечимини, яъни тўлқин функцияни топиб, сўнг  $x$  нинг турли қийматлари учун  $|\psi|^2$  аниқланган. Мазкур графикдан кўришиб турибдики, классик нуқтаи назардан руҳсат этилган соҳа (яъни  $x$  нинг қийматлари  $-A$  дан  $+A$  гача бўлган соҳа назарда тутиляпти) дан ташқари нуқталарда ҳам зарранинг бўлиш эҳтимоллиги нолдан фарқли. Бунинг сабаби зарранинг тўлқин хусусиятга эгаллигидир.

## АТОМ ТУЗИЛИШИ

## 1-§. Водород атоми

Водород атомида биттагина электрон мусбат ядро (заряди  $+e$ ) майдонида ҳаракатланади. Бу электроннинг ядродан узоқлигини  $r$  деб белгиласак, унинг потенциал энергияси  $U = -e^2/4\pi\epsilon_0 r$  бўлади. Натижада водород атоми учун Шредингер тенгламасини

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( W + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0 \quad (8.1)$$

кўринишда ёза оламиз. Биринчи кўринишда оддийгина кўринган бу масалани (яъни ядро атрофида «айланувчи» битта электрон ҳолини) ечиш анчагина мураккаб математик амалларни талаб қилади. Шунинг учун математик операциялар билан қизиқмай водород атоми учун Шредингер тенгламасининг ечимини батафсилроқ муҳокама қилиш мақсадга мувофиқроқдир.

Аввало шуни қайд қилиш лозимки, (8.1) тенглама қуйидаги икки ҳолда ечимга эга бўлар экан:

- 1)  $W > 0$  қийматларда,
- 2)  $W < 0$  нинг фақат

$$W = - \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^3}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.2)$$

шартни қаноатлантирувчи дискрет қийматларида.

Биринчи ҳолда электрон ядро яқинидан учиб ўтади ва фазонинг барча қисмларида ҳаракатлана олади. Умуман, ядро ва электрондан иборат системани ҳар доим ҳам атом деб ҳисоблаш мумкин эмас. Электроннинг ҳаракати доимо ядрога яқин соҳада содир бўлгандагина, улар атом деб аталувчи системани ташкил қилган бўлади. Демак, Шредингер тенгламасининг  $W > 0$  қийматлардаги ечимлари водород атомини эмас, балки атом бўлиб бирикмаган ядро ва фазодаги электронни акс эттиради.

Иккинчи ҳол, яъни  $W < 0$  нинг дискрет қийматларидаги ечимлар водород атомидаги электронни акс эттиради. Электрон эга бўла оладиган энергиянинг қийматларини аниқловчи ифода [(8.2) га қ.] Борнинг водород атоми назариясидан келиб чиққан ифода [(7.10) га қ.] нинг ўзгичасидир. Лекин шуни қайд қилмоқ лозимки, Бор назариясида (7.10) ифода постулат (фараз) ларга таянган ҳолда

чиқарилган эди. Квант механикасида эса микроразрларнинг ҳаракатини ифодаловчи Шредингер тенгламасидан келтириб чиқарилади. (8.2) ифода билан аниқланувчи қийматлар  $W$ нинг хусусий қийматларидир. Бу хусусий қийматларга мос келувчи хусусий функциялар, яъни (8.1) тенгламанинг ечимлари квант сонлар деб аталадиган учта параметрга эга. Бу квант сонларнинг физик маъноси устидан қисқача тўхтаб ўтайлик. Биринчиси *асосий квант сон* дейилади ва  $n$  ҳарфи билан белгиланади. У электрон эга бўла оладиган энергия қийматларини ифодалайди. (8.2) ифодада қатнашаётган  $n$  ана шу квант сондир. Асосий квант сон бирдан бошланадиган бутун мусбат қийматларга эга бўла олади, яъни:

$$n = 1, 2, 3, \quad (8.3)$$

Иккинчиси — *орбитал квант сон*,  $l$  ҳарфи билан белгиланади, унинг ёрдамида электрон эга бўла оладиган импульс моментининг дискрет қийматларини қуйидаги

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (8.4)$$

формула асосида аниқлаш мумкин. Орбитал квант сон 0 дан  $n - 1$  гача бутун мусбат қийматларга эга бўла олади, яъни:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1. \quad (8.5)$$

Ниҳоят, учинчиси — *магнит квант сон*  $m$  бўлиб, у —  $l$  дан 0 орқали  $+l$  гача бўлган бутун сонли қийматларга эга бўла олади, яъни

$$m = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +l. \quad (8.6)$$

Магнит квант сон ёрдамида электроннинг импульс momenti вектори  $L$  нинг фазодаги рухсат этилган йўналишлари аниқланади: ихтиёрий  $z$  йўналишни, масалан, ташқи магнит майдон йўналишини танлаб олайлик. У ҳолда  $L$  векторнинг фазодаги йўналишини унинг  $z$  йўналишга проекцияси  $L_z$  ёрдамида характерлаш мумкин. Электрон импульс моментининг фақат

$$L_z = \pm m \hbar \quad (8.7)$$

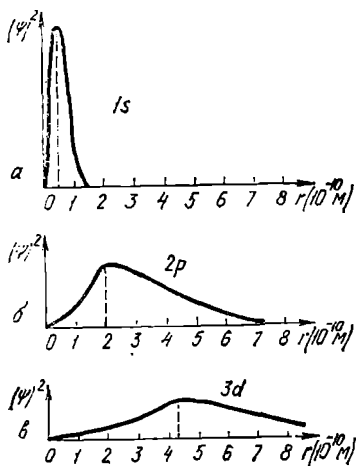
шарт бажариладиган йўналишларигина амалга ошиши мумкин.

(8.1) тенгламанинг ечимларини характерловчи тўлқин функциялар ифодасининг таркибида юқорида баён этилган

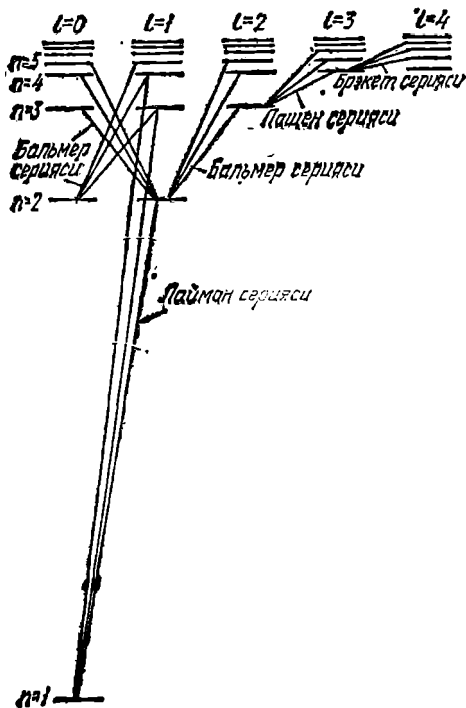
учала квант сон мавжуд. Шунинг учун ҳам тўлқин функцияларни  $\psi_{n,l,m}$  деб белгилаймиз, яъни уларнинг индексида квант сонларнинг учаловини ҳам қатнаштирамиз. Водород атомидаги электрон энергиясининг (8.2) ифода билан аниқланувчи ҳар бир  $W_n$  қийматига бир неча тўлқин функция мос келади, улар  $l$  ва  $m$  квант сонлар билан фарқланади. Мисол тариқасида  $n = 2$  ҳолни муҳокама қилайлик. Орбитал квант сон  $l$ , (8.5) шартга асосан, 0 ёки 1 қийматга эга бўла олади.  $l = 0$  бўлганда магнит квант сон  $m$  (8.6) шартга асосан фақат 0 қийматга эга бўла олади, холос. Лекин  $l = 1$  бўлганда  $m$  учун  $= 1, 0, -1$  қийматларни эгаллаш имконияти бор. Шунинг учун  $n = 2$  бўлганда  $l$  ва  $m$  лар билан фарқланувчи  $\psi_{2,0,0}, \psi_{2,1,-1}, \psi_{2,1,0}, \psi_{2,1,1}$  тўлқин функцияларини ёза оламиз. Бу тўлқин функциялар билан характерланувчи ҳолатлардаги электрон энергиялари айнан бир хил қийматга эга [кўрилайдиган мисолда бу қийматни (8.2) ифодага  $n = 2$  ни қўйиб топиш мумкин]. Энергияси бир хил бўлган бу ҳолатларни айниган ҳолатлар деб, ҳолатлар сонини эса  $W_n$  энергетик сатҳнинг айниш карралиги деб аталади. Юқорида муҳокама қилинган мисолдаги энергетик сатҳнинг айниш карралиги 4 га тенг.

Электрон ҳолатларини белгилашда асосий квант сонни рақам билан, орбитал квант сонни ҳарф билан характерлаш одат тусига кирган.  $l = 0$  ҳолатни  $s$  ҳарфи билан,  $l = 1$  ҳолатни  $p$  ҳарфи билан,  $l = 2$  ҳолатни эса  $d$  ҳарфи билан белгиланади. Масалан,  $n = 1, l = 0$  ҳолатдаги электронни  $1s$  деб,  $n = 2, l = 1$  ҳолатдаги электронни эса  $2p$  деб белгиласа бўлади.

Водород атомининг асосий ҳолати  $1s$  ҳолатдир. Бу ҳолатда энергия минимал қийматга [(8.1) га асосан], импульс momenti эса нолга тенг [(8.4) га асосан]. Бор назариясига асосан, асосий ҳолатдаги водород атомида электрон биринчи Бор орбитаси (унинг радиуси  $\sim 0,53 \cdot 10^{-10}$  м эди) бўйлаб ҳаракатланади. Квант механикасида-чи? Квант механикасида «траектория» тушунчаси маънога эга бўлмаганлиги учун «орбита» тушунчаси



8.1 расм



8.2- расм

Атомни асосий ҳолатдан уйғонган ҳолатга ёки қуйроқ уйғонган ҳолатдан юқорироқ уйғонган ҳолатга ўтказиш учун унга ташқаридан энергия берилиши лозим. Бу энергиянинг миқдори атомнинг охириги ва бошланғич ҳолатлардаги энергияларининг фарқига тенг бўлади, албатта. Энергия узатиш йўлларида бири атом томонидан фотонни ютишдир. Фотон ютишга тескари процесс атомнинг нурланиш чиқаришидир. Табиийки, бу процесс туфайли атом юқорироқ уйғонган ҳолатдан қуйроқ уйғонган ҳолатга ёки асосий ҳолатга ўтади. Лекин ихтиёрый ўтишлар ҳам амалга сшавермас экан. Атомнинг бошланғич ва охириги ҳолатларининг орбитал квант сонлари фақатгина бир бирликка ўзгарадиган, яъни

$$\Delta l = \pm 1$$

бўладиган ўтишларгина амалга ошади. 8.2- расмда водород атоми спектрини квант механикаси тасаввурлари асосида амалга ошиши тасвирланган.

ҳам ўз маъносини йўқотади. Лекин квант механикаси электроннинг фазони у ёки бу соҳасида қайд қилиш эҳтимоллиги тўғрисида ахборот бера олади. 8.1-расмларда мос равишда  $1s, 2p, 3d$  ҳолатлардаги электронларни ядродан  $r$  масофадаги нуқталарда қайд қилиш эҳтимоллигининг зичлигини тасвирловчи графиклар келтирилган. Расмлардан кўринишича, энг катта эҳтимоллик билан электрон иқайд қилиш мумкин бўлган нуқталарнинг геометрик ўринлари. Бор орбиталарига мос келади.

$1s$  дан бошқа ҳолатлар уйғонган ҳолатлар дейилади.

Демак, Шредингер тенгламаси бирорта ҳам қўшимча гипотезага таянмасдан водород атомининг барча хусусиятларини тушунтира олади.

## 2-§. Штерн ва Герлах тажрибаси

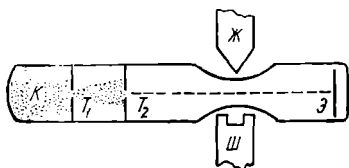
$s$  ҳолат ( $l = 0$  назарда тутилади) дан бошқа барча ҳолатлар ( $l \neq 0$  бўлганда) даги электронларнинг ядро майдо-нидаги ҳаракати туфайли вужудга келадиган импульс моментлари [(8.4) ифодага асосан] нолдан фарқли бўлади. У ҳолда  $L$  векторга тескари йўналган магнит момент вектори  $\rho_m$  нинг қиймати ҳам нолдан фарқли:

$$\rho_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}. \quad (8.8)$$

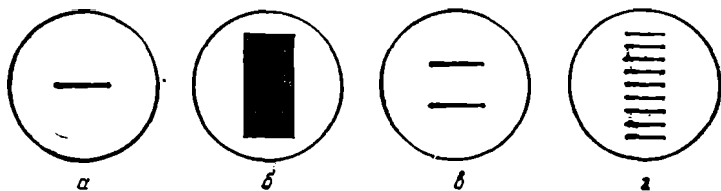
Бу ифодадаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,2741 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2. \quad (8.9)$$

Бор магнетони деб аталади, у электрон ва электронлар системасининг магнит моментини ўлчашда табиий бирлик ҳисобланади. Атомнинг импульс momenti  $L_{\text{ат}}$  (ёки магнит momenti  $\rho_{\text{нат}}$ ) ни эса атом таркибидаги айрим электронларнинг импульс моментлари (магнит моментлари) нинг вектор йиғиндиси сифатида аниқланади, яъни  $L_{\text{ат}} = \sum L_i$  ва  $\rho_{\text{нат}} = \sum \rho_{mi}$ . Штерн ва Герлах томонидан ажойиб тарзда амалга оширилган тажрибада магнит момент векторининг фазодаги ихтиёрий йўналишлари эмас, балки баъзи (бошқача айтганда руҳсат этилган) йўналишларигина амалга ошиши исботланди. Бу тажрибада қўлланилган қурилма схематик тарзда 8.3-расмда тасвирланган. Қиздириладиган  $K$  камерадан буғланиб чиққан атомлар тасмасимон тирқиш ли тўсиқлар ( $T_1$  ва  $T_2$ ) дан ўтгач, даста шаклига келади. Сўнгра атомлар дастаси ниҳоят даражада бир жинсли бўлмаган магнит майдон (бундай майдон электромагнит ўзагининг қутбларига махсус шакл бериш натижасида ҳосил қилинади) дан ўтиб Э экранга тушади. Магнит майдон таъсир қилмаган (яъни электромагнит ғалтаклари ток манбаига уланмаган) ҳолда атомлар дастаси экранга тушиб, унда ҳосил қилган дорнинг шакли тўсиқдаги тирқиш-



8.3- расм



8.4- расм

нинг шаклига ўхшайди (8.4- а расмга қ.). Магнит майдон таъсир қилганда-чи? Бу ҳолда вужудга келадиган манзарани муҳокама қилишдан олдин тажрибада қўлланилаётган магнит майдоннинг токли контурга таъсирини эслаб олайлик. Тажрибадаги магнит майдон индукция чизиқлари  $z$  ўқи бўйлаб (Ш дан Ж га қараб) йўналган. Майдоннинг бир жинслимаслиги ҳам шу йўналишда вужудга келтирилади, унинг қийматини  $\frac{\partial B}{\partial z}$  деб белгилайлик. У ҳолда магнит моменти  $p_m$  бўлган токли контурга бу майдон томонидан таъсир этувчи кучнинг қиймати

$$F_z = p_m \frac{\partial B}{\partial z} \cos \alpha \quad (8.10)$$

бўлади. Бу ифодада  $\alpha$  бурчак  $p_m$  нинг майдонга нисбатан ҳолатини аниқлайди. Бошқача айтганда,  $\alpha$  бурчак — майдон градиенти  $\frac{\partial B}{\partial z}$  ва  $p_m$  орасидаги бурчак.  $B$  ортиб борадиган томон  $\frac{\partial B}{\partial z}$  нинг йўналиши сифатида қабул қилинади. Тажрибада  $\frac{\partial B}{\partial z}$  нинг йўналиши  $z$  нинг йўналиши билан бир хилдир. (8.10) ифодага асосан, токли контурга таъсир этувчи куч  $\alpha$  бурчак ўткир бўлганда  $z$  ўқи бўйлаб,  $\alpha$  бурчак ўтмас бўлганда эса  $z$  ўқига тескари йўналишда таъсир қилади.

Демак, бир жинсли бўлмаган магнит майдонда ҳаракатланаётган атомларга таъсир этувчи куч атом магнит моментининг йўналишига боғлиқ. Бу куч таъсирида атомлар экраннинг юқорироқ ( $\alpha$  — ўткир бурчак бўлганда) ёки пастроқ ( $\alpha$  — ўтмас бурчак бўлганда) қисмларига тушади. Шунинг учун атомлар дастасида  $p_m$  нинг барча йўналишлари мавжуд бўлса, бу атомлар экранга тушиши натижасида вужудга келган доғнинг шакли 8.4- б расмдагидек бўлиши

лозим эди. Тажрибаларда бундай натижалар мутлақо кузатилмади. Баъзи ҳолларда, масалан, симоб ёки марганец атомларининг дасталари билан ўтказилган тажрибаларда, экрандаги доғ худди ҳеч қандай майдон таъсир қилмагандагидек шаклга (8.4-а расмга қ.) эга бўлади. Бошқа ҳолларда эса атомлар дастаси компоненталарга ажралди, натижада экранда бир неча ўзаро параллел чизиқча шеклидаги доғлар ҳосил бўлди. Хусусан, натрий ёки симоб атомларининг дасталари экранда вужудга келтирилган манзара 8.4-в расмда, темир атомларининг дастаси қўлланилган тажрибада кузатилган манзара эса 8.4-г расмда тасвирланган. Бу манзаралардан атомларни оғдирувчи  $F_z$  куч тўғрисида ахборот олиш мумкин. Натижада магнит майдоннинг бир жинслимаслигини характерловчи  $\frac{\partial V}{\partial z}$  нинг маълум қий-

мати асосида (8.10) ифодадан фойдаланиб  $p_m$  нинг  $z$  ўқиға (яъни  $V$  йўналишиға) проекцияси  $p_{mz} = p_m \cos \alpha$  ни ҳисоблаб топиш мумкин.

Шундай қилиб, *Штерн ва Герлах тажрибаси фазовий квантланиш мавжудлигини ҳамда электронлар ва атомлар магнит моментларининг қийматлари дискрет характерга эгаллигини исботлади.*

### 3-§. Электрон спини

Асосий ҳолатдаги водород атомининг электрони учун  $l = 0$  (8.4) га асосан, унинг импульс моменти нолга тенг. Бундан, водород атомларининг дастаси билан тажриба ўтказилган тақдирда бир жинсли бўлмаган майдон унга ҳеч қандай таъсир қилмайди, деган хулосага келишимиз мумкин. Ваҳоланки, тажрибада даста икки симметрик компонентга ажралди. Бу номувофиқликни тушунтириш учун электрон импульсининг хусусий моменти  $L_{сп}$  ва унга мос бўлган хусусий магнит моменти  $\mu_e$  (зарраларнинг хусусий магнит моментларини  $\mu$  ҳарфи билан белгилаймиз) мавжуд, деб фараз қилишга тўғри келади. Бу фикр 1925 йилда С. Гоудсмит ва Г. Уленбеклар томонидан атом физикасидаги бир қатор қийинчиликларни бартараф қилиш учун илгариги сурилган. Импульснинг хусусий моментини *спин* деб, хусусий магнит моментни эса *спин магнит момент* деб аташ одат бўлган. «Спин» инглизча сўз бўлиб «айланмоқ» деган маънони англатади. Бу терминни ишлатилишиға сабаб шундаки, дастлаб, электронни ўз ўқи атрофида айла-



нувчи зарядланган шарча деб тасаввур қилинган. Импульснинг хусусий моменти ва хусусий магнит момент ана шу ҳаракат туфайли мавжуд, деб ҳисобланган. Лекин бу тасаввур нотўғрилиги, кейинчалик аниқланди. Аммо бу терминлардан фойдаланиш давом этмоқда. Замонавий тушунчаларга асосан, *спин ва спин магнит момент худди заряд ва масса каби электронни характерловчи асосий катталиклардир*. Электрон спинининг қиймати

$$L_{\text{сп}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (8.11)$$

га тенг. Спиннинг танлаб олинган йўналиш  $z$  га (масалан ташқи магнит майдон йўналишига) проекцияси фақат квантланган қийматларга эга бўла олади, бу қийматлар қуйидаги формула билан аниқланади:

$$L_{\text{сп}z} = S\hbar, \quad (8.12)$$

бунда  $s$  — спин квант сон. У  $n, l, m$  квант сонлардан фарқланиб каср қийматларга, яъни

$$s = -\frac{1}{2}, \quad +\frac{1}{2} \quad (8.13)$$

га эга бўлиши мумкин. Электроннинг спин магнит моментининг проекцияси ва  $L_{\text{сп}z}$  қуйидаги муносабат билан боғланган:

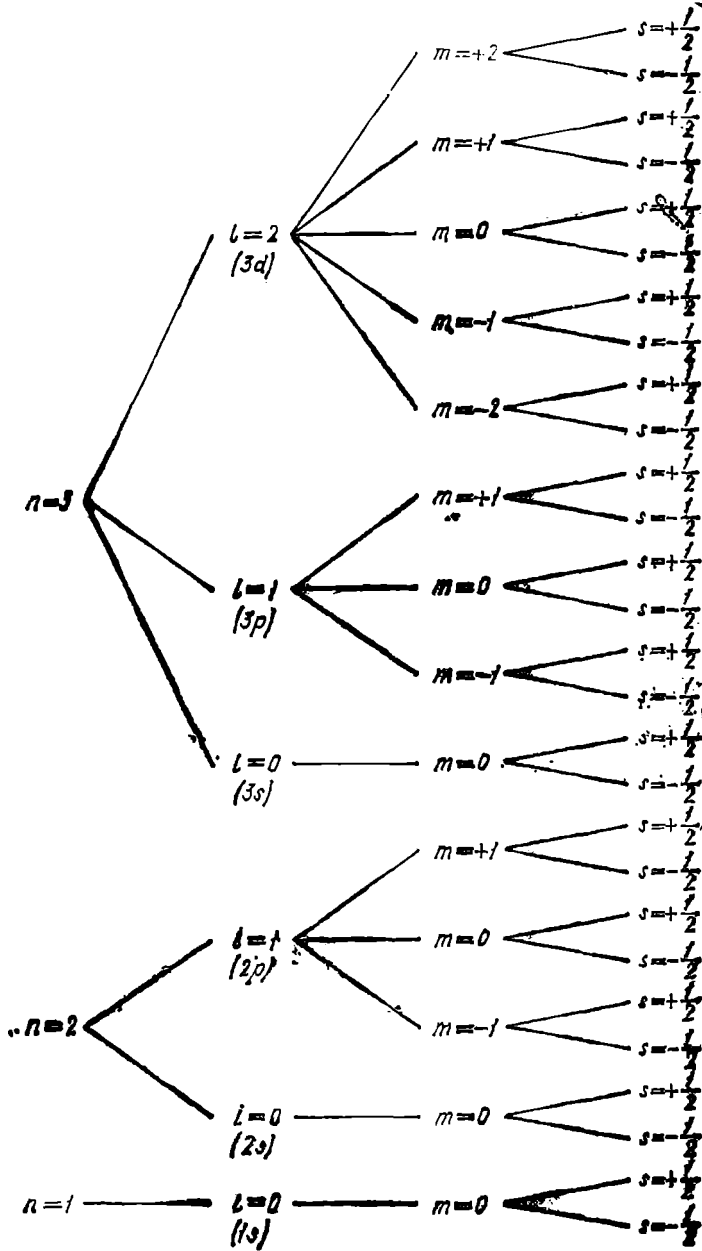
$$\mu_{ez} = -\frac{e}{m_e} L_{\text{сп}z} = -s \frac{e\hbar}{m_e} = \mp \frac{e\hbar}{2m_e} = \pm \mu_B. \quad (8.14)$$

Демак, электрон спин магнит моментининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси фақат иккита қийматга эга бўла олади, унинг абсолют миқдори Бор магнетонига тенг. Водород атомлари (шунингдек даврий жадвал биринчи группа элементлари атомларининг ҳам) дастасини бир жинсли бўлмаган магнит майдонда икки компонентага ажралишининг сабаби шу тарзда тушунтирилади.

#### 4-§. Паули принципи

Квант механикасида атомдаги энергетик сатҳлар тўртта квант сон билан характерланади:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1, \dots, (n-1); \\ m &= -l, -(l-1), \dots, (l-1), l; \\ s &= -\frac{1}{2}, \quad +\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (8.15)$$



8.8- расм

8.5-расмда  $n = 1$ ,  $n = 2$  ва  $n = 3$  бўлган энергетик сатҳлар тасвирланган.  $n$ ,  $l$  ва  $m$  квант сонларининг тўплами бир хил, лекин спин квант сони билан фарқланувчи сатҳлар иккитадан бўлади, чунки уларда  $n$ ,  $l$ ,  $m$  ларнинг қийматлари сақланиб,  $s$  эса  $-\frac{1}{2}$  ёки  $+\frac{1}{2}$  қийматни қабул қилади. Агар  $n$  ва  $l$  ларнинг қийматлари ўзгармасдан  $m$  ва  $s$  лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топиш керак бўлса, ҳар бир  $l$  учун  $m$  нинг  $2l + 1$  рухсат этилган қиймати мавжудлигини ҳисобга олиш керак. Демак,  $n$  ва  $l$  ларнинг айна тўплами  $2 \cdot (2l + 1)$  сатҳдан иборат. Ниҳоят, айна  $n$  учун  $l$ ,  $m$  ва  $s$  лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топайлик. (8.15) га асосан, айна  $n$  учун  $l$  нинг қийматлари 0 дан  $n - 1$  гача бўлган бутун мусбат сонларни эгаллаши мумкин. Шунинг учун асосий квант сон  $n$  нинг айна қиймати билан ифодаланувчи сатҳлар сони

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2 \quad (8.16)$$

бўлади. Ҳақиқатан, 8.5-расмда  $n = 1$  бўлган сатҳлар сони 2 га,  $n = 2$  билан характерланувчи сатҳлар сони эса 8 га  $n = 3$  бўлган сатҳлар сони эса 18 га тенг. Водород атомида энергетик сатҳлар айнаган бўлади. Масалан,  $n = 1$  бўлган иккала сатҳ бир хил энергияга эга ёки  $n = 2$  бўлган саккизта сатҳнинг ҳаммаси айнан бир хил энергия билан характерланади. Лекин кўп электронли атомларда ўзаро таъсир туфайли айнаш йўқолади ва атомдаги энергетик сатҳлар барча квант сонларга боғлиқ бўлади.

Энди, кўп электронли атомда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимоли қандай? — деган саволга жавоб қидирайлик. Бу саволга жавоб беришда қуйидаги икки принципга амал қилиш керак. Биринчи принципнинг моҳияти шундаки, *нормал* (уйғонмаган) ҳолатдаги атомда электронлар ўзлари учун мумкин бўлган энг қуйи энергетик сатҳ (яъни энергияси минимал бўлган сатҳ) ларда жойлашиши керак.

Иккинчи принцип, уни кашф қилган олим шарафига Паули принципи деб юритилади. Умуман, Паули принципи квант механикасининг асосий принципларидан бири бўлиб, унинг тўлиқ квантомеханик таърифини бериш учун зарраларнинг бирхиллик (бир-бирига айнан ўхшашлик) принципи билан танишиш лозим.

Маълумки, классик механикада хусусиятлари айнан бир хил бўлган зарралар ҳам ўзларининг индивидуаллиги (яъни алоҳидалиги) ни йўқотмайди. Бошқача айтганда, бирор система таркибидаги зарраларни бошланғич моментда «худди номерлагандек» белгилаб олайлик. У ҳолда зарраларнинг траектория бўйича ҳаракатини кузатиш натижа-сида вақтнинг турли онларида у ёки бу зарранинг вазияти тўғрисида маълумотга эга бўламиз.

Квантомеханик тавсифда эса заррани у ёки бу соҳада қайд қилиш эҳтимоллиги аниқланади. Демак, бу ҳолда бир хил зарраларни «номерлари бўйича» ажрата олиш имкония-ти бўлмайди, албатта. Зарраларни бир-биридан фарқ қи-либ бўлмаганлиги учун ҳам уларни ўрни алмашиб қолгани билан эҳтимоллик ўзгармайди. Умуман, квант механика-сида кўп сонли зарраларни тавсиф қилишда Ферми-Дирак ҳамда Бозе — Эйнштейн статистикаларидан фойдаланилади. Спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проек-цияси  $L_{\text{спз}}$  нинг қиймати 0 ёки  $\hbar$  га бутун каррали бўл-ган зарралар Бозе — Эйнштейн статистикасига бўйсунди, зарраларнинг ўзлариини эса *бозонлар* деб аталади.  $L_{\text{спз}}$  нинг қиймати  $\hbar$  га яримли бутун каррали бўлган зарралар Ферми — Дирак статистикасига бўйсунди, бундай зарралар *фермионлар* деб аталади. Фақат электронларгина эмас, балки позитрон, протон, нейтронлар ҳам фермионлар ҳи-собланади. Барча фермионлар учун Паули принципи ўринли бўлиб, у қуйидагича таърифланади: бир хил фермионлар-дан ташкил топган системада айнан бир ҳолатда бир вақт-ни  $g$  ўзида биттадан ортиқ фермион бўлиши мумкин эмас. Паули принципини атомдаги электронларга татбиқ қилган ҳолда қуйидагича таърифласа ҳам бўлади. *Атомдаги  $n, l, m, s$  квант сонлар тўплами билан характерланувчи их-тиёрый энергетик сатҳда биттадан ортиқ электрон бў-лиши мумкин эмас.*

#### Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси

Олдинги параграфда баён қилинган маълумотлар асо-сида элементлар даврий системасини талқин этайлик. Би-ринчи элемент — водороддан бошлайлик. Унинг биттагина электрони бор. Шунинг учун Паули принципига асосан, бу электрон 8.5- расмда тасвирланган ихтиёрый энергетик сатҳда жойлашиши мумкин эди. Лекин минимал энергия принци-пига асосан, бу электрон  $n = 1, l = 0, m = 0, s = -\frac{1}{2}$

квант сонлар билан характерланувчи энергетик сатҳни эгаллайди. Гелий атомида иккита электрон бор. Бу электронларнинг бири водород атомининг электрони эга бўлган квант сонлар тўплами билан характерланади. Иккинчи электрон эса навбатдаги энергетик сатҳни аниқловчи квант сонлар тўплами яъни  $n = 1, l = 0, m = 0, s = +\frac{1}{2}$  га

эга бўлади. Литий уч электронга эга бўлиб, улардан иккитаси юқорида баён этилган квант сонлар тўпламлари билан аниқланади. Учинчи электрон навбатдаги энергетик сатҳни эгаллайди. Бу сатҳ (8.5-расмга қ.) билан  $n = 2$  га мос бўлган сатҳлар группаси бошланади.  $n = 2$  бўлган сатҳлар группасидаги биринчи сатҳни литий атомининг электрони, охириги сатҳни эса неоннинг электрони эгаллайди. Умуман, асосий квант сон  $n$  нинг қийматлари бир хил бўлган электронлар қобиқни ташкил қилади. Одатда, қобиқларни латин ҳарфлари билан белгиланади. Масалан,  $n = 1$  бўлса,  $K$ -қобиқ;  $n = 2$  бўлса,  $L$ -қобиқ;  $n = 3$  ни  $M$ -қобиқ;  $n = 4$  ни  $N$ -қобиқ ва ҳоказо. Мулоҳазаларни шу тарзда давом эттириб, навбатдаги элементлар атомларидаги охириги электронлар ҳолатларини аниқловчи квант сонлар тўпламлари ҳақида маълумотлар оламиз. Бу маълумотлар 1-жадвалда келтирилган. Жадвалдан кўринишича, сатҳларнинг электронлар билан ишғол этилишида квант сонларнинг қийматларига мослаб қурилган энергетик сатҳлар кетма-кетлиги (8.5-расм) амалга ошяпти. Лекин бу тартиб энгил атомлар (калийгача бўлган атомлар) учун амалга ошади. Агар бу тартиб давом этганда эди калийнинг охириги электронини характерловчи квант сонлар тўплами  $n = 3, l = 2, m = -2, s = -\frac{1}{2}$  бўлиши ло-

зим эди. Ваҳоланки, амалда  $n = 4, l = 0, m = 0, s = -\frac{1}{2}$  квант сонлар тўплами билан аниқланувчи энергетик сатҳ эгалланади. Бунинг сабаби кўп электронли атомларда, баъзан, электронларнинг ўзаро таъсирлашуви туфайли  $n$  каттароқ,  $l$  эса кичикроқ бўлган ҳолатнинг энергияси  $n$  кичикроқ,  $l$  эса каттароқ бўлган ҳолатнинг энергиясидан камроқ бўлишида экан.

1-жадвалдан элементларнинг даврийлиги ҳам кўриниб турибди. Масалан,  $n$  нинг қийматлари бир хил бўлган ҳар бир группа химиявий жиҳатдан актив бўлган элементдан бошланиб инерт газ билан тугалланади. Бу группалар даврий жадвалдаги қаторларни ташкил этади.

Умуман, элементлар химиявий хусусиятларининг даврий-лигини ўхшаш элементлар атомларининг четки қобикларидаги электрон конфигурациянинг такрорланиши билан тушунтириш мумкин. Масалан, Si ва C га эътибор беринг.

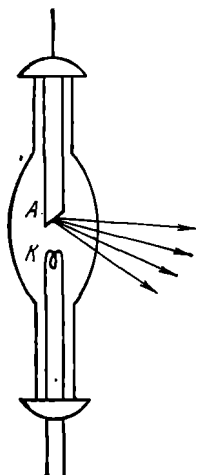
Элемент	Тартиб номери	Охири электронинг квант сонлари				Қобиклардаги электронлар сони			
		n	l	m	s	K	L	M	N
H	1	1	0	0	$-\frac{1}{2}$	1			
He	2	1	0	0	$+\frac{1}{2}$	2			
Li	3	2	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	1		
Be	4	2	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	2		
B	5	2	1	-1	$-\frac{1}{2}$	2	3		
C	6	2	1	-1	$+\frac{1}{2}$	2	4		
N	7	2	1	0	$-\frac{1}{2}$	2	5		
O	8	2	1	0	$+\frac{1}{2}$	2	6		
F	9	2	1	+1	$-\frac{1}{2}$	2	7		
Ne	10	2	1	+1	$+\frac{1}{2}$	2	8		
Na	11	3	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	1	
Mg	12	3	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	2	
Al	13	3	1	-1	$-\frac{1}{2}$	2	8	3	
Si	14	3	1	-1	$+\frac{1}{2}$	2	8	4	
P	15	3	1	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	5	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
S	16	3	1	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	6	
Cl	17	3	1	+1	$-\frac{1}{2}$	2	8	7	
Ar	18	3	1	+1	$+\frac{1}{2}$	2	8	8	
K	19	4	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	8	1
Ca	20	4	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	8	2

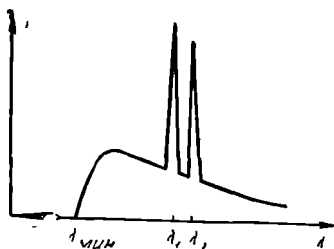
Уларнинг химиявий хусусиятлари бир-бирига ниҳоят ўхшаш. Шунинг учун бу элементлар атомларидаги охириги электронларни ифодаловчи учта квант сон ( $n$  дан ташқариси) ҳам айнан бир хил.

### Ре. эн т.лар.

1895 йилда В.Рентген томонидан кашф этилган ва унинг номи билан аталадиган нурларнинг тўлқин узунликлари  $(0,02 \div 800) \cdot 10^{-10}$  м га тенг. Рентген нурлар 8.6-расмда схематик тарзда тасвирланган рентген трубкасида ҳосил қилинади. Махсус трансформаторга уланадиган вольсим катод ( $K$ ) вазифасини ўтайди. Катод ва анод ( $A$ ) орасида вужудга келтириладиган электр майдон қизиган катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларни тезлатади. Етарлича катта кинетик энергияга эришган электронлар анод материалнинг ичига кириб бориш жараёнида тормозланади. Бундай рентген трубкасида ҳосил қилинган рентген нурларининг спектрал таркиби электронлар энергияси ва анод материалга боғлиқ. 8.7-расмда рентген нурланиш спектрининг типик шакли тасвирланган. Спектр икки қисмдан ташкил топган. Биринчи қисми бир неча монохроматик нурларнинг (улар  $\lambda_1, \lambda_2 \dots$  тўлқин узунликларга мос бўлган ўткир учли максимумлар шаклида тасвирланган) тўпламидан иборат бўлиб, уни характеристик рентген нурлари спектри дейилади. Иккинчи қисми эса қисқа тўлқин узунликлар соҳасида  $\lambda_{мин}$  қиймат билан чегараланган туташ спектрдир. *Туташ спектр электронларнинг кескин тормозланиши туфайли ҳосил бўлади.* Бу процеснинг моҳияти



8.6- расм



8.7- расм

қуйидагидан иборат: ҳаракатдаги электрон атофида электр ва магнит майдонлар (чунки ҳаракатланувчи электрон токка эквивалент) мавжуд. Электроннинг тормозланиши деганда унинг атофидаги майдоннинг ўзгариши тушунилади. Магнит ёки электр майдоннинг ўзгариши эса электромагнит тўлқин нурланишига сабабчи бўлади.

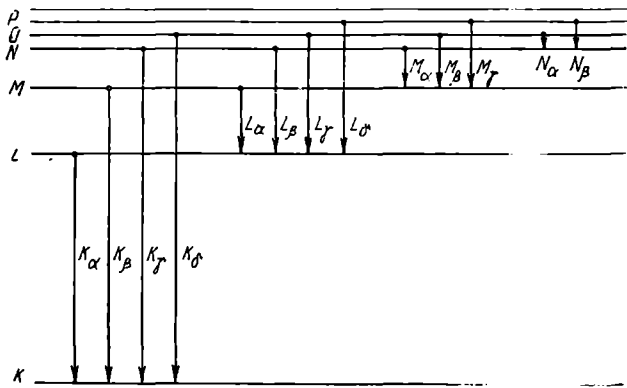
У ҳолда бу спектрнинг туташ бўлишини ва  $\lambda_{\text{мин}}$  қиймат билан чегараланишини сабаби нимада? деган савол туғилади. Тезлатувчи майдон таъсирида электрон  $W_1 = eU$  (бунда  $U$  — катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи) энергияга эришган бўлсин. Бу электрон анод материалида тормозланиб тўхтаган бўлсин. Энергиянинг  $W_2$  қисми анод материалининг ички энергиясини орттиради, яъни анод материалини қиздиришга сарф бўлади. Қолган қисми эса рентген нурланишининг кванти сифатида ажралиб чиқади. Демак,  $W_1 - W_2 = h\nu = hc/\lambda$ . Бу ифодадаги  $\nu$  — рентген квантининг частотаси,  $\lambda$  эса тўлқин узунлиги.  $W_2$  нинг қиймати  $W_1$  дан 0 гача интервалда ўзгариши мумкин.  $W_2 = W_1$  бўлганда электрон энергияси фақат анодни қиздиришга сарфланади. Аксинча,  $W_2 = 0$  бўлганда эса электрон энергияси бутунлай квант энергиясига айланади. Демак, туташ рентген спектрининг чегараси  $\lambda_{\text{мин}}$  ни топиш учун электроннинг  $eU$  энергиясини рентген квантининг максимал энергияси  $h\nu_{\text{макс}} = hc/\lambda_{\text{мин}}$  га тенглаштириш керак:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\text{мин}}}$$

Бундан

$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{hc}{eU}$$





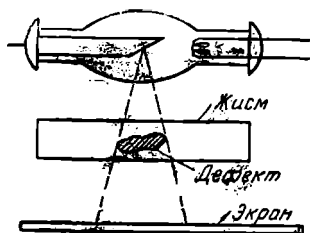
8.8- расм

Бу ифодадан кўриниб турибдики, туташ рентген спектрининг чегараси анод материалига боғлиқ эмас.

Энди, *характеристик рентген нурларининг* табиати билан танишайлик. Анодда тормозланаётган электронларнинг бир қисми анод материал атомларининг ичига кириб, бу атомларнинг *K, L, M*, қобикларидаги бирор электронни уриб чиқариши мумкин. Масалан, *K*-қобикдаги бир электрон атомни ташлаб чиқиб кетганлиги туфайли унинг ўрни «бўш» қолади. Бу «бўш» ўринга *L* ёки *M*-қобикдаги электрон ўтиши мумкин. Бунда характеристик рентген спектрининг *K*-сериялари ҳосил бўлади. Маълумки, *K*-қобикдаги электрон атом билан мустаҳкам боғланган, *L*-қобикдаги электрон эса заифроқ, *M*-қобикдагиси ундан ҳам заифроқ боғланган. Шунинг учун  $L \rightarrow K$  ўтишда вужудга келадиган характеристик рентген нурланиши квантининг энергияси *K* ва *L* қобиклардаги электронларнинг боғланиш энергиялари фарқига тенг бўлади. Характеристик рентген спектрининг *K, L, M* ва *N* серияларини вужудга келиши схематик тарзда 8.8-расмда тасвирланган. Г. Мозли турли элементлар атомлари чиқарадиган характеристик рентген нурларининг частоталарини текшириш натижасида қуйидаги боғланиш ўринли эканлигини аниқлади:

$$\sqrt{\nu} = a (Z - b)$$

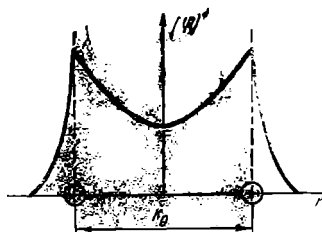
бунда  $\nu$  — характеристик рентген нурларининг частотаси, *Z* — атомнинг тартиб номери, *a* — айни серия чизиклари учун доимий миқдор, *b* — экранлаш доимийси. *b* нинг маъ-



8.9- расм

носи шундан иборатки, масалан,  $K$ -қобикдаги «бўш» ўринга узоқроқдаги қобикдан ўтаётган электрон учун ядро таъсири ( $K$ -қобикдаги битта электроннинг экранловчи ҳиссаси туфайли) камаяди.

Рентген нурларининг ажойиб хусусиятларидан бири шундаки, улар ёруғлик нурлари учун ношаффоф бўлган жисмлардан ўта олади. Аниқроғи, рентген нурлари оқимининг бир қисми жисмда ютилади, қолган қисми эса жисмдан ўтиб кетади. Жисмнинг зичлиги ва қалинлиги қанчалик кичик бўлса, у рентген нурларининг шунча камроқ улушини ютиб қолади. Демак, зичлиги камроқ жисмлар рентген нурлари учун шаффофроқ ҳисобланади. Унинг бу хусусиятидан медицина, металлургия, машинасозлик ва техниканинг бошқа соҳа-



8.10- расм

ларида кенг фойдаланилади. Масалан, 8.9-расмда схематик тарзда тасвирланган қурилмада жисм ичидаги дефектни аниқлаш мумкин. Агар бу дефектнинг зичлиги жисм бошқа соҳаларининг зичлигидан кичикроқ бўлса, рентген нурлари бу дефектдан ўтиш жараёнида камроқ ютилади. Шунинг учун экранда бу дефектни шакли ёрқинроқ бўлади. Аксинча, дефектнинг зичлиги каттароқ бўлса, экрандаги унинг шакли қоронғироқ бўлади. Лозим бўлган ҳолларда экран ўрнига фотопластинка қўйиб, дефектнинг расмини олиш ҳам мумкин. Баён этилган бу принцип *рентгендефектоскопия* деб аталади.

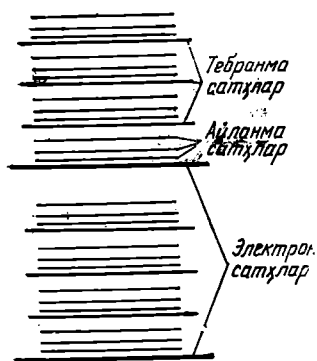
## 7-§. Молекулалар

Бир элемент модданинг барча химиявий хусусиятларини ўзида мужассамлаштирган энг кичик зарраси *молекула* деб аталади. Молекулалар бир хил ёхуд ҳар хил элементларнинг атомларидан ташкил топган бўлади. Масалан, водород ( $H_2$ ), кислород ( $O_2$ ), азот ( $N_2$ ) бир хил атомлардан тўзилган молекулалардир. Ош тузи молекуласи ( $NaCl$ ) эса ҳар хил атомлардан ташкил топган молекулага мисол бўлади.

Молекула барқарор система. Бу эса молекулани ташкил этувчи атомлар ўзаро таъсирлашувчи кучлар билан боғланганлигидан далолат беради. Бу боғланишларнинг моҳияти билан танишайлик.

Ишқорий металл атомидаги валент электрон ядро билан жуда заиф боғланган. Галлоид атомида эса электрон қобиқнинг тўлиши учун битта электрон етишмайди. Шунинг-учун металл атомидаги валент электрон галлоид атомга ўтади. Натижада металл атоми мусбат зарядланган ионга, галлоид атоми эса манфий зарядланган ионга айланади. Бу қарама-қарши зарядли ионлар, Кулон қонунига асосан, ўзаро тортишади. Кулон кучи таъсирида ионлар бир-бирига яқинлашади. Лекин уларнинг яқинлашувига кичик массфаларда намоён бўладиган ўзаро итаришув кучлари тўсқинлик қилади. Массофаннинг бирор қийматида бу икки куч тенглашади, яъни металл ва галлоид атомларидан ташкил топган барқарор система вужудга келади. Баён этилган боғланиш *ион боғланиш*, баъзан эса *гетерополяр* (грекча «гетеро», яъни «турли» деган сўздан олинган) *боғланиш* дейилади.

Бир хил элемент атомларидан ташкил топган молекуладаги боғланишни *гомеополяр* (грекча «гомео», яъни «бир хил» деган сўздан олинган) *боғланиш* ёки *ковалент боғланиш* дейилади. Ковалент боғланишнинг табиати квант механикасида тавсиф этилади. Унинг моҳиятини водород молекуласи мисолида муҳокама қилайлик. Аввал, бир-биридан изоляцияланган (яъни ўзаро таъсирлашмайдиган даражада узоқликда жойлашган) иккита водород атомини тасаввур қилайлик. Биринчи атомдаги электронни ҳам, иккинчи атомдаги электронни ҳам ядродан бирор масофа узоқликда бўлишининг эҳтимоллиги (яъни тўлқин функциянинг квадрати) айнан бир хил бўлади. Энг оддий ҳолда, яъни электрон  $s$  ҳолатда ( $l = 0$ ) бўлганда эҳтимоллик сферик-симметрик характерга эга (8.1-а расмга қ.) Бошқача айтганда, «электрон булут» бирор радиусли сферадан иборат. Энди, хаёлан иккала атомни бир-бири билан таъсирлашадиган масофага яқинлаштирайлик. Натижада иккала атомнинг «электрон булутлари» туташа бошлади. Буни қуйидагича тушуниш керак: изоляцияланган атомларда электронлар фақат ўз ядролари атрофида ҳаракатланар эди. Атомлар бир-бирига яқинлашганда эса биринчи атом электронини иккинчи атом ядроси атрофида, худди шунингдек иккинчи атом электронини биринчи атом ядроси атрофида қайд қилиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади. Атомлар янада яқинлашганда уларнинг «электрон булутлари» шўнчалик



8.11- расм

туташиб кетадики (8.10-расм), бу ҳолда биринчи атомнинг электрони ёхуд иккинчи атомнинг электрони деган сўзлар ўз маъносини йўқотади.

Бунда квант механикасидаги бир хил зарраларни фарқ қилиб бўлмаслик принципини ҳам ҳисобга олиш керак. Чунки иккала атомдаги электронлар бир-биридан фарқланмайди: иккала электроннинг заряди ҳам, массаси ҳам, спини ҳам бир хил.

Бундай ҳолатда иккита атомдан иборат системадаги ҳар бир электрон бир вақтнинг ўзиде ик-

кала атомга ҳам тегишли бўлади. Бу эса Паули принципига зид эмас, чунки бир ҳолатда қарама-қарши спинли икки электрон бўлиши мумкин. Иккала электроннинг умийлашуви туфайли ядролар оралиғида «электрон булут» зичлигининг ортиши (8.10-расмга қ.) ядроларни бир-бирига максимал яқинлаштиришга ҳаракат қилади. Улар орасидаги масофанинг бирор  $r_0$  қийматида икки атомли барқарор молекула мавжуд бўлади. Ковалент босғланишнинг вужудга келиш манзараси ана шундай.

Энди, молекулалар нурланиш спектрининг вужудга келиши билан танишайлик. Худди атом нурланиши каби молекуляр нурланиш ҳам молекуланинг бир стационар энергетик сатҳдан ундан қўйроқ сатҳга ўтишида вужудга келади. Лекин молекула стационар ҳолатининг энергияси бир қатор факторларга босғлиқ. Масалан, икки атомдан ташкил топган молекуланинг энергияси уч қисмдан ташкил топади: 1) молекула электрон қобилигининг энергияси  $W_{эл}$ ; 2) молекула таркибидаги атомлар ядроларининг (уларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб) тебраниш энергияси  $W_{тебр}$ ; 3) молекуланинг бирор ўқ атрофида айланиш энергияси  $W_{айл}$ . Молекуланинг бу учала энергия туфайли вужудга келадиган энергетик сатҳлари 8.11-расмда акс эттирилган: молекуланинг электрон сатҳлари жуда қалин чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг тебранма энергияси электрон булут энергиясини орттирадиган қўшимча катталик деб қаралиши мумкин. Расмда тебранма сатҳлар ўртача қалинликдаги чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг айланиши эса ҳар бир тебранма энергетик

сатҳни бир неча бир-бирига яқин жойлашган сатҳларга (расмда ингичка чизиқлар шаклида тасвирланган) ажралишига сабаб бўлади. Бу сатҳларни *айланма сатҳлар* деб аталади. Молекула бир энергетик ҳолатдан иккинчи энергетик ҳолатга ўтганда энергиянинг учала қисми ҳам бир вақтнинг ўзида ўзгариши мумкин. Бу ўтишда нурланган квант частотаси

$$\omega = \frac{\Delta W_{эл}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{тебр}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{айл}}{\hbar} \quad (8.19)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Назария ва тажрибанинг кўрсатишича, (8.19) ифодадаги қўшилувчи ҳадларнинг қийматлари қуйидаги

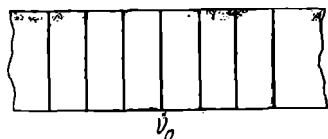
$$\Delta W_{эл} \gg \Delta W_{тебр} \gg \Delta W_{айл}$$

тенгсизлик билан характерланар экан. (8.19) ифодага асосан, молекуляр спектр айрим чизиқлардан иборат. Лекин айланма сатҳлар ниҳоят зич жойлашганлиги учун молекуляр спектрдаги чизиқлар ҳам бир-бирига жуда яқин бўлади. Шунинг учун ажрата олиш қобилияти ўртача бўлган оптик асбобларда бу чизиқлар туташиб кетгандек йўллар (полоса) шаклида кўринади. Бу эса молекуляр спектрларни йўл-йўл спектр деб аталишига сабаб бўлади.

Молекуляр спектрлар молекулалар тузилишини аниқлашда ва химиявий анализларда кенг қўлланилади. Молекулалар хоссаларини ўрганишнинг муҳим усулларида бири *ёруғликнинг комбинацион сочилиши ҳодисасидан* фойдаланишдир. Бу ҳодиса қуйидагидан иборат: жисмга частотаси  $\nu_0$  бўлган монохроматик нурланиш тушаётган бўлсин. Бу нурланишни жисм молекулаларида сочилиши туфайли вужудга келган спектрда  $\nu_0$  частотали чизиқдан ташқари унинг икки ёнида симметрик равишда жойлашган янги чизиқлар ҳам кўзатилади (8.12-расм). Бу чизиқларнинг частоталари  $\nu_i$  сочувчи жисм молекулаларининг тузилишига боғлиқ, яъни  $\nu_i$  нинг қийматлари тушувчи нурланиш частотаси  $\nu_0$  ва жисм молекулаларининг тебранма ёки айланма ўтишларида вужудга келадиган нурланишлар частоталари  $\nu'_i$  нинг комбинацияларидан иборат бўлади, яъни

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu'_i. \quad (8.20)$$

Комбинацион сочилиш ҳодисасини тушунтириш учун

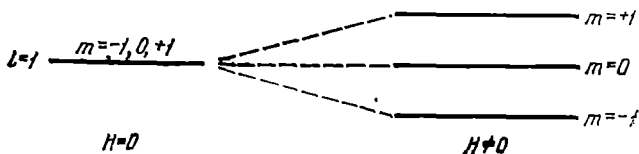


8.12 - расм

тушаётган нурланиш фотони билан сочувчи молекуланинг ўзаро таъсирини қараб чиқайлик. Кўп ҳолларда таъсирлашиш эластик тўқнашувдан иборат бўлади. Шунинг учун сочилиш спектрида энергияси ўзгармаган фотонларга тегишли бўлган  $\nu_0$  частотали чизиқ (уни *асосий чизиқ* деб аталади) кузатилади. Лекин фотонлар қисман энергиясини йўқотиб сочилган ҳоллар ҳам мавжуд. Бу ҳолда асосий чизиқ атрофидаги *сателлит чизиқлар* вужудга келади. Масалан, нолинчи тебранма сатҳдаги молекула билан фотоннинг тўқнашишида фотон энергиясининг бир қисми ( $\hbar\nu'_i$ ) молекулани нолинчи тебранма сатҳдан биринчи тебранма сатҳга кўтаришга сарфланади (чунки  $\Delta W_{\text{тебр}} = \hbar\nu'_i$ ). Шунинг учун сочилган фотон энергияси  $\hbar\nu_i = \hbar\nu_0 - \hbar\nu'_i$  бўлади. Бундай фотонларга спектрнинг кичик частоталар томонидаги сателлит чизиқ мос келади. Бу чизиқ *қизил сателлит* дейилади. Спектрнинг катта частоталар томонидаги сателлит чизиқни *бинафша сателлит* дейилади. Бинафша сателлитни вужудга келиши учун тушаётган фотон уйғонган ҳолатдаги (масалан, биринчи тебранма сатҳдаги) молекула билан тўқнашади. Бу ҳолда фотоннинг сочилиши билан бир вақтда молекуланинг нолинчи тебранма сатҳга ўтиши содир бўлади. Бу ўтиш энергиясини фотон ўзига қўшиб олади, натижада унинг энергияси  $\hbar\nu_i = \hbar\nu_0 + \hbar\nu'_i$  бўлади. Комбинацион сочилиш ҳодисаси кўп атомли мураккаб молекулалардаги тебранма ва айланма энергетик сатҳларни, молекулаларнинг тузилишини ўрганишда кенг қўлланилади. Масалан, нефть маҳсулотлари (бензин, ёғлар)нинг таркиби ана шундай аниқланади.

## 8-§. Парамагнит резонанс

Магнит моментлари нолдан фарқли бўлган атом ёхуд молекулалар (парамагнит модданинг атом ва молекулалари)нинг энергетик сатҳлари ташқи магнит майдон таъсирида бир неча сатҳчаларга ажралади. *Зееман ажрალიши* деб юритиладиган бу ҳол 8.13-расмда тасвирланган. Ташқи

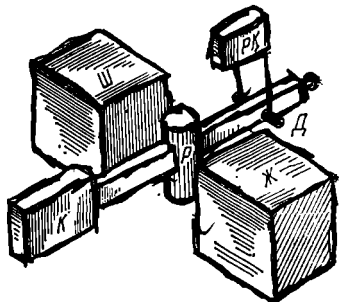


8.13- расм

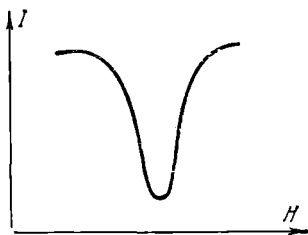
магнит майдон таъсир қилмаганда ( $H = 0$ )  $l = 0$ , лекин  $m$  нинг қийматлари  $-1,0$  ва  $+1$  бўлган учала энергетик сатҳларнинг қийматлари айнан бир хил, яъни  $m$  бўйича айниш карралиги 3 га тенг. Лекин ташқи магнит майдон таъсирида ( $H \neq 0$ ) бу уч сатҳчалар ажралади, яъни магнит квант сон  $m$  бўйича айниш йўқолади. Агар атом юқорироқдаги сатҳча билан характерланувчи ҳолатдан қуйироқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтса, мазкур энергетик сатҳчалар қийматларининг фарқи билан аниқланувчи энергияли нурланиш чиқарилиши лозим. Аксинча, қуйироқ энергетик сатҳча билан аниқланувчи ҳолатдаги атом ташқи электромагнит нурланиш таъсирида юқорироқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтади.

Бундай процесс амалга ошириш учун нурланиш квантининг энергияси энергетик сатҳчалар фарқига тенг бўлиши лозим, албатта. Бу ютилишни *парамагнит резонанс ҳодисаси* деб аталади.

Парамагнит резонансни кузатиш қурилмаси электромагнит ва радиоаппаратурадан иборат (8.14-расм). Текшириладиган жисм электромагнит қутблари (расмда  $\text{Ш}$  ва  $\text{Ж}$  деб белгиланган) орасидаги  $P$  резонатор ичига жойлаштирилади. Клистронли генератор ( $K$ ) ёрдамида ҳосил қилинадиган нурланиш парамагнит жисмга тушади. Жисмдан ўтган нурланиш  $D$  детектор ва  $PQ$  радиоқурилма ёрдамида қайд қилинади. Тажрибаларни, одатда, монохроматик нурланиш ёрдамида амалга оширилади, яъни клистронли генератор чиқараётган нурланиш частотаси ўзгармас сақланади. Магнит майдон эса аста-секин ўзгартириб борилади. Магнит майдоннинг бирор резонанс қийматида парамагнит жисмнинг нурланиш ютиши кескин ортиб кетади. Натижада парамагнит моддadan ўтиб детекторга етиб келаётган нурланиш интенсивлиги кескин камаяди (8.15-расм).



8.14- расм



8.15- расм

Парамагнит резонанс ҳодисаси 1944 йилда совет олими Е. Қ. Завойский томонидан кашф этилган. Модданинг магнит хусусиятлари унинг структураси билан узвий боғлиқ бўлганлиги учун парамагнит резонанс усули физика ва химиянинг турли соҳаларидаги илмий текширишларда кенг қўлланилмоқда. Парамагнит резонанснинг кашф этилиши олимлар қўлига модда тузилишини ўрганишда самарали текшириш қуролини берди.

## 9-§. Мажбурий нурланиш. Лазерлар

Квант система (масалан, атом ёки молекула) нинг энергетик ҳолатлари  $W_1$  ва  $W_2$  билан характерлансин. ( $W_1 < W_2$  бўлсин). Агар бу системага энергияси  $h\nu = W_2 - W_1$  бўлган нурланиш тушса, у ютилади ва система  $W_2$  энергияли уйғонган ҳолатга ўтади. Уйғонган ҳолатда атом ёки молекула маълум муддат яшайди, сўнг бирданига асосий ёки қуйроқ уйғонган ҳолатга ўтади. Бу муддат система (атом ёки ёхуд молекула) уйғонган ҳолатининг яшаш давомийлиги, баъзан эса системани уйғонган ҳолатда бўлиш вақти дейилади. Агар ўтиш ташқи таъсирсиз, яъни ўз-ўзидан содир бўлса вужудга келган нурланишни *спонтан нурланиш* деб аталади. Агар спонтан нурланиш бирор жисм таркибидаги  $N$  та атом томонидан чиқарилаётган бўлса, бу атомларнинг нурланишлари бир-бири билан «мувсуфлашмаган» бўлади. Бошқача айтганда, жисмдаги бир атомнинг ўрни ва нурланиш вақти бошқа атомнинг ўрни ва нурланиш вақтига боғлиқ эмас. Турли атомлардан чиқарилаётган нурланишларнинг тебраниш текисликлари, фазалари, йўналишлари турлича, аниқроғи эҳтимолий характерга эга бўлади. Шунинг учун спонтан нурланиш когерент бўлмайди.

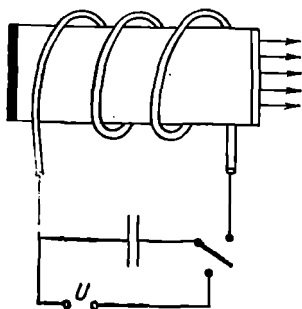
Спонтан нурланиш системани юқори энергетик ҳолатдан қуйроқ энергетик ҳолатга ўтишининг мумкин бўлган ягона механизми эмас. Система қуйроқ энергетик ҳолатга бирор ташқи таъсир туфайли мажбуран ўтиши мумкин. Бундай ўтишда вужудга келадиган нурланишни *мажбурий нурланиш* ёки *индукцияланган* (раббатлантирилган) *нурланиш* деб аталади. Ташқи таъсир системани қўшни зарралар билан тўқнашуви ёки таъсирлашуви натижаси сифатида намоён бўлиши мумкин. Лекин аксарият ҳолларда мажбурий нурланиш шу нурланишнинг частотасига айнан тенг бўлган частотали электромагнит тўлқин (фотон) таъсирида содир бўлади. Частотаси бошқачароқ бўлган фотонлар



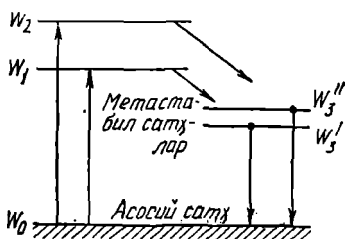
системанинг хусусий тебранишлари билан резонанслашмайди, натижада уларнинг индукцияловчи таъсири анча кучсиз бўлади. Атом (ёки молекула) мажбурий нурланишининг фотон манзараси қуйидагича: уйғонган ҳолатдаги (энергияси  $W_2$ ) атом яқинидан учиб ўтаётган фотоннинг энергияси  $h\nu = W_2 - W_1$ ) атом уйғонган ҳолатининг яшаш давомийлигини қисқартиради ва уни қуйроқ ҳолатга (энергияси  $W_1$ ) ўтишга мажбур қилади, яъни атом фотон чиқаради. Бу фотон атомни мажбурий ўтишга рағбатлантирган фотонга айнан ўхшайди. Натижада иккита бир хил фотон бир йўналишда учини давом эттиради. Бу фотонлар ўз йўлларида учраган уйғонган ҳолатдаги янги атомларни мажбурий нурланишга рағбатлантиради ва ҳоказо. Шу тариқа борган сари қуюнсимон кўпайиб борадиган фотонлар оқими вужудга келади.

Мажбурий нурланиш мажбур этувчи нурланиш билан когерент бўлади. Демак, қуюнсимон жараёнда барча атомлар чиқараётган мажбурий нурланишларнинг частоталари, фазалари, тарқалиш йўналишлари ва қутбланиш текисликлари айнан бир хил бўлади. Бу эса жисмдан ўтаётган нурланишни кучайишига сабабчи бўлади.

Лекин фотонлар оқимини (яъни нурланиш интенсивлигини) кучайишига фотонларнинг қуйи энергетик сатҳдаги атомлар томонидан ютилиши халақит беради. Эйнштейннинг кўрсатишича, мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимоллиги бир хил. Шунинг учун нурланиш актлари (ҳодисалари) сони юқори сатҳдаги атомлар сони  $N_{ю}$  билан, ютилиш актлари сони эса қуйи сатҳдаги атомлар сони  $N_к$  билан аниқланади. Демак, мажбурий нурланиш ҳодисалари ютилиш ҳодисаларидан устун келиши учун жисмда



8.16- расм



8.17- расм

юқори сатҳдаги атомлар сони қуйи сатҳдаги атомлар сонидан анча кўп ( $N_{ю} \gg N_{к}$ ) бўлиши лозим. Бу шарт бажарилса, мажбурий нурланиш оқими қуюнсимон ортиб боради.

Н. Г. Басов, А. И. Прохоров, Ч. Таунс юқорида баён этилган шарт бажариладиган усулларни амалга ошириб лазер (ёки мазер) деб аталадиган қурилмалар ихтиро қилдилар. Лазер деган ном инглизча *Light (Microwave) Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, яъни «ёруғлик (ёки микротўлқин) ни индукцияланган нурланиш ёрдамида кучайтириш» деган сўзларнинг бош ҳарфларидан олинган. Лазерлар билан танишишни ёқутли лазернинг ишлаш принципини муҳокама қилиш устида олиб борайлик. Ёқутли лазернинг тузилиши схематик тарзда 8.16-расмда тасвирланган. Лазернинг ишчи «жисми» ёқутдир. Ёқут алюминий оксиди  $Al_2O_3$  нинг кристали, лекин унда  $\sim 0,005\%$  хром (Cr) аралашма сифатида қатнашади. Хромнинг энергетик сатҳлари 8.17-расмда тасвирланган. Ёқут цилиндр шаклида олинган бўлиб, унинг асослари ниҳоят даражада силлиқланган. Асослар кумуш билан шундай қопланганки, чап томондагиси (8.16-расмга қ.) тўла қайтарувчанлик хусусиятига эга, ўнг томондагиси эса қисман шаффоф. Цилиндрсимон ёқут кристаллини спиралсимон лампа ўраб олган. Бу лампанинг нурланиши ёқут таркибидаги хром ионларини  $W_1$  ва  $W_2$  энергетик сатҳларга кўтаради (8.17-расмга қ.). Бу уйғонган сатҳларнинг яшаш давомийлиги анча кичик ( $\sim 10^{-7}$  с). Улардан  $W'_3$  ва  $W''_3$  сатҳларга ўтиш содир бўлади. Бир-бирига яқин жойлашган бу сатҳларнинг яшаш давомийлиги анчагина катта,  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-3}$  с. Бундай сатҳлар метастабил сатҳлар деб аталади. Метастабил сатҳларда хром ионлари йиғила боради, натижада  $W'_3$  ва  $W''_3$  сатҳлардаги ионлар сони  $W_0$  даги ионлар сонидан ортиб кетади. Метастабил сатҳлардаги ионларнинг бир оз бўлса-да, спонтан нурланиши (тўлқин узунликлари 0,6927 ва 0,6943 мкм бўлиб, улар  $W'_3 \rightarrow W_0$  ва  $W''_3 \rightarrow W_0$  га мос) ҳам содир бўлади. Бу фотонларнинг йўналиши турлича. Ёқут кристаллининг ўқи билан катта бурчак ҳосил қилган фотонлар (бу фотонлар вужудга келтирган мажбурий нурланишлар ҳам) кристаллдан тезда чиқиб кетади. Кристалл ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган фотонлар эса қайтарувчан асослардан кўп марта қайтади, бу ҳаракат давомида кўп сонли мажбурий нурланишлар вужудга келади. Натижада фотонларнинг кучли оқими кристаллнинг қисман шаффоф ўнг томонидаги асоси орқали ташқарига чиқади. Шундан сўнг

ташқи манбадан яна энергия олинади ва баён этилган кетма-кетликда яна жараёнлар қайтарилаверади.

Юқоридаги мисолда метастабил сатҳда йиғилган энергия мажбурий нурланиш сифатида шу жисмнинг ўзидаги спонтан нурланиш таъсирида ажралиб чиқди. Бошқача айтганда, лазер генераторлик вазифасини бажаради. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант генератор* деб ҳам аталади. Агар метастабил сатҳдаги ионларнинг мажбурий нурланиши ташқи таъсир (уни, одатда, кириш сигнали дейилади) туфайли вужудга келса, лазер кириш сигналинини кучайтирган бўлади. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант кучайтиргич* деб аталади.

Умуман, лазерларнинг ишлаш принципини тўрт тактли ички ёнув двигателига қиёс қилиш мумкин.

1-такт. Ёруғликнинг ташқи манбаи жисм атомларини уйфонган ҳолатга ўтказди (сўриш тактига мос келади).

2-такт. Кўпчилик атомларнинг метастабил ҳолатга ўтиши (сиқилиш тактига мос келади).

3-такт. Ҳар бир фотон тезкорлик билан мажбурий нурланишларни вужудга келтиради (портлашсимон ёниш тактига мос келади).

4-такт. Кристалл асослари орасида ҳаракатланаётган фотонлар метастабил ҳолатлардаги атомларни қисқа вақт ичида мажбуран нурлантиради. Натижада ёруғлик нури кучли импульс тарзида кристаллдан ташқарига чиқади (сиқиб чиқариш тактига мос келади).

Лазерлар ёрдамида олинadиган нурлар юқори даражада когерент, дастаси эса ниҳоятда ингичка бўлганлиги учун улар фан ва техниканинг турли соҳаларида: узоқ масофалардаги радиоалоқада, кичик ҳажмларда жуда юқори температуралар ҳосил қилишда, медицинада жуда нозик хирургик операцияларни бажаришда ва ҳоказоларда кенг қўлланилмоқда.

## IX БОБ

### КВАНТ СТАТИСТИКА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

#### 1-§. Статистик физиканинг асосий тушунчалари

Статистик физика назарий физиканинг бўлими ҳисобланиб, статистик усуллар ёрдамида макроскопик системалар (яъни кўп зарралардан ташкил топган системалар) нинг фи-

зик хоссаларини ўрганади. | Статистик усуллар эҳтимоллар назарияси ва статистик математика қонунларига асосланади.

Статистик қонуниятларни миқдорий жиҳатдан баён этишда фазавий фазо тушунчасидан фойдаланиш қулайлик туғдиради.

Зарранинг фазавий фазоси деганда олти ўлчамлик фазо тушуниладики, унда уч ўқ ёрдамида зарра координатлари ва қолган уч ўқ ёрдамида импульс компоненталари ифодланади. Зеро, фазавий фазода зарранинг ҳолати олти координата билан аниқланувчи нуқта ҳолида тасвирланади.

Система таркибида  $N$  дона зарра бўлганлиги ва ҳар бир зарра координатлари ҳамда импульсининг проекциялари бошқа зарраларникига боғлиқ бўлмаган тарзда ихтиёрий қийматларга эга бўла олганлиги учун система ҳолати  $3N$  координата ўқлари ва  $3N$  импульс проекцияларининг ўқлари билан ифодаланishi лозим. Бинобарин, системанинг ҳар бир микроҳолати  $6N$  ўлчамли фазавий фазодаги нуқта тарзида тасвирланади.

Агар зарралар координатларини  $q_i (i = 1, 2, \dots, 3N)$  импульсларининг проекцияларини  $p_i (i = 1, 2, \dots, 3N)$  билан белгиласак,  $6N$ -ўлчамли фазавий фазодаги ҳажм элементи барча  $6N$  координаталар дифференциалларининг кўпайтмаси ҳолида ифодаланади:

$$dV = dq_1 dq_2 \dots dq_{3N} dp_1 dp_2 \dots dp_{3N} = dq dp. \quad (9.1)$$

Элементар ҳажм  $dq dp$  қанчалик катта бўлса, система ҳолатини тасвирловчи фазавий нуқтани шу ҳажм ичида бўлиш эҳтимоллиги  $dw$  ҳам каттароқ бўлади, яъни

$$dw(q, p) = f(q, p) dq dp. \quad (9.2)$$

Бу ифодадаги  $f(q, p)$  — тақсимот функцияси, у система ҳолатининг эҳтимоллик зичлиги вазифасини бажаради. Шунинг учун системанинг амалга ошиши мумкин бўлган барча ҳолатлар эҳтимолликларининг йиғиндисини 1 га тенг бўлиши керак:

$$\int dw(q, p) = \int f(q, p) dq dp = 1. \quad (9.3)$$

Бу ифодадаги интеграл фазонинг барча қисми бўйича олинади, бинобарин, у система қандайдир бирор ҳолатда бўлиши (яъни система ҳолатини тасвирловчи нуқта фазавий фазосининг қаеридадир бўлиши) муқаррар ҳодиса эканлигини ифодалайди. (9.3) ифодани, одатда, эҳтимолликни нормалаш шартини деб аталади. Тақсимот функция маълум бўлган ҳолда системанинг бирор хоссасини ифодаловчи  $x$  катталики-

нинг ўртача қийматини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$\langle x \rangle = \int x(q, p) d\omega(q, p) = \int x(q, p) f(q, p) dq dp. \quad (9.4)$$

Умуман, тақсимот функциясининг кўриниши системани тавсиф этишда қўлланилаётган тасаввур ва моделларга боғлиқ. Классик механикага асосланган статистикани классик статистика, квант механикага асосланган статистикани эса квант статистика деб юритилади. Классик ва квант статистикалар заминида ётувчи тасаввурлар бир-биридан фарқланади. Уларнинг асосийлари билан танишайлик:

1. Бир жинсли модданинг ўхшаш зарралари (атомлар, молекулалар, электронлар, . . .) классик статистикада бир-биридан фарқланади (ўхшаш зарраларнинг ўзаро фарқланиш принципи) квант статистикада эса бир-биридан фарқланмайди (ўхшаш зарраларнинг ўзаро фарқланмаслик принципи) деб ҳисобланади.

2. Квант статистикасида ўзаро боғланган зарралар системасининг энергияси, классик физикадагидек узлуксиз эмас, балки дискрет қийматларга эга бўлиши ҳисобга олинади.

3. Классик статистикада фазавий фазони ихтиёрий катталикдаги элементар ҳажмларга ажратиш мумкин. Юқорида қайд қилганимиздек, классик тушунчаларга асосан, системанинг ҳар бир ҳолати фазавий фазодаги нуқта тарзида тасвирланади. Ҳолатлар узлуксиз ўзгариши мумкин бўлганлиги учун фазавий фазо ҳолатлар (нуқталар) билан қопланган. Квант статистикасида фазавий фазо элементар ҳажмининг энг кичик қиймати система ҳар бир ҳолатига мос келувчи фазавий фазо элементар ячейкасининг ҳажмидир. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига асосланиб, элементар ячейканинг маъносини оидинлаштириб олайлик. Ноқулайликлар муносабатига мувофиқ, система ҳолатини нодаловчи координатанинг ноаниқлиги  $\Delta x$  бўлса (яъни  $x$  дан  $x + \Delta x$  гача интервалда ётса), импульс проекциясининг ноаниқлиги  $\Delta p_x$  бўлади (яъни  $p_x$  дан  $p_x + \Delta p_x$  гача интервалда ётади).

Олти ўлчамли фазавий фазо ҳақида фикр юритсак, худди шундай мулоҳазалар  $\Delta y$ ,  $\Delta p_y$  ва  $\Delta z$ ,  $\Delta p_z$  учун ҳам ўринли бўлади. Ҳар бир координата ва унга мос импульс проекцияси ноаниқликларининг минимал қийматлари ўзаро қуйидаги муносабатлар билан боғланган:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h,$$

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \approx h,$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \approx h.$$

Бинобарин, олти ўлчамли фазавий фазо элементар ячейкаси ҳажмининг қиймати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$(\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z)_{\min} = h^3. \quad (9.5)$$

4. Классик статистикага асосан бир вақтда битта ҳолатда ихтиёрий сонли зарралар бўлиши мумкин. Квант статистика эса мазкур саволга қуйидагича жавоб беради: спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси 0 ёки  $\hbar$  га бутун қаррали бўлган зарралар — бозонлар учун Бозе-Эйнштейн статистикаси ўринли. Мазкур статистикада  $W_i$  энергияли ҳолатдаги зарраларнинг ўртача сони Бозе — Эйнштейн тақсимоти деб аталадиган

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(W_i - \mu)/kT} - 1} \quad (9.6)$$

ифода ёрдамида аниқланади. Бу ифодадаги  $\mu$  — химиявий потенциал бўлиб, унинг қиймати барча  $\langle N_i \rangle$  лар йиғиндисига системадаги зарралар сони  $N$  га тенг (яъни  $\sum \langle N_i \rangle = N$ ) бўлиши шартидан аниқланади.

Спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси  $\hbar$  га яримли бутун қаррали бўлган зарралар — фермионлар учун Ферми — Дирак статистикаси ўринли. Фермионларнинг энергиялар бўйича тақсимоти

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(W_i - \mu)/kT} + 1} \quad (9.7)$$

муносабат билан ифодаланади ва уни Ферми — Дирак тақсимоти деб аталади. Фермионлар учун Паули принципи ўринли, яъни бир вақтнинг ўзида айнан бир ҳолатда биттадан ортиқ Фермион бўлиши мумкин эмас. Шунини алоҳида эслатиб ўтайликки, «айнан бир ҳолатдаги зарралар» ва «айнан бир энергияли зарралар» тушунчалари тенг кучли эмас, чунки айнан бир энергияли бир неча ҳолат бўлиши, яъни ҳолатларнинг айниши амалга ошган бўлиши мумкин (VIII боб, 1-§ га қ.). Бозонлар учун эса Паули принципи бажаролмайди, яъни бир вақтнинг ўзида айнан бир ҳолатда битта эмас, балки ихтиёрий сонли бозонлар бўлиши мумкин. Шунинг учун, баъзан, фермионларни «индивидуалистлар, бозонларни эса «коллективистлар» деб аталади. Фермионлардан ташкил топган система (ферми газ) ва бозонлардан ташкил топган система (бозе газ) хоссалари классик статистикага бўйсунувчи система (масалан, идеал газ) хоссаларидан кескин фарқланади. Шунинг учун ферми — газ ва бозе — газни квант газ ёки айниган газ деб ҳам аталади. Газларнинг айниши паст темпера-

тураларда намоён бўлади. Айниш температураси деб ата-  
ладиган шундай  $T_0$  температура мавжудки, ундан паст  
температураларда зарраларнинг айнан ўхшашлиги туфайли  
уларнинг квант хоссалари кескин сезилади:

$$T_0 \sim \frac{\hbar^2}{mk} \left( \frac{N}{V} \right)^{2/3} \quad (9.8)$$

бунда:  $m$ —зарра массаси,  $N$  — зарралар сони,  $V$  — зарралар  
эгаллаган ҳажм.

Демак,  $T < T_0$  да зарралар системаси (газ) учун квант  
статистикаси,  $T \gg T_0$  да эса классик статистика қонуният-  
лари ўринли бўлади.

## 2-§. Фононлар

Аввал кристалл панжаранинг иссиқлик сифими билан  
танишайлик. Дюлонг ва Пти қонунининг таъкидлашича,  
кристалл ҳолатдаги барча оддий химиявий жисмларнинг ис-  
сиқлик сифими  $3R$  га тенг. Амалда бу қонун етарлича  
юқори температуралар учун бажарилади. Паст температура-  
ларда эса кристаллларнинг иссиқлик сифими камаяди, тем-  
пература  $0\text{K}$  га яқинлашганда иссиқлик сифими ҳам нолга  
яқинлашади.

Иссиқлик сифимнинг квант назарияси Эйнштейн томо-  
нидан яратилди, Дебай эса уни такомиллаштирди. Эйнш-  
тейн  $N$  та атомдан ташкил топган кристалл панжарани бир-  
бири билан боғлиқ бўлмаган  $3N$  гармоник осцилляторга  
ўхшатди. Осцилляторларнинг барчаси бирдай  $\omega$  частота би-  
лан тебраниши ва энергияси квантланган қўйматларга эга-  
лигини (7.36 ифодага қ.) эътиборга олиб Эйнштейн кристалл  
панжаранинг иссиқлик сифими учун қуйидаги формулани  
ҳосил қилади:

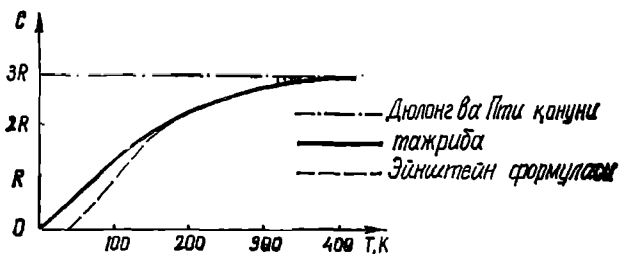
$$C = \frac{3N\hbar\omega}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)^2} e^{\hbar\omega/kT} \frac{\hbar\omega}{kT^2}. \quad (9.9)$$

Икки чегаравий ҳолни муҳокама қилайлик.

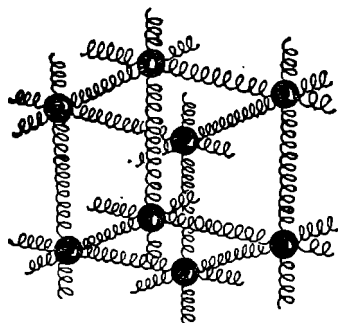
1. Юқори температураларда (яъни  $kT \gg \hbar\omega$  бўлганда)  
(9.9) ифоданинг махражидаги  $e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$  ва суратидаги  
 $e^{\hbar\omega/kT} \approx 1$  деб ҳисобласак иссиқлик сифим формуласи қуйи-  
даги кўринишга келади:

$$C = 3Nk. \quad (9.10)$$

Бу муносабат Дюлонг ва Пти қонунининг ифодасидир.



9.1- расм



9.2- расм

лари тасвирланган. Расмдан кўринишича, Эйнштейн назарияси паст температураларда иссиқлик сифмининг ўзгаришини сифат жиҳатидан тушунтиради. Тажриба билан миқдорий мувофиқликни таъминловчи назарияни эса Дебай яратди. У кристалл панжарадаги атомларнинг тебранишлари мустақил равишда эмас, балки ўзаро пружиналар билан боғланган шарчаларнинг тебранишлари (9.2-расм) каби содир бўлишини эътиборга олади. Бошқача айтганда, кристаллни ниҳоят кўп ўзаро боғлиқ «маятниклар» — гармоник квант осцилляторларнинг тўплами деб тасаввур қилинади. Ҳар бир квант осциллятор бир эмас, балки бир неча частота билан тебранади, яъни осциллятор тебранишлари маълум частота спектрига эга бўлади. Атомлардан бирининг мувозанат вазиятидан силжиши қўшни атомларнинг силжишига сабабчи бўлади. Шу тарзда кристаллнинг бирор соҳасида вужудга келган тебраниш бир атомдан бошқаларига узатилади, натижада эластик

2. Паст температураларда (яъни  $kT \ll \hbar\omega$  бўлганда) (9.9) ифода махражидаги 1 ни эътиборга олмаса ҳам бўлади. Шунинг учун иссиқлик сифми формуласи қуйидаги кўринишга келади:

$$C = \frac{3N(\hbar\omega)^2}{kT^2} e^{-\hbar\omega/kT}$$

9.1-расмда алюминий учун иссиқлик сифмининг тажрибадан олинган ва назарий қийматлари асосида чизилган график-



тўлқин вужудга келади. Кристалл сиртига етиб келган тўлқин қайтади. Қайтган тўлқиннинг ассний тўлқини билан устма-уст тушниши туфайли турғун тўлқин ҳссил бўлади. Турғун тўлқинлар частоталарнинг фақат дискрет қийматларида амалга ошади. Мазкур тўлқинлар кристаллда тарқала оладиган товуш тўлқинлардир. Шунинг учун кристалл панжаранинг уйғонган ҳолатга ўтишини элементар тебранишлар йиғиндиси ёхуд кристалл бўйлаб тарқаладиган тсвуш тўлқинларининг «тўплами» тарзида тасаввур этиш мумкин. Ҳозирги замон физикасида ўзаро таъсирлашувчи кўп квант зарралардан ташкил топган системаларнинг уйғонган ҳолатларини ўрганиш учун квазизарралар усулидан фойдаланилади. Хусусан, кристалл панжарадаги атомлар—квант осцилляторлардан бирортасини  $\omega_1$  частота билан тебраниши туфайли кристалл бўйлаб тарқалаётган товуш тўлқинни  $\hbar\omega_1$  энергияли «зарра» нинг вужудга келишидир, деб тавсиф этиш мумкин. «Зарра» сўзини қўштирноқ ичида ёзиш ўрнига *квазизарра* деган сўздан фойдаланилади. Мазкур сўз заррага ўхшаш. худди заррадек деган маънони англатади. Товуш тўлқинига мос келувчи квазизаррага алоҳида *фонон* деган ном берилган. Фононнинг кўп хоссалари заррага ўхшайди. Лекин оддий. (ҳақиқий) зарралар (электрон, протон, фотон, . . .) дан фарқли равишда фонон вакуумда вужудга келмайди. Фононнинг вужудга келиши ва мавжуд бўлиши учун албатта бирор муҳит бўлиши шарт. Фононнинг фотонга ўхшашлик хусусиятлари мавжуд: электромагнит нурланишнинг жуда кичик тешикка эга бўлган берк ковак идишни (5.2-расмга қ.) тўлдирган фотон газ деб тасаввур қилинган эди. Кристалл панжара тебранишларини эса кристалл бўлагининг сиртлари билан чегараланган ҳажмни тўлдирган фонон газ тарзида тасаввур этиш мумкин. Демак, кристалл панжара тугунларидаги ўзаро таъсирлашувчи кўп атомлар (ёхуд ионлар) нинг ўз мувозанат вазиятлари атрофидаги кичик тебранишларини ўрганишдек мураккаб масала квазизарралар усулида фонон газ билан хаёлан алмаштирилади. Фотонлар ва фононлар учун (9.6) даги  $\mu = 0$ . Шунинг учун Бозе—Эйнштейн тақсимооти қуйидаги кўринишга келади:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega_i/kT} - 1} \quad (9.12)$$

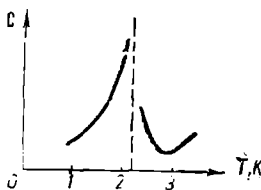
Бозе-Эйнштейн статистикасини фонон газга қўйиши туфайли Дебай кристалл панжаранинг иссиқлик сифатлари кенг температуралар соҳасида тушунтиришга эришиди.

### 3-§. Ўта оқувчанлик ҳодисаси

Температура пасайиши билан моддалар газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга, сўнг қаттиқ ҳолатга ўтади. Фақат гелий нормал босимда абсолют нолгача совитилганда ҳам суюқ ҳолатда қолаверади. Кўпинча уни квант суюқлик деб аталади. Классик тасаввурларга асосан, кристаллни ташкил этувчи зарраларнинг минимал энергияли ҳолати тинч ҳолатдир. Квант механик тасаввурлар бўйича абсолют нолда зарралар ҳаракатсиз бўлмайди, балки қиймати  $\frac{1}{2} \hbar \omega_0$  бўлган

минимал энергияли ҳолатда бўлади, яъни уларнинг «нолинчи» тебранишлари давом этаверади. Шунинг учун жисмлар қаттиқ ҳолатга ўтиш шарт эмас. Амалда эса фақат гелий оддий шароитларда абсолют нолда ҳам қотмайди. Зеро, фақат гелий квант назария қонунлари намоён бўладиган макроскопик жисмдир. Суюқ гелийни квант суюқлик деб аталишининг боиси ҳам шунда.

Нормал атмосфера босимида гелий газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга 4.22 К температурада ўтади. Суюқ гелий иссиқлик сиғимининг температурага боғлиқлик графиги 9.3-расмда тасвирланган.  $T = 2,19$  К да иссиқлик сиғим аномалияси кузатилади. Бу соҳада график грек ҳарфи  $\lambda$  га ўхшайди. Шунинг учун кузатиладиган ҳодисани  $\lambda$ -ҳодиса, унга мос температурани эса  $\lambda$ -нуқта деб юритилади.  $\lambda$ -нуқтадан юқори ( $T > 2,19$  К) температуралардаги гелийга He I деб, пастроқ ( $T < 2,19$  К) температуралардаги гелийга He II деб ном берилган. He I хоссалари оддий суюқликники каби, лекин He II хоссалари кескин аномалияга эга. 1938 йилда П. Л. Капица жуда ингичка капилляр ёки ниҳоят кичик тирқишдан оқиш жараёнида He II қовушоқлиги нолга тенглигини кузатди. Ўта оқувчанлик деб ном олган мазкур ҳодисанинг квант механик назарияси 1941 йилда Л. Д. Ландау томонидан яратилди. Мазкур назарияда кўп зарралардан ташкил топган квант системанинг уйғонган ҳолатлари квази зарралар тўплами тарзида тасаввур этилади. Шунини алоҳида қайд этмоқ лозимки, гелийнинг реал атомлари квази зарраларга ўхшатилмайди, балки бирор ҳажмли суюқ гелий шу ҳажмдаги квази зарралар тўплами билан ҳаёлан алмаштирилади.



9.3 расм

Умуман, модда газсимон ҳолатда

бўлганда айрим зарралар бетартиб иссиқлик ҳаракатида қатнашади. Температура пасайиши билан модда суюқ ҳолатга ўтади. Бу ҳолат ҳам айрим зарраларнинг бетартиб иссиқлик ҳаракати билан характерланади. Суюқликларда товуш тўлқинлар тарқалади, лекин тезгина сўнади. Температура янада пасайиши туфайли модда қаттиқ ҳолатга ўтади. Натижада зарралар бетартиб ҳаракат қила олмайди. Кристаллдаги зарралар — «ионлар» мувозанат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қилади. Бу тебранишлар қўшни зарраларга узатилади. Пировардида ҳаракатнинг умумлашган шакли — товуш тўлқинлар намоён бўлади. Бинобарин, абсолют нолга яқин температураларда бетартиб иссиқлик ҳаракат ўрнига ҳаракатнинг умумлашган кўриниши — товуш тўлқинлар содир бўлади.

Бошқа моддалардан фарқли равишда гелий нормал босимда температура пасайиши туфайли қаттиқ ҳолатга ўтмайди, лекин абсолют нолга яқин температуралардаги суюқ гелийда ҳам ҳаракатнинг коллективлашиши, яъни иссиқлик ҳаракатнинг «музлаши» амалга ошади. Натижада суюқ гелий бирор уйғонган ҳолатга ўтади. Бу ҳолатни элементар уйғонишлар — квазизарралар тўплами тарзида тасаввур этилади. Квант механикага асосан, абсолют ноль температурадаги суюқ гелий энг кичик энергияли ҳолатда — асосий ҳолатда бўлади. Суюқликда ҳаракатланаётган жисмнинг тормозланиши (бу жараён суюқликнинг идиш деворига ишқаланиши туфайли секинланишга эквивалент!) содир бўлаётганда жисм суюқликка ўз энергиясининг бир қисмини беради. Асосий ҳолатдаги суюқликка энергия берилиши туфайли элементар уйғониш вужудга келади. Шунинг учун берилаётган энергия элементи уйғониш энергиясидан кичик бўлмаган тақдирдагина квант суюқликда жисмнинг тормозланиши юз беради. Табиийки, суюқликда элементар уйғониш вужудга келиши учун жисм бирор критик қийматдан каттароқ тезлик билан ҳаракатланиши лозим. Агар жисм ҳаракати шу критик тезликдан кичик бўлса, суюқлик ўз энергиясини орттира олмайди, яъни уйғонган ҳолатга ўта олмайди. Натижада ишқаланиш мутлақо содир бўлмайди. Зеро суюқлик ўта оқувчан бўлади.  $T \neq 0$  температурага эса гўё суюқликнинг бир қисми уйғонгандек, қолган қисми эса уйғонмагандек (худди  $T=0$  сингари) бўлади. Биринчи қисмини нормал компонента, иккинчи қисмини эса ўта оқувчан компонента деб юритилади. Абсолют нолдан юқори, лекин  $\lambda$  - нуқтадан паст температуралардаги суюқ гелий — нормал ва ўта оқувчан компоненталар аралашмасидир. Суюқ гелий

нинг нормал компонентасига ишқаланиш кучлари таъсир этади, ўта оқувчан компонентасига эса ишқаланиш кучлари таъсир этмайди,  $\lambda$  — нуқтадан юқори температураларда суоқ гелийда ўта оқувчан компонента мутлақо бўлмайди. Шунинг учун He I хоссалари оддий суоқликникидан фарқланмайди.

#### 4-§. Металлардаги электронларнинг квант статистикаси

Металлдаги электронлар икки хил бўлади:

1) боғланган электронлар кристалл панжара тугунларидаги ион таркибига киради;

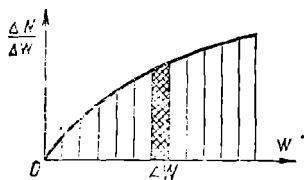
2) эркин электронлар металл парчасидаги барча ионларга тааллуқли. Эркин электронлар металл парчасининг сирти билан чегараланган ҳажмда ҳаракатланади.

Металларнинг кўпчилилик хоссалари эркин электронлар ҳолати билан аниқланади. Шунинг учун эркин электронларни энергия бўйича тақсимланишидаги қонуниятлар билан танишайлик. Металлдаги эркин электронлар орасидаги ўзаро итаришиш характеридаги кулон кучлари электронлар ва кристалл панжара ионлари орасидаги ўзаро тортишиш характеридаги кучлар билан компенсацияланади. Зеро, металлдаги эркин электронни асосан, илгариланма ҳаракат кинетик энергиясига эга деб ҳисоблаш мумкин. Бошқача айтганда, металлдаги электрон газни идеал газ деб тасаввур этиш мумкин.

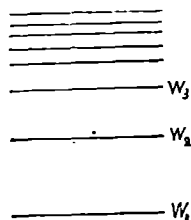
9.4-расмда электрон газ учун квант ҳолатлар зичлиги

$\frac{\Delta N}{\Delta W}$  ни энергия  $W$  га боғлиқлик графиги тасвирланган.

Штрихланган текислик юзи энергиялари  $W$  дан  $W + \Delta W$  гача бўлган квант ҳолатлар сонини ифодалайди. Расмдан кўринишича,  $W$  ортиши билан бирдай  $\Delta W$  интервалга мос келувчи квант ҳолатлар сони ҳам ортиб боради. Бошқача айтганда, квант ҳолатларга мос келувчи энергетик сатҳлар  $W$  каттароқ бўлганда энчроқ жойлашади (9.5-расм).



9.4- расм



9.5- расм

Бу энергетик сатҳларни электронлар томонидан ишғол этилиши Ферми — Дирак тақсимотига бўйсунди (9.7.) ифо- дага қ.). Агар электрон газнинг  $T = 0$  К температурадаги химиявий потенциални  $\mu_0$  билан белгиласак,  $W$  энергияли квант ҳолатдаги электронларнинг ўртача сони

$$\langle N(W) \rangle = \frac{1}{e^{(W - \mu_0)/kT} + 1} \quad (9.13)$$

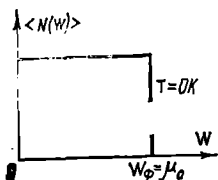
муносабат билан аниқланади. 9.6-расмда бу функциянинг  $T = 0$  К температурадаги графиги тасвирланган: энергияси 0 дан  $\mu_0$  гача бўлган ҳолатлар учун  $\langle N(W) \rangle = 1$ , энергияси  $\mu_0$  дан катта бўлган ҳолатлар учун  $\langle N(W) \rangle = 0$ . Бошқача айтганда, 0 К температурада  $\mu_0$  дан қуйроқ энергияли барча руҳсат этилган ҳолатларни электронлар ишғол этган (бу ҳолатларнинг ҳар бирида биттадан электрон бор),  $\mu_0$  дан юқори энергияли ҳолатлар эса батамом бўш (вакант) бўлади. Демак,  $\mu_0$ —абсолют ноль температурадаги металлда эркин электронлар эга бўлиши мумкин бўлган максимал энергиядир. Энергиянинг бу қийматини Ферми энергияси деб аталади ва  $W_\phi$  деб белгиланади. Шунинг учун Ферми—Дирак тақсимоти қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\langle N(W) \rangle = \frac{1}{e^{(W - W_\phi)/kT} + 1}. \quad (9.14)$$

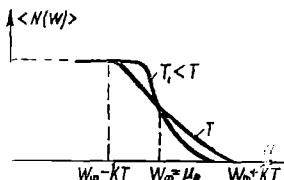
0 К температурали металлдаги эркин электронлар томонидан ишғол этилган энг юқори энергетик сатҳ (бу сатҳдаги электрон энергияси  $W_\phi$  бўлади, албатта) Ферми сатҳи деб юритилади.

Металлнинг температураси ортиши билан электронлар юқорироқ энергетик сатҳларга ўта бошлайди, натижада уларнинг ҳолатлар бўйича тақсимланиши ҳам ўзгаради. (9.14) га асосан,  $T \neq 0$  К температуралар учун

$W = W_\phi$  бўлганда  $\langle N(W) \rangle$  яримга тенг,  
 $W > W_\phi$  бўлганда  $\langle N(W) \rangle$  яримдан кичик,  
 $W < W_\phi$  бўлганда  $\langle N(W) \rangle$  яримдан катта.



9.6- расм



9.7- расм

9.7-расмда  $\langle N(W) \rangle$  нинг  $W$  га боғлиқлик графиги тасвирланган. ОК дан фарқли температураларда мазкур график  $W$  нинг кичик соҳаси ( $\sim kT$ ) да 1 дан 0 гача ўзгаради. Температура қанчалик юқори бўлса,  $\langle N(W) \rangle$  нинг 1 дан 0 гача ўзгариши соҳасининг энергетик кенглиги ҳам шунчалик чўзилганроқ бўлади. Бошқача айтганда,  $T \neq 0$  даги электронлар тақсимоти фақат энергиялари  $W_\phi$  дан иссиқлик ҳаракат энергияси қадар фарқ қиладиган электронлар учунгина  $T = 0$  даги тақсимотдан фарқланади. Буни қуйидагича тушунтириш мумкин.  $T$  гача қиздирилган металлда эркин электрон кристалл панжарадан  $W$  қўшимча  $W_k \leq kT$  энергия олиши мумкин. Натижада бу электрон юқорироқ энергия билан характерланувчи квант ҳолатга кўчиши лозим. Бироқ электрон кўчиши лозим бўлган ҳолат бўш бўлиши керак, чунки Паули принципига асосан ҳар бир квант ҳолатда биттадан ортиқ электрон бўла олмайди. Зеро энергияси  $W_\phi$  дан узоғи билан  $kT$  қадар кичик бўлган ҳолатлардаги электронларнинггина қўшимча энергия олишга ҳуқуқи бор. Чўқурроқ сатҳлардаги электронлар эса қўшимча энергия олиш ҳуқуқига эга эмас, чунки иссиқлик ҳаракат энергияси  $kT$  бу электронларни уйғотиб Ферми сатҳидан юқорироққа, яъни бўш сатҳларга кўтара олмайди.

Шундай қилиб, металлнинг температураси оширилганда металлдаги эркин электронларнинг фақат бир қисмигина (Ферми сатҳидан узоғи билан  $kT$  қадар пастки энергетик сатҳларда жойлашганлари) кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан қўшимча энергия олиб юқорироқ энергетик сатҳларга кўтарилиши мумкин. Металлдаги электрон газ ўзининг бу хусусияти билан классик идеал газдан кескин фарқ қилади. Шунинг учун квант назариясида металлдаги электрон газни классик тасаввурларга бўйсунмаганлиги сабабли айниган газ деб аташ одаи бўлган.

Айниган газ молекулалари бўлмиш эркин электронлар учун Ферми—Дирак статистикаси ўринли бўлганлиги туфайли, баъзан, уни ферми газ деб ҳам аталади. Агар металл ниҳоят юқори температурагача қиздирилсаки, натижада кристалл панжара тебранишларининг энергияси Ферми энергиясидан катта бўлса, яъни

$$kT \geq W_\phi \quad (9.15)$$

шарт бажарилса, ихтиёрий эркин электрон кристалл панжара билан энергия алмашилиш имкониятига эга бўлади. Бу ҳолда электрон газни айнимаган газ дейилади. (9.15) дан

фойдаланиб, газ айниган ҳолатдан айнамаган ҳолатга ўтадиган температуранинг қийматини қуйидаги муносабат билан ифодалаш мумкин:

$$T_{\phi} = \frac{W}{k}. \quad (9.16)$$

Температуранинг бу қиймати айнаш температураси ёхуд Ферми температураси дейилади. Айнаш температурасининг қиймати Na учун 37000 К, Li учун 55000 К, Al учун 138000 К га тенг. Одатда, металллар температураси кўпи билан бир неча минг градусга тенг. Шунинг учун, амалда, металллардаги электрон газ айниган ҳолатда бўлади.

Юқоридаги фактларга асосланиб, металлдаги эркин электронларнинг иссиқлик сифимини, яъни электрон газ температурасини 1 К га кўтариш учун унга берилиши лозим бўлган энергияни ҳисоблайлик. Бир валентли металлдаги барча эркин электронлар иссиқлик сифимга ҳисса қўша олганида электрон газнинг иссиқлик сифими  $3R/2$  га тенг бўлар эди. Лекин температура ортиши тўғрисида энергиялар  $W_{\phi} - kT$  дан  $W_{\phi} + kT$  гача бўлган электронларгина ўз энергияларини ортира олади. Бу электронлар металлдаги барча эркин электронларнинг  $2kT/W_{\phi}$  қисмини ташкил этади. Шунинг учун электрон газнинг иссиқлик сифими учун қуйидаги муносабат ўрикли бўлади:

$$C_{\text{э}} = \frac{3}{2} R \cdot \frac{2kT}{W_{\phi}} = 3R \frac{kT}{W_{\phi}}. \quad (9.17)$$

(9.16) ифодани эътиборга олсак, (9.17) ни қуйидагича кўришишда ёза оламиз:

$$C_{\text{э}} = 3R \frac{T}{T_{\phi}}. \quad (9.18)$$

Агар металлнинг ҳар бир атомга  $z$  бир эмас, балки  $z$  дона электрон тўғри келса, электрон газнинг иссиқлик сифими

$$C_{\text{э}} = 3zR \frac{T}{T_{\phi}} \quad (9.19)$$

кўринишга эга бўлади. Аниқ ҳисоблар эса электрон газнинг иссиқлик сифими учун қуйидаги муносабатни вужудга келтиради:

$$C_{\text{э}} = \frac{\pi^2}{2} zR \frac{T}{T_{\phi}}. \quad (9.20)$$

Хона температураларидаги электрон газнинг иссиқлик сифими металлнинг умумий иссиқлик сифимга жуда кичик ҳис-

са қўшади, лекин ниҳоятда паст температураларда кристалл панжаранинг иссиқлик сиғими ( $\sim T^3$ ) электрон газнинг иссиқлик сиғимидан ( $\sim T$ ) ҳам камайиб кетади.

### 5-§. Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси ҳақида тушунча

Ферми — Дирак статистикасига асосланган металлар электр ўтказувчанлигига оид ҳисобларни Зоммерфельд амалга оширди ва  $\sigma$  учун қуйидаги муносабатни ҳосил қилди:

$$\sigma = \frac{e^2 n l_{\phi}}{m v_{\phi}}. \quad (9.21)$$

Бу ифодадаги  $e$  — электроннинг заряди,  $n$  — эркин электронлар концентрацияси,  $l_{\phi}$  — Ферми энергиясига эга бўлган электроннинг эркин югуриш ўртача масофаси,  $v_{\phi}$  — шу электроннинг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлиги. (9.21) формула ташқи кўриниши жиҳатидан классик электрон назариянинг электр ўтказувчанлик формуласига ўхшаш кўринса-да, уларнинг мазмунлари турлича. Хусусан, классик назария формуласида  $v$  эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлигини ифодалар эди ва у  $\sqrt{T}$  га пропорционал эди. Зоммерфельд формуласидаги  $v_{\phi}$  эса температурага амалда боғлиқ эмас, чунки  $W_{\phi}$  нинг қийматига температура ўзгариши деярли таъсир этмайди.

Иккинчи асосий фарқ металлар классик ва квант назарияларида эркин югуриш масофасининг талқин қилинишидадир. Маълумки, классик назарияда эркин электронларни классик электрон газ деб ҳисобланар эди. Бу газнинг зарралари — электронлар ўз йўлида учраган кристалл панжара тугунидаги ионларга урилиб туради. Металларнинг электр қаршилигига ана шу тўқнашишлар сабабчи бўлади.

Квант назарияда эса металлдаги эркин электронларнинг ҳаракати де-Бройль муносабати ( $\lambda = h/mv$ ) билан аниқландиган электрон тўлқинларнинг тарқалиш процессидир, деб ҳисобланади. Бу тўлқинлар кристалл панжара тугунидаги ионлардан сочилади.

Электрон тўлқиннинг сочилиш жараёнини муҳокама қилишдан олдин ёруғлик тўлқиннинг хира муҳитлар (туман, коллоид эритмалар . .) дан ўтиш жараёнини эслайлик. Ёруғликнинг сочилиши амалга ошиши учун муҳитдаги сочувчи марказлар (зарралар) бир-биридан ёруғлик тўлқин узунлиги билан таққосланадиган даражадаги узоқликда жойлашиши керак. Агар сочувчи марказлар орасидаги масофа ёруғ:



лик тўлқин узунлигидан анча кичик бўлса ёруғликнинг сочилиши содир бўлмайди, яъни ёруғлик учун бундай муҳит худди мутлақо шаффофдек туюлади.

Металлда тарқалаётган электрон тўлқинлар учун ҳам юқорида қайд қилинганга ўхшаш ҳодисалар содир бўлади. Хусусан, тугунларидаги зарралар қўзғалмас бўлган идеал кристалл панжарадан электрон тўлқинлар сочилмайди. Бундай панжара электр токка қаршилик кўрсатмаслиги керак. Амалда панжара тугунларидаги зарралар тебранма ҳаракатда бўлади. Металлни ташкил этувчи ниҳоят кўп зарралардан муайян пайтда бир-бири томон ҳаракатланаётганларини тасаввур этинг. Улар орасидаги масофа қўзғалмас панжара тугунлари орасидаги масофадан кичик бўлади. Табиий, бундай зарраларни қамраб олган микроҳажмлардаги модда зичлиги модданинг ўртача зичлигидан катта бўлади. Қўшни соҳаларда эса шундай микроҳажмлар ҳам бўладики, улардаги модда зичлиги ўртача қийматдан кичик бўлади. Одатда, бу микроҳажмларнинг ўлчами электрон тўлқинлар узунлигидан кичик бўлади. Шунинг учун панжара тугунидаги зарраларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли вужудга келадиган микроҳажмлар — зичлик флюктуациялари электрон тўлқинларни сочувчи марказлар вазифасини ўтайди. Бу эса абсолют тоза металллар электр қаршилиikka эга бўлишининг сабабчиси дир.

Металлар электр қаршилигининг иккинчи сабабчиси — реал кристаллардаги аралашмалар дир. Бинобарин, металлнинг солиштирма электр қаршилиги икки ҳад йиғиндиси тарзида ифодаланади:

$$\rho = \rho_T + \rho_L,$$

бундаги  $\rho_T$  — панжаранинг иссиқлик тебранишлари туфайли вужудга келадиган қаршилик,  $\rho_L$  — аралашма атомларида электрон тўлқинларнинг сочилиши туфайли вужудга келадиган қаршилик.

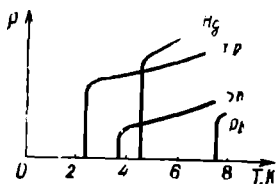
Температура ортган сари электрон тўлқинларнинг панжара иссиқлик тебранишларида сочилиши ортади, яъни электронларнинг эркин югуриш ўртача массфаси  $l_\phi$  камаяди. Хона температураларида  $l_\phi \sim T^{-1}$ . Бу эса тажрибаларда кузатиладиган металллар электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлигини акс эттиради. Температура пасайган сари  $\rho_T$  ҳам камайиб боради.  $T \rightarrow 0$  да  $\rho_T \rightarrow 0$ . Натижада  $\rho \rightarrow \rho_L$ . Одатда,  $\rho_L$  ни қолдиқ қаршилик деб ҳам юритилади, чунки  $\rho_L$  температурага боғлиқ бўлмаганлиги учун 0 К да

ҳам унинг қиймати ўзгармай қолади. Шундай қилиб, металл электр ўтказувчанлигининг квант назарияси классик электр он назария қамчи ларини бартараф эта

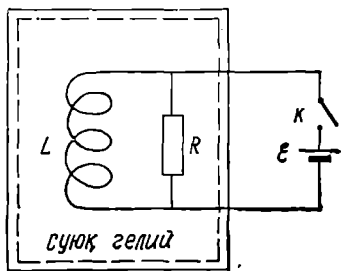
### Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси

Етарлича паст температураларда баъзи металллар электр қаршилиги бирданига (сакрашсимон тарзда) нолга тенг бўлиб қолиши *ўта ўтказувчанлик* деб аталади. Мазкур ҳодиса 1911 йилда голланд физиги Камерлинг — Оннес томонидан кузатилган. У тоза симобнинг электр қаршилигини жуда паст температураларда ўлчаш чоғида 4,2 К температурада симоб қаршилиги бирданига нолгача камайиб кетишини аниқлади. Кейинчилик, баъзи бошқа металлларда ҳам ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилди (9.8-расм). Жисмининг ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиши содир бўладиган температура  $T_k$  критик температура деб аталади. Ўта ўтказгич орқали оқаётган ток кучи жуда узоқ вақт ўзгармасдан сақланиши керак. 9.9-расмда схематик тасвири келтирилган тажрибага эътибор беринг. Ўта ўтказгичдан ясалган ғалтак суюқ гелий билан тўлдирилган идишга жойлаштирилади ва идишдан ташқаридаги ток манбаига уланади. Ғалтакка параллел уланган қаршиликни  $T_k$  дан пастроқ температурагача совилади ва занжир манбаидан ажратилади. Бинобарин, ток манбаи ғалтак  $L$  ва қаршилик  $R$  дан иборат берк занжир бўйлаб электр токни «юргизиб юборувчи туртки» вазифасини ўтайди. Тажрибалардан аниқланишича, ўта ўтказгичдан ясалган берк занжир бўйлаб электр ток уч йил давомида интенсивлиги ўзгармаган тарзда ўтиб турган.

Мейсснер эффекти деб ном олган ўта ўтказгичларнинг яна бир хассаси 1933 йилда кашф этилди. Ўта ўтказувчан-

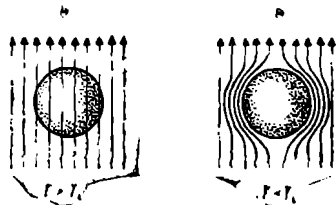


9.8- расм



9.9- расм

лик хусусиятига эга бўлган металлни магнит майдонга жойлаштирайлик ва температурани пасайтириб борайлик. Критик температурадан юқори ( $T > T_K$ ) температураларда металлдаги магнит майдон нолдан фарқли,  $T < T_K$  да эса металлдаги магнит майдон индукцияси нолга тенг ( $B = 0$ ) бўлади (9.10- расм).



9.10- расм

Бошқача айтганда, металл ўта ўтказувчан ҳолатга ўтганда магнит индукция чизиқларини ўзидан итариб чиқаради.

Маълумки, ташқи магнит майдон таъсир этмаган ҳолда ферромагнетизм хусусиятига эга бўлмаган металлларда магнит индукция нолга тенг. Бунинг сабаби шундаки, моддаги элементар тоқларнинг магнит майдонлари батамом тартибсиз бўлганлиги учун Сир-бирини компенсациялайди. Кучланганлиги  $H$  бўлган ташқи майдон таъсирида моддада  $B = \mu H$  майдон вужудга келади. Магнит сингдирувчанлиги  $\mu > 1$  бўлган парамагнит моддаларда майдон кучаяди,  $\mu < 1$  бўлган диамагнит моддаларда эса майдон сусаяди. Ўта ўтказгичларда  $B = 0$ . Бинобарин, ўта ўтказгич учун  $\mu = 0$ . Шунинг учун ўта ўтказгични идеал диамагнетик деб ҳам аталади. Идеал диамагнетизм қуйидагича тавсиф этилади. Ташқи магнит майдонга жойлаштирилган ўта ўтказувчан металлнинг сирт қатламида стационар электр тоқ вужудга келади. Бу тоқнинг магнит майдони ташқи магнит майдонга қарама-қарши йўналган. Шунинг учун металл ичкарисидаги магнит майдон индукцияси нолга тенг бўлади.

Ўта ўтказувчанлик назариясини Бардин, Купер, Шрифферлар яратишди (БКШ назарияси) ва Н. Н. Боголюбов такомиллаштирди. Бу назарияда ўта ўтказувчанлик ҳодисаси сифат жиҳатдан қуйидагича тушунтирилади. Металлардаги электронлар орасида кулон қонунига бўйсунувчи ўзаро итаришиш билан биргаликда баъзи ҳолларда ўзаро тортишиш ҳам амалга ошади. Электронларнинг ўзаро тортишиши электронлар ва кристалл панжара иссиқлик тебранишлари (кристалл панжаранинг уйғонган ҳолатлари квазизарралар—фононлар ёрдамида тавсиф этилишини эсланг) орасидаги ўзаро таъсирлашиш туфайли вужудга келади. Бу таъсирлашишда Ферми сатҳига яқин жойлашган сатҳлардаги электронлар фононларни чиқариши (нурлантириши) ва ютишиш мумкин. Мазкур жараёни электронларнинг фононлар ал-

машиниши (яъни биринчи электрон фонон чиқаради, иккинчиси эса бу фононни ютади ёки аксинча) тарзида тасаввур этиш мумкин. Бундай фонон алмашинув электронлар орасидаги ўзаро таъсирни вужудга келтириши БКШ назариясида асосланади. Ўта ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлган моддаларда паст температураларда электронлар орасидаги ўзаро тортишиш кучи кулон нтаришиш кучидан катта бўлиб қолади. Натижада қарама-қарши йўналган спинли ва импульсли икки электрон «жуфт» бўлиб боғланиб қолади. Бундай жуфт электронларни бир-бирига ёпишиб қолган икки электрон тарзида тасаввур этиш нотўғри. Аксинча, жуфт электронлар орасидаги масофа  $10^{-6}$  м бўлиб, у кристалл панжара димийси ( $10^{-10}$  м) дан тахминан  $10^4$  марта катта. Бинобарин, ўта ўтказгичларда табнатда жуда кам учрайдиган узокдан боғланиш содир бўлади. Жуфт электронларнинг спини нолга тенг, яъни улар бозонлардир. Ўта ўтказувчанлик назариясида қайд қилинганидек, бозонлар етарлича паст температураларда ўта оқувчан ҳолатда бўла олади, яъни ички ишқаланишсиз оқади. Демак, ўта ўтказувчанлик — бозе-газ (жуфт электронлар) нинг ўта оқувчанлиги деб тушуниш мумкин. Ўта ўтказувчан моддада жуфт электронлардан ташқари оддий электронлар ҳам мавжуд. Шунинг учун ўта ўтказгичда икки хил суюқлик — оддий ва ўта оқувчан компонентлар мавжуд, дея оламиз. Ўта ўтказгич температураси 0 К дан бошлаб ортиб бораётганда иссиқлик ҳаракат жуфт электронларни узиб юбора бошлайди. Натижада оддий электронлар ҳиссаси орта бошлайди. Критик температура  $T_K$  да эса жуфт электронлар мутлақо йўқолади. Шунинг учун  $T_K$  дан юқори температураларда модданинг ўта ўтказувчанлик хусусияти йўқолади.

0 К температурада жуфт электронлар Ферми сатҳидан пастдаги сатҳда жойлашади (жуфт электронлар — бозонлар Паули принципига бўйсунмаганлиги туфайли улар  $T=0$  да асосий ҳисобланган энг қуйи сатҳда жойлашишини эсланг). Бу сатҳ металлдаги электронлар нормал ҳолатини ифодаловчи энг яқин сатҳдан  $W_c$  қадар пастда жойлашган. Энергетик тирқиш деб юритиладиган  $W_c$  нинг қиймати  $T=0$  да металлнинг ўта ўтказувчан ҳолатга ўтишини характерловчи критик температура  $T_K$  га мос келувчи иссиқлик ҳаракат энергияси  $kT_K$  билан аниқланади. Бошқача айтганда, ўта ўтказувчан ҳолатдаги электрон системанинг уйғонган ҳолати асосий ҳолатидан энергетик тирқиш  $W_c$  билан ажратилган.

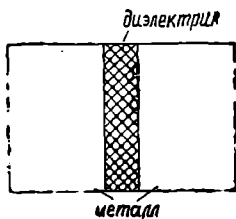
Зеро, ўтказгичдаги жуфт электроннинг йўқолиши учун унга энг ками  $W_c$  қадар энергия берилиши керак. Жуда паст температураларда кристалл панжара энергиянинг бундай улушини бера олмайди. Шунинг учун жуфт электронлар жуда паст температуралар ( $T < T_K$ ) да мустақкам система бўлиб ташқи электр майдон таъсирида қаршилиikka учрамасдан ҳаракатланади, яъни ўта ўтказувчанлик ҳодисаси намоён бўлади. Ўта ўтказгичнинг температураси ортган сари энергетик тирқиш кенглиги  $W_c$  нинг қиймати камайиб боради ва  $T_K$  температурада нолга тенглашади. Шунинг учун жуфт электронлар  $T_K$  температурада йўқолади ва модда нормал (ўта ўтказувчан бўлмаган) ҳолатга ўтади.

1986 йил охири 1987 йил бошида юқори температурали ўта ўтказгичлар кашф этилди. Баъзи металл-оксид бирикмаларда, ҳаттоки, 100 К температурада ҳам ўта ўтказувчанлик хусусияти қайд қилинди. Мазкур температура суяқ азотнинг қайнаш температураси (77 К) дан анча юқорилигини эътиборга олсак, ўта ўтказгичларнинг амалий қўлланишига сабаб бўлаётган температуравий тўсиқда, яъни абсолют нолга яқин жуда паст температураларни вужудга келтириш муаммосидан қутулишга эришилди.

### Жозефсон эффектлари

Ниҳоят юпқа ( $\sim 10^{-9}$  м) диэлектрик қатлам билан бири-биридан ажратилган икки ўта ўтказувчан ( $T < T_K$ ) металл туннел контакт деб аталади. Бундай қурilmadaги бир ўта ўтказувчидан иккинчисига электронлар ўта оладими? Аввал металл пластинкалар  $T > T_K$  температурада, яъни ўта ўтказувчан эмас, балки нормал ҳолатда бўлсин. Икки металл орасида диэлектрик қатлам электронлар учун потенциал тўсиқ вазифасини бажаради. Лекин электрон тўлқин хусусиятга эга бўлгани учун туннел эффект тўғрисида электронларнинг диэлектрик қатламдан ўтиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади. Лекин умумий (йиғинди) ток нолга тенг, чунки диэлектрик орқали чапдан ўнгга ўтган электронларнинг ўртача сони ўнгдан чапга ўтган электронларнинг ўртача сонига тенг.

Агар туннел контактдаги металллар температурасини  $T < T_K$  гача солсак (бу ҳолда туннел контакт Жозефсон элементи деб аталади), металл ўта ўтказувчан ҳолатда бўлади.



9.11- расм

Бу ҳолатда ўта ўтказгичларда мавжуд бўладиган жуфт электронлар ҳам диэлектрик қатлам орқали туннел эффект туфайли чапдан ўнгга ва ўнгдан чапга ўтади. Ҳар бир ўта ўтказгичдаги жуфт электронлар бирдай фазага эга. Диэлектрик қатламда иккала ўта ўтказгичдан чиқарилаётган жуфт электронларнинг когерент тўлқинлари ўзаро интерференциялашади. Натижада умумий ток қиймати

$$I = I_c \sin(\varphi_2 - \varphi_1)$$

мунсabat билан аниқланади. Бундаги  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  — мос равишда биринчи ва иккинчи ўта ўтказгичлар чиқараётган когерент жуфт электронлар тўлқин функцияларининг фазалари,  $I_c$  эса туннел контакт орқали ўтадиган токнинг максимал қиймати.

Юқорида баён этилган ҳодиса, яъни бир-бирдан юпқа диэлектрик қатлам билан ажратилган икки ўта ўтказувчан ҳолатдаги металллардан иборат туннел контакт орқали электр ток оқиши Жозефсоннинг стационар эффекти деб ном олди. Шунини алоҳида қайд қилиш керакки, туннел контактга кучланиш берилмаганда (яъни туннел контактнинг ўта ўтказгич пластинкалари ташқи ток манбаига уланмаганда) ҳам ўтказувчанлик токи оқади. Металл пластинкалари ўта ўтказувчан ҳолатда бўлган туннел контакт (ўта ўтказгич—диэлектрик—ўта ўтказгич) ни Жозефсон элементи деб аталишининг боиси ҳам шунда.

Энди, туннел контактни ташқи ток манбаига улаб диэлектрикда электр майдон вужудга келтирайлик. Металл пластинкалар нормал ҳолатда бўлса (критик температурадан катта  $T > T_k$  лар учун) туннел контакт орқали нормал туннел ток оқади, унинг қиймати қўйилган кучланишга пропорционал бўлади.

Металл пластинкалар ўта ўтказувчан ҳолатда бўлса (критик температурадан кичик  $T < T_k$  лар учун) туннел контакт орқали ўзгарувчан ўта ўтказувчанлик токи ўтади. Худди тебраниш контуридаги ток каби туннел контактдан ўтаётган ўзгарувчан ток электромагнит тўлқинлар нурлантиради. Жозефсоннинг нестационар эффекти деб ном олган мазкур ҳодисани қуйидагича тавсиф этилади. Ўта ўтказгичда  $T < T_k$  температураларда вужудга келган жуфт электронлар диэлектрик қатламдан ўтганда  $2eU$  энергияга эга бўлади (бундаги  $U$  — контактга қўйилган кучланиш,  $2e$  эса жуфт электроннинг заряди). Иккинчи пластинкага ўтгач, жуфт электронлар ўз энергияларини камайтириб мувозанат ҳолатга ўтиши керак. Металл пластинка нормал ҳолатда

Бўлганида кристалл панжара билан бир неча тўқнашувда (қаршилиқ кучларини енгиш жараёнида) ортиқча энергия иссиқликка айланган бўларди. Лекин металл пластинка ўта ўтказувчан ҳолатда бўлгани учун электр қаршилиқ нолга тенг. Бинобарин кристалл панжара билан тўқнашувлар ҳам бўлмайди. Жуфт электроннинг диэлектрик қатламдан ўтиш чоғида эришган  $2eU$  миқдордаги энергия улуши эса электромагнит тўлқин кванти тарзида нурлантиради. Ҳақиқатан тажрибаларда  $\omega = \frac{2eU}{\hbar}$  частотали нурланиш харьковлик олимлар И. К. Янсон, В. М. Свистунов, И. М. Дмитриенко томонидан 1965 йилда кузатилди.

Жозефсон эффектларидан ўта юқори частотали қурилмаларда, квант интерферометрларда, криоген электрон ҳисоблаш машиналарининг элементларида кенг фойдаланил-ляпти.

## Х Б О В

### ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ФИЗИКАСИНING ЭЛЕМЕНТЛАРИ

#### 1-§. Кристаллардаги энергетик зоналар

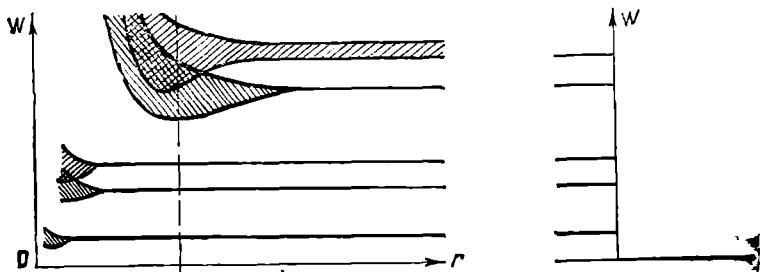
Изоляцияланган алоҳида атомнинг энергетик сатҳлари дискрет эканлиги ҳақида олдинги бобларда маълумот берилди.

$N$  дона атомдан ташкил топган кристаллдаги электронларнинг энергетик сатҳлари қандай бўлади? Мазкур саволга қуйидагича кетма-кетликда фикр юритиб жавоб қидира-миз.

Текшириляётган кристалл панжарасига ўхшаш тарзда, лекин бир-бирининг ўзаро таъсири сезилмайдиган даражадаги узоқликда жойлашган  $N$  дона атомни тасаввур этайлик. Бу атомларнинг ҳар бирини изоляцияланган атом деб ҳисоблаш мумкин. Изоляцияланган атомдаги электрон энергияси асосий квант сони ( $n$ ) ва орбитал квант сон ( $l$ ) билан аниқланади, магнит квант сон ( $m$ ) ва спин квант сон ( $s$ ) га эса боғлиқ эмас. Зеро, ҳар бир энергетик сатҳга  $m$  ва  $s$  лари билан фарқланувчи  $2(2l + 1)$  дона электрон ҳолат мос келади. Бошқача айтганда, изоляцияланган атом сатҳларининг айниш карралиги  $2(2l + 1)$  га тенг. Ташқи майдон таъсирида ҳар бир энергетик сатҳ  $2l + 1$  сатҳга ажраллади. Атомнинг турли сатҳларига ташқи майдон таъсири ҳам турлича: ядро билан мустаҳкам боғланган ички элект-

тронлар сатҳларининг ажралиши эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик, ядро билан кучсизгина боғланган ташқи электронлар, айниқса валент электронлар сатҳлари кескин ажралади. Ҳар бир энергетик сатҳни  $2(2l + 1)$  га эмас, балки  $2l + 1$  га ажралишининг сабаби — спин квант соннинг электрон энергиясига жуда кам таъсир этишидир (фақат спинларининг йўналиши билан фарқланадиган ҳолатлар, амалда, бирдай энергияга эга бўлади). Бундай сатҳларда, Паули принципига асосан, бир вақтда иккита спинлари қарама-қарши бўлган электрон жойлашиши мумкин. Энди  $N$  дона изоляцияланган атомни ўзаро жойлашиш симметриясини бузмаган ҳолда аста-секин бир-бирига яқинлаштирайлик. Атомлар яқинлашган сари уларнинг ўзаро таъсирлашуви кучайиб боради. Атомлар орасидаги масофа кристалл панжара параметрига тенг ( $r = d$ ) бўлганда атомларнинг ўзаро таъсирлашуви нормал (худди кристаллдагидек) қийматга эришади. 10.1-расмга эътибор беринг. Унда изоляцияланган алоҳида атомнинг энергетик сатҳлари тасвирланган.  $r \gg d$  масофада жойлашган (яъни атомлар ўзаро таъсирлашуви эътиборга олинмайдиган ҳолда) барча  $N$  дона атомнинг сатҳлари ана шундай бўлади. Атомлар бир-бирига яқинлашган сари (яъни  $r \sim d$  масофаларда) энергетик сатҳларнинг бир-бирига нисбатан силжиши ва натижада уларнинг ажралиши содир бўлади. Натижада кристаллдаги  $N$  дона атомнинг бирдай энергетик сатҳларини бир-бирига нисбатан силжиган сатҳлар группасига — энергетик зонага айланиши содир бўладики, у электронлар тўлқин хусусиятлари билан боғлиқдир.

Атомлар бирикиб кристалл ҳолати вужудга келганда (яъни  $r = d$  да) атомлар валент электронларининг тўлқин функциялари устма-уст тушади. Бу эса валент электронларни кристалл панжаранинг ихтиёрий соҳасида қайд қилиш



10.1- расм



эҳтимоллиги  $|\psi|^2$  бирдай эканлигини билдиради. Зеро кристаллдаги валент электронлар «умумлашган» экан. Бу ҳуло-сани қўйидаги мулоҳазалар ҳам тасдиқлайди. Кристаллдаги барча электронларни бир атомдан иккинчи атомга ўтиш эҳ-тимоллиги (атомларни ажратиб турувчи потенциал тўсиқдан туннел эффект туфайли электроннинг ўтиш эҳтимоллиги) полдан фарқли [(7.34) га қ.]. Миқдорий ҳисобларни кўрсатиш-нича, валент электрон атом таркибида  $\tau \approx 10^{-15}$  с вақт давомида бўла олади, холос. Бешқача айтганда, валент электрон 1 секунд давомида кристаллдаги  $10^{15}$  атом тарки-бида қатнашиб чиқади. Бундай шароитларда валент элек-тронни у ёки бу атомга таълиқли эканлиги ҳақида фикр-лаш маънога эга эмас, албатта. Зеро, кристаллдаги валент электронлар «умумлашади» ва улар «электрон газ» ни таш-кил этади. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига асо-сан бундай электронлар энергиясидаги ноаниқлик

$$\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 1 \text{ эВ}$$

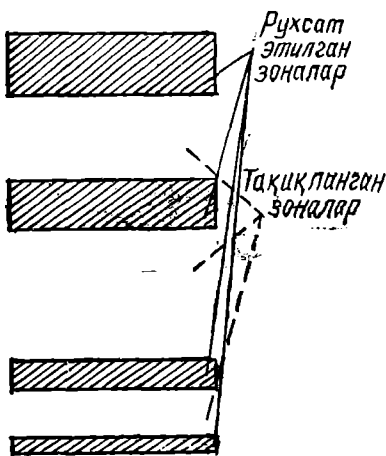
бўлади.

Изоляцияланган атомдаги электроннинг уйғонган ҳолатда яшаш ўртача муддати  $\tau \sim 10^{-8}$  с бўлгани учун мазкур ҳола-тига мос келувчи энергетик сатҳ кенглиги  $\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 10^{-7}$  эВ

бўлади. Демак, изоляцияланган атомдаги валент электрон-нинг  $\sim 10$  эВ кенгликдаги энергетик сатҳи кристаллда бир неча электронвольт кенгликдаги энергетик зонага айланади.

Ички электронлар учун манзара ўзгача. Хусусан, натрий кристаллидаги бирор атомнинг 1 s электрони туннел эффект туфайли қўшни атомга 20 йилда бир марта ўта ола-ди, холос. Табиийки, бундай электроннинг кристаллдаги энергетик сатҳи худди изоляцияланган атомникидек бўла-ди. 10.1-расмдан кўринишича,  $r = d$  да ( $d$  — натрий кри-сталлидаги атомлараро масофа) 1s ва 2s сатҳларнинг ажрали-ши сезилмайди, 3s сатҳ эса анчагина ажралган, янада юқо-рироқдаги уйғонган сатҳ, (3p) эса 3s сатҳдан ҳам кўпроқ ажралган. Бинобарин, 3p сатҳлар ажралиши туфайли вужуд-га келган энергетик зона кенглиги 3s сатҳлар ажралиши туфайли вужудга келган зона кенглигида каттароқ бўлади.

Зонадаги энергетик сатҳлар зичлиги қандай? Аввал шу-ни қайд қилайликки, изоляцияланган атомдаги энергетик сатҳнинг айнаш карралиги  $2l + 1$  бўлса, бу сатҳга мос келувчи кристаллдаги энергетик зона  $(2l + 1)N$  сатҳдан иборат бўлади. Масалан, изоляцияланган атомдаги p сатҳ-



10.2- расм

Шундай қилиб, изоляцияланган атомдаги рухсат этилган энергетик сатҳ ўрнига кристаллда рухсат этилган энергетик зона вужудга келади. Рухсат этилган зоналар энергиянинг тақиқланган қийматлари билан ажратилган бўлади (10.2- расм).

## 2-§. Энергетик зоналарни электронлар билан тўлдирилиши

Изоляцияланган атомлардаги энергетик сатҳларни электронлар тўла ишғол этган, қисман ишғол этган ёхуд ишғол этмаган бўлиши мумкин эди. Изоляцияланган атомдаги энергетик сатҳга мос равишда кристаллда энергетик зона вужудга келяпти. Лекин айрим ҳолларда зоналарнинг энергетик шкала бўйича жойлашиш тартиби изоляцияланган атомдаги энергетик сатҳларнинг жойлашиш тартибига мос келмаслиги ҳам мумкин. Хусусан, изоляцияланган атомдаги қўйроқ энергетик сатҳни ажралиши туфайли кристаллда вужудга келган энергетик зона юқорироқ энергетик сатҳни ажралиши туфайли кристаллда вужудга келган энергетик зонадан тепароқда жойлашиши мумкин. Бундай ҳолларда зоналарни электронлар билан тўлдирилиши изоляцияланган атомдаги сатҳларни электронлар томонидан ишғол этилишига мос келмаслиги мумкин. Бунинг сабаби—электронлар энергиянинг кичикроқ қийматларига мос келадиган зоналарни тўлдиришга интилишидадир. Кристаллдаги зоналарнинг

нинг ( $p$  сатҳ учун  $l = 1$ ) айниш карралиги  $2l + 1 = 2 \cdot 1 + 1 = 3$  бўлгани учун мазкур сатҳга мос келувчи энергетик зона  $3N$  сатҳдан иборат. Демак,  $1 \text{ см}^3$  ҳажмли кристаллда  $\sim 10^{22}$  атом мавжуд эканлиги ва энергетик зона кенглиги  $1 \text{ эВ}$  эканлигини эътиборга олсак, зонадаги қўшни энергетик сатҳлар орасидаги масофа  $\sim 10^{-22}$  эВ бўлади. Бу масофа шунчалик кичикки, зонадаги сатҳлар узлуксиз энергетик қийматларга эгадек туюлади. Лекин зонадаги энергетик сатҳлар сони чекли эканлигини унутмайлик.

энергетик сатҳларида Паули принципига асссан, иккитадан ортиқ электрон жойлашиши мумкин эмас. Бу электронларнинг спинлари қарама-қарши йўналган бўлади. Зоналардаги энергетик сатҳлар электронлар томонидан тўла ёки қисман ишғол этилган ҳолларда бу зоналарни мос равишда тўлдирилган ёхуд қисман тўлдирилган зоналар деб, энергетик сатҳларини электронлар ишғол этмаган зоналарни эса *бўш зоналар* деб аталади.

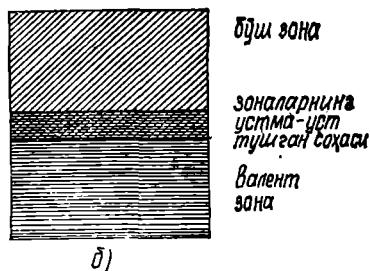
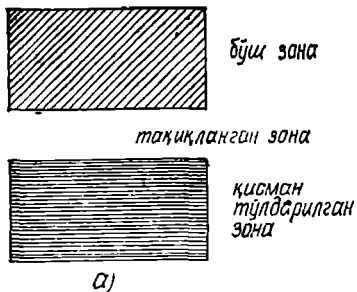
Изоляцияланган атомнинг қуйироқ энергетик сатҳидаги электрон қўшимча энергия олган ҳолларда юқорироқ бўш энергетик сатҳга ўтиши мумкин эди. Бундай ўтишлар кристаллда қисман тўлдирилган зонанинг қуйироқ сатҳидан юқорироқ сатҳи томон амалга ошиши мумкин. Бу ўтишларда электрон сатҳлар ораллигига мос келувчи қўшимча энергияни кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан ёки кристаллда вужудга келтирилган ташқи электр майдон таъсирдан олиши мумкин. Шунингдек, кристаллда электрон қуйироқ рухсат этилган зонадан юқорироқ рухсат этилган зонага ҳам ўтиши мумкин. Бу ҳолда юқори рухсат этилган зонада бўш энергетик сатҳ бўлиши ва электрон тақиқланган зонанинг энергетик кенглигига тенг қўшимча энергия олиши керак.

Қаттиқ жисмдаги кўпчилик жараёнлар валент электронларнинг ҳолатига боғлиқ бўлганлиги учун, одатда кристаллдаги энергетик зоналарни ифодалашда соддалаштирилган энергетик схемадан фойдаланилади.

Соддалаштирилган энергетик схемада валент электронлар томонидан ишғол этилган зона (валент зона) ва бу зонага энг яқин бўлган рухсат этилган зона (бўш зона) ифодаланади, холос.

Валент зонадаги энергетик сатҳлар электронлар томонидан қанчалик ишғол этилганлиги ва тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги  $\Delta W$  га боғлиқ равишда қуйидаги тўрт ҳол амалга ошади.

Валент зонадаги энергетик сатҳларнинг бир қисмини электронлар ишғол этган бўлса (10.3-а расмдаги қисман тўлдирилган зона), электронларнинг шу зонадаги қуйироқ сатҳдан юқорироқ сатҳга кўтарилишига имконият мавжуд. Бу ўтиш учун керак бўладиган қўшимча энергия электронларга кучсизгина электр майдон томонидан берилиши мумкин. Бинобарин, қисман тўлдирилган зонадаги электронлар электр ўтказувчанликда қатнашади. Шунинг учун бундай зонани ўтказувчанлик зонаси деб ҳам аталади. Мазкур хусусиятга эга бўлган қаттиқ жисмлар — металллардир.

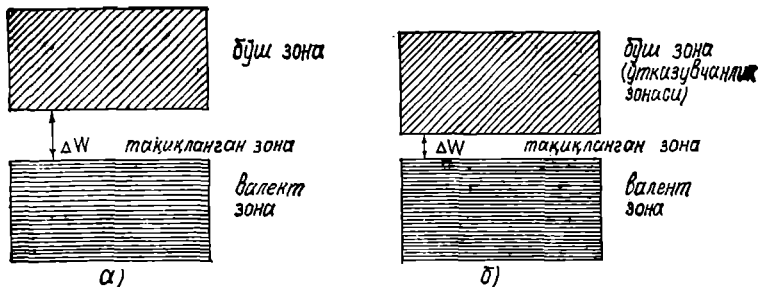


10.3. расм

Баъзи қаттиқ жисмларда (масалан, Mg, Ca каби ишқорий ер элементларининг кристалларида валент зона ва бўш зона устма-уст тушади (10.3-б расм). Масалан, бериллий кристаллида  $2s$  валент зона (яъни асосий квант сони  $n = 2$  ва орбитал квант сони  $l = 0$  бўлган энергетик сатҳлардан ташкил топган зона)  $2p$  бўш зона (яъни  $n = 2$  ва  $l = 1$  бўлган сатҳлардан иборат зона) билан устма-уст тушади. Натижада бирлашган  $2s - 2p$  зона вужудга келади.  $2s$  валент зонадаги  $(2l + 1)N = (2 \cdot 0 + 1)N = N$  энергетик сатҳда  $2N$  донга электрон жойлашиши мумкин.  $2p$  бўш зонадаги  $(2l + 1)N = (2 \cdot 1 + 1)N = 3N$  энергетик сатҳда  $2 \cdot 3N = 6N$  электрон жойлашиши учун имконият бор. Бинобарин, бирлашган  $2s - 2p$  зонада  $2N + 6N = 8N$  электрон жойлашиш имкониятига эга. Ваҳоланки, бу бирлашган зонада фақат  $2N$  электрон мавжуд ва улар қуйроқ сатҳларни (бу сатҳлар қайси зоналарга тааллуқли бўлишидан қатъи назар) эгаллайди. Шунинг учун бирлашган зона қисман тўлдирилган зонага ўхшайди ва ташқи электр майдон таъсирида бирлашган зонадаги электронлар қуйроқ сатҳдан юқорироқ сатҳга кўчиб электр ўтказувчанликда қатнашади. Юқорида баён этилган ваки ҳолни умумлаштириб қуйидаги хулосага келамиз:

Валент зонасидаги сатҳлари электронлар билан қисман тўлдирилган ёки валент ва бўш зоналари устма-уст тушган қаттиқ жисмлар металллар деб аталади.

Металл бўлмаган аксарият қаттиқ жисмларда валент зонадаги барча энергетик сатҳларни электронлар банд этган бўлади. Шунинг учун электрон юқорироқ энергетик сатҳга кўтарилиши лозим бўлса, фақат бўш зонадаги энергетик сатҳга кўтарилиши керак. Бунинг учун электр майдон таъсирида электрон эришаётган қўшимча энергия тақиқланган



10.4- расм

зонанинг энергетик кенглиги  $\Delta W$  дан катта бўлиши керак. Демак, бу ҳолда қаттиқ жисмнинг хоссалари тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги билан аниқланади.

Агар  $\Delta W$  етарлича катта бўлса, электр майдон таъсирида ёки иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли электронлар валент зонадан бўш зонага ўта олмайди, яъни электронлар валент зонадаги «ўз ўринларидан» қўзғалмайди. Бундай жисмларни изоляторлар ёки диэлектриклар деб аталади (10.4 а-расм).

Агар  $\Delta W$  унчалик катта бўлмаса, қаттиқ жисмнинг температураси етарлича юқори бўлганда (ОК дан анча юқори температуралар, масалан, хона температураси назарда тутиляпти) иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли валент зонадаги электронларнинг бир қисми бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўтарилишга қодир бўлади. Бу электронлар электр майдон таъсирида ҳам бўш зонанинг юқорироқ энергетик сатҳларига кўтарилиши мумкин. Шунинг учун бу ҳолда бўш зонани ўтказувчанлик зонаси деб аташ мақсадга мувофиқдир. Бундай жисмлар яримўтказгичлар деб аталади (10.4 б-расм).

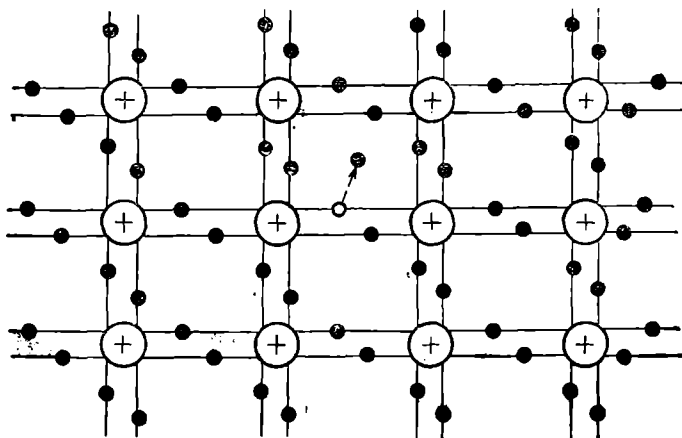
Шартли равишда, валент зонаси электронлар билан бутунлай тўлган жисмлар тақиқланган зонасининг энергетик кенглиги  $\Delta W < 3$  эВ бўлганларини яримўтказгичлар деб, аксинча  $\Delta W > 3$  эВ бўлганларини диэлектриклар деб аташ мумкин.

### 3- §. Ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги

Электр ўтказувчанлиги бўйича металллар билан диэлектриклар оралиғидаги жисмлар группаси мавжудки, уларни ярим ўтказгичлар деб аталади. Ярим ўтказгичларни

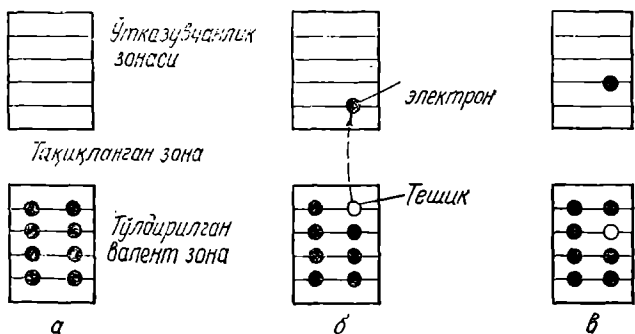
икки группага ажратилади. Таркиби фақат бир хил атомлардан иборат бўлган ярим ўтказгичларни элементлар яримўтказгичлар дейилади. Бунга В, С, Si, Ge, Sn, Р, As, Sb, S, Se, Тl, J лар киради. Иккинчи группа ярим ўтказгичларга икки ёки ундан кўпроқ хил атомлардан тузилган бирикмалар киради. Бу группанинг типик вакиллари сифатида Д. И. Менделеев жадвалининг учинчи ва бешинчи группа элементларининг бирикмалари InAs, GaP, GaSb, AlSb ва бошқаларни кўрсатиш мумкин.

Замонавий техникада энг кўп қўлланиладиган ярим ўтказгичлар германий ва кремнийдир. Бу элементлар даврий жадвалнинг IV группасига оид, яъни бу элементлар атомларининг энг четки (валент) қобифида тўрттадан электрон бор. Бу элементларнинг кристаллари ковалент боғланишга эга. Ковалент боғланиш шундай химиявий боғланишки, бунда кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган ҳар икки қўшни атомнинг биттадан валент электрони биргалликда бу икки қўшни атом учун умумий бўлган электрон жуфтни вужудга келтиради. 10.5-расмда IV группа элементларига оид бўлган жисм атомларининг ковалент боғланиш схемаси тасвирланган. Барча валент электронлари ковалент боғланишда қатнашган соф ярим ўтказгич кристалли изолятор бўлади, яъни электр токни ўтказмайди. Лекин бирор таъсир натижасида кристаллнинг айрим қисмларидаги ковалент боғланиш бузилиши мумкин. Масалан, кристаллни қиздирганда ёки уни ёритганда ярим ўтказгич атомининг ко-



10.5- расм

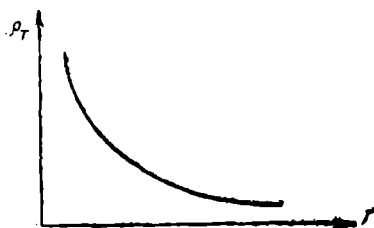
валент боғланишдаги электронларнинг иссиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Электроннинг иссиқлик ҳаракат энергияси соф ярим ўтказгичдаги ковалент боғланишни бузишга етарли бўлиб қолганда, бу электрон ўз ўрнини ташлаб кристалл бўйлаб ҳаракат қила бошлайди. Одатда энергиянинг бу қийматини *активлаш энергияси* деб аталади. Электрон бўшатган жойни тешик дейилади. Тешик квази зарра бўлиб, унинг атрофида кристаллнинг электронейтраллиги бузилган бўлади. Бу ерда манфий заряд етишмаганлиги учун тешикнинг зарядини мусбат деб қабул қилиш керак, албатта. Шундай қилиб, *соф ярим ўтказгичнинг бирор жойида ковалент боғланишнинг бузилиши натижа-сида электрон ва тешик вужудга келади*. Буни, одатда, электрон-тешик вужудга келди дейилади. Агар электрон тешик билан учрашса, у тешик атрофидаги мусбат зарядни нейтраллайди. Натижада электрон ковалент боғланиш иштирокчисига айланиб қолади. Бу процессда (бундай процесс *рекомбинация* дейилади) электрон ва тешик йўқолади. Демак, соф ярим ўтказгичда электрон ва тешиклар биргалликда яъни жуфт бўлиб вужудга келади ёки йўқолади. Бошқача айтганда, фақат электроннинг ёки фақат тешикнинг вужудга келиши ва йўқолиши мумкин эмас. Энергетик сатҳлар схемасида электрон-тешик жуфтнинг вужудга келишига тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги ( $\Delta W$ ) дан каттароқ қўшимча энергия олган валент зонадаги бирор электроннинг ўтказувчанлик зонасига ўтиши мос келади (10.6-б расмга қ.). Рекомбинация процессида эса, аксинча, ўтказувчанлик зонасидаги электрон валент зонадаги бўш энергетик сатҳни эгаллайди.



10.6- расм

Электр майдон таъсирида бутун кристалл бўйлаб электронлар майдон кучланганлигига тескари, тешиклар эса майдон кучланганлиги йўналишида (тешикнинг заряди мусбат эканлигини унутманг) ҳаракатга келади. Бу процессга сатҳлар схемасидаги қуйидаги манзара мос келади. Ўтказувчанлик зонасидаги электрон (10.6-в расм) электр майдон таъсирида қўшимча энергия олиб юқорироқ энергетик сатҳга кўчади. Тешик эса, аксинча, қуйироқ сатҳга кўчади.

Электр майдон таъсирида валент зонадаги электрон ҳам юқорироқ бўш энергетик сатҳга кўтарилади, натижада шу электроннинг ўрни бўш қолади. Бу бўш сатҳга янада қуйироқ энергетик сатҳдаги электрон кўтарилиши туфайли «бўш ўрин» — тешик қуйироқ сатҳлар томон кўчади. Юқорида баён этилган электр ўтказувчанлик механизми фақат соф ярим ўтказгичлар учун хос бўлиб, уни *хусусий электр ўтказувчанлик* дейилади. Табиийки, электр ўтказувчанликнинг қиймати соф ярим ўтказгичларда ток ташувчилар вазифасини бажарувчи электронлар ва тешикларнинг концентрациясига боғлиқ бўлади. Уларнинг концентрацияси эса кристаллнинг температурасига ниҳоят даражада боғлиқдир. Масалан, активлаш энергияси 1 эВ бўлган соф ярим ўтказгичда 300 К температурада электрон-тешик жуфтларнинг концентрацияси  $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  бўлар экан. Агар шу ярим ўтказгичнинг температурасини 200 К гача пасайтирсак  $n \sim (10 \div 20) \text{ см}^{-3}$  бўлади. Шунинг учун, бундай пасг температураларда соф ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги жуда кичик бўлиб, диэлектрикларга яқин бўлади. Аксинча, худди шу ярим ўтказгични 1100 К гача қиздирганимизда электрон-тешик жуфтларининг концентрацияси  $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$  гача ортади. (Солиштириш мақсадида металллардаги эркин электронларнинг концентрацияси  $n \approx 10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$  эканлигини эсланг). Шундай қилиб, ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги температурага пропорционал равишда орта боради. Қаршилиқ



10.7- расм

эса, аксинча (чунки  $\sigma = \frac{1}{\rho}$ ) камайиб боради (10.7- расм). Қаршилиқнинг температурага боғлиқлиги

$$\rho_T = \rho_0 l^{\frac{\Delta W}{2kT}}$$

қонун бўйича ўзгаради. Бу ифодада  $\Delta W$  — тақиқланган



зонанинг энергетик кенглиги  $\rho_0$  ва  $\rho_T$  лар эса мос равишда  $0$  ва  $T$  даги солиштирма қаршилиқ.

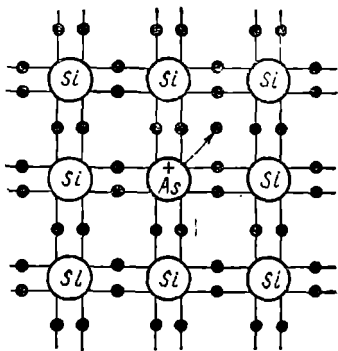
Одатда, металлларнинг температураси,  $1$  градусга ўзгарганда уларнинг қаршилиги тахминан  $0,3\%$  га ўзгаради. Ярим ўтказгичларда эса бу ўзгариш  $3 \div 6\%$  ни ташкил этади, яъни металлларникига қараганда  $10 - 20$  марта катта. (Лекин металл қаршилигининг температура коэффиценти мусбат бўлса, ярим ўтказгичлар учун бу коэффицент манфий бўлишини унутманг.) Ярим ўтказгичларнинг бу хусусияти, яъни улар қаршилигининг температура коэффиценти ниҳоят катта қийматларга эга бўлиши *термоқаршилиқлар* (ёки оддийгина, *термисторлар*) деб аталадиган қурилмаларда ишлатилади.

#### 4-§. Ярим ўтказгичларнинг аралашмали электр ўтказувчанлиги

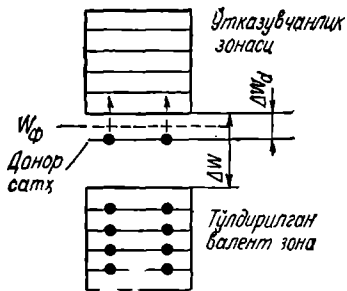
Олдинги параграфда идеал соф ярим ўтказгич электр ўтказувчанлигининг механизми билан танишдик. Лекин, одатда, идеал соф яримўтказгич бўлмайди. Ҳар қандай ярим ўтказгичга бир оз миқдорда ўзга элемент атомлари аралашган бўлади. Умуман, ҳар қандай жисмдаги *аралашма* ҳам шу жисмнинг электр хусусиятига таъсир этади. Масалан, металллардаги аралашма уларнинг қаршилигини ортиради. Диэлектрикларда аралашма туфайли ток ташувчилар вужудга келади. Бу эса диэлектрикнинг ниҳоят заиф электр ўтказувчанлигига сабаб бўлади. Ярим ўтказгичларда-чи?

Бу саволга жавоб топиш учун қуйидаги ҳолларни кўрайлик:

1. Тўрт валентли германий ёки кремний атомларидан тuzилган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида беш валентли атомлар, масалан, фосфор ёки мишьяк жойлашган бўлсин (10.8-расм). Бу ҳолда аралашма атомнинг тўртта валент электрони қўшни германий атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Бешинчи электрон эса атом билан шунчалик заиф боғланган бўладики, ҳатто иссиқлик ҳаракат энергияси ҳам бу электрони атомдан



10.8- расм



10.9- расм

ажралиб озод бўлишига етарли бўлади. Шу тариқа ҳар бир аралашма атомидан биттадан электрон ажралиб чиқади ва бу электронлар яримўтказгичда ток ташувчи вазифасини бажаради. Яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги механизмидан фарқли равишда кўрилатган ҳолда фақат электронлар вужудга келади, яъни электрон билан биргалликда тешик вужудга келмайди.

Бешинчи валент электронидан ажралган аралашма атоми мусбат зарядли бўлади, аммо бу мусбат заряд кристалл панжара билан боғлиқ бўлиб ташқи электр майдон таъсирида кўча олмайди.

Демак, *тўрт валентли элемент атомларидан тuzилган кристаллга беш валентли элемент атомлари аралашган бўлса, бундай яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги электронли ўтказувчанлик бўлади.* Кўпинча, бундай ўтказувчанликни *n-тип ўтказувчанлик* дейилади (лотинча *negativ* — манфий деган сўзнинг бош ҳарфи олинган). Аралашма атоми яримўтказгичга электрон бераётганлиги учун, одатда уни *донор* («берувчи» деган маънони англатади) ёки *n-тип аралашма* дейилади.

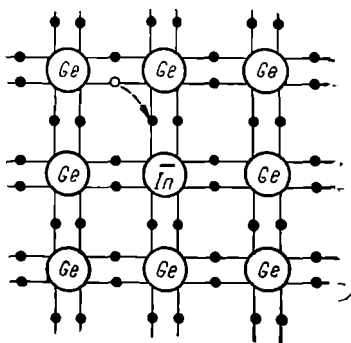
Аралашма атомлари туфайли кристалл панжаранинг майдони идеал соф ярим ўтказгич панжарасининг майдонидан фарқлироқ бўлади. Бу эса тақиқланган зонада *донор сатҳларнинг* вужудга келишига сабаб бўлади. Донор сатҳлар одатда, ўтказувчанлик зонасининг тубига яқин жойлашган бўлади (10.9- расм). Масалан, кремнийга мишьяк аралаштирилган бўлса,  $\Delta W_d \sim 0,05$  эВ бўлади. Шунинг учун унчалик юқори бўлмаган температураларда ҳам иссиқлик ҳаракат энергияси донор сатҳдаги электронларни ўтказувчанлик зонасига кўчиришга етарли бўлади. Электр майдон таъсирида бу электронлар ўтказувчанлик зонасининг юқоридаги сатҳларига кўтарилади.

2. Тўрт валентли элемент атомларидан иборат бўлган кристалл панжарасининг баъзи тугунларига уч валентли элемент атомлари жойлашган бўлсин (10.10- расм). Масалан, соф германийга индий қўшилган бўлса, индийнинг учта валент электрони учта қўшни германий атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Тўртинчи германий атоми билан ковалент

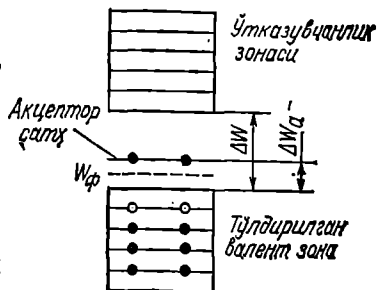
(жуфт электрон) боғланиш тўлдирилмаган бўлади, яъни битта электрон учун бўш жой мавжуд бўлади. Қўшни германий атомларининг бирорта электрони ўз атомидан ажралиб бу бўш жойни тўлдиради. Натижада аралашма атоми атрофидаги боғланиш тўлади, лекин электронини йўқотган германий атоми атрофида тешик вужудга келади. Бу тешик иккинчи германий атомидан ажралиб чиққан электрон билан тўлдирилиши мумкин. Натижада биринчи атомнинг боғланиши тўлдирилади, аммо иккинчи атомнинг ажралиб кетган электронининг ўрнида тешик вужудга келади. Бу тешик эса учинчи атомдан ажралган электрон билан тўлдирилиши мумкин ва ҳоказо.

Шу тариқа тешик кристалл бўйлаб хаотик равишда кўчади. Агар ярим ўтказгичда электр майдон ҳосил қилинса, тешик электр майдон кучланганлик вектори йўналишида кўчиб, ярим ўтказгичда тешикли электр ўтказувчанлик мавжуд бўлади. Бундай, электр ўтказувчанликни *p*-тип ўтказувчанлик (лотинча *positiv* — мусбат деган сўзнинг бош ҳарфи олинган) деб ҳам аталади. *p*-тип ярим ўтказгичдаги аралашма атоми кристаллни ташкил этувчи асосий атомнинг электронини қабул қилиб олиши натижасида тешик вужудга келганлиги учун, одатда, уни *акцептор сатҳ* («қабул қилувчи» деган маънони англатади) ёки *p*-тип аралашма дейилади. ☉

*p*-тип аралашмалар туфайли тақиқланган зонада акцептор сатҳ вужудга келади. (10.11-расм). Тўлдирилган валент зонанинг юқори энергетик сатҳидан акцептор сатҳга электроннинг ўтиши учун лозим бўлган энергия  $\Delta W_a$  тақиқланган зонанинг энергетик кенглигидан анча кичик (одатда  $\Delta W_a \sim 0,1$  эВ лар чамасида) бўлади. Бу ўтиш натижасида тўлдирилган валент зонада «бўш» энергетик сатҳлар вужудга келади.



10.10- расм



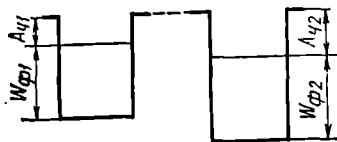
10.11- расм

Электр майдон таъсирида қуйроқ сатҳлардаги электронлар юқорироқ сатҳларга кўтарилади. Натижада тешиklar электронларнинг кўчишига тескари йўналишда кўчади.

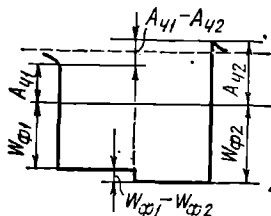
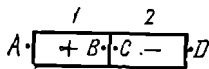
Демак, яримўтказгич аралашмали ўтказувчанлигининг механизми аралашма ва асосий атомларнинг валентлигига боғлиқ. Умуман *паст температураларда яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги асосан аралашмали ўтказувчанликдан иборат бўлади.* Юқорироқ температураларда иссиқлик ҳаракат энергияси валент зонадаги электронларнинг ўтказувчанлик зонасига кўчиришга етарли бўлиб қолади. Натижада хусусий ўтказувчанликка сабаб бўлувчи электрон-тешик жуфтлар вужудга келади. Шунинг учун бундай температураларда аралашмали ва хусусий ўтказувчанликларни ҳисобга олиш керак. *Жуда юқори температураларда эса хусусий ўтказувчанлик аралашмали ўтказувчанликдан анча катта бўлганлиги учун аралашмали ўтказувчанликни ҳисобга олмаса ҳам бўлади.*

### 5-§. Контакт ҳодисалар

Чиқиш ишлари  $A_{\phi 1} = e\phi_1$  ва  $A_{\phi 2} = e\phi_2$  бўлган зарядланмаган икки металлни кўрайлик (10.12-расм). Бу металлларда Ферми сатҳлари мос равишда  $W_{\phi 1}$  ва  $W_{\phi 2}$  бўлсин. Металллар бир-биридан бирор масофада жойлашган тақдирда улар орасида ҳеч қандай электр майдон вужудга келмайди. Агар бу металлларни бир-бирига тегизсак (10.13-расм) электронлар биринчи металлдан иккинчи металлга ўта бошлайди. Натижада биринчи металл электронларининг бир қисмини йўқотганлиги учун мусбат зарядланади, иккинчи металл эса манфий зарядланади. Шу тариқа бу икки металл орасида потен-



10.12- расм



10.13- расм

циаллар фарқи вужудга келади. Бу потенциаллар фарқи икки металлнинг бир-бирига тегизилиши, яъни контакти туфайли вужудга келганлиги учун *контакт потенциаллар фарқи* дейилади.

Электронларнинг бир металлдан иккинчи металлга ўтиши ниҳоят тез ( $\sim 10^{-16}$ с) тугалланади ва мувозанат вужудга келади. Мувозанат вазиятида иккала металлнинг Ферми сатҳлари тенг бўлади.

*Бир-бирига тегиб турган металлларнинг ички нуқталари (В ва С нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқи контактдаги ички потенциаллар фарқи дейилади. Унинг қиймати контактдаги металллар Ферми сатҳларининг айирмаси билан характерланади:*

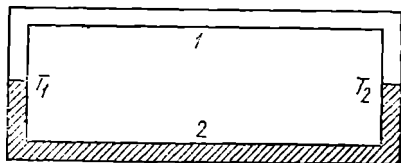
$$U'_k = \frac{W\phi_1 - W\phi_2}{e}. \quad (10.2)$$

Одатда тажрибаларда ўлчанадиган контакт потенциаллар фарқи металлларнинг сиртига ниҳоят яқин бўлган ташқи нуқталар масалан, металл сиртига  $\sim 10^{-9}$ м яқинликда бўлган (А ва D нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқидир. Шунинг учун уни контактдаги *ташқи потенциаллар фарқи* ёки қисқача *контакт потенциаллар фарқи* деб аталади. Расмдан кўринишича, унинг қиймати металллардан электронларнинг чиқиш ишларининг фарқи билан характерланиши лозим:

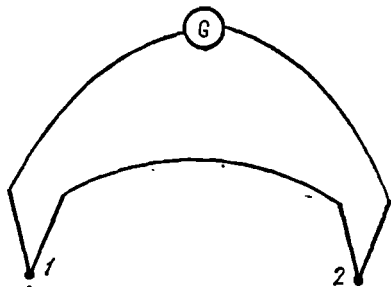
$$U_k = \frac{A_{u1} - A_{u2}}{e} = \phi_1 - \phi_2, \quad (10.3)$$

бу ифодада  $\phi_1$  ва  $\phi_2$  — мос равишда биринчи ва иккинчи металлдан электронларнинг чиқиш потенциаллари.

Икки металлнинг бир-бирига тегishi туфайли вужудга келадиган контакт потенциаллар фарқи металлларнинг химиявий таркибига ва температурасига боғлиқ. Буни биринчи бўлиб Вольта аниқлаган. Шунинг учун Вольтанинг биринчи қонуни деб аталади. Вольтанинг иккинчи қонуни ҳам мавжуд. Бу қонунга асосан, бир хил температурадаги бир неча металл бир-бирига кетма-кет уланса, бундай занжирнинг энг четки нуқталарида вужудга келадиган потенциаллар фарқи фақат чет-



10.14- расм



10.15- расм

( $T_1 = T_2$ ) бўлса, занжирда электр ток вужудга келмайди. Аксинча, агар контактларнинг температуралари турлича бўлса ( $T_1 \neq T_2$ ) занжирда термоэлектр юритувчи куч вужудга келади ва натижада электр ток пайдо бўлади. Бу ҳодиса биринчи марта Зеебек томонидан аниқланган ва унинг номи билан аталади.

Вужудга келувчи термо ЭЮК контактлардаги температуралар фарқига пропорционал экан. Бу эса контакт ҳодисаларнинг кенг қўлланилишига имкон беради:

1. Термопара ёки термоэлемент деб аталувчи қурилмаларда икки турли металлдан тузилган занжирнинг бир контакти температураси аниқ ва ўзгармас бўлган муҳитда (масалан, эриётган муз ичида) сақланади, иккинчи контакти эса температураси аниқланиши лозим бўлган жисмга (муҳитга) жойлаштирилади (10.15- расм). Занжирдаги гальванометр 1 ва 2 контактлар орасидаги температуралар фарқига мослаб даражаланилади. Бундай қурилма (термопара) ёрдамида жуда паст ва юқори температураларни аниқ ўлчаш мумкин (0,01 градусгача).

2. Термобатареяларда иссиқлик энергияни тўғридан-тўғри электр энергияга айлантириш мумкин. Ҳозирги вақтда ярим ўтказгичли термоэлектрогенераторларнинг фойдали иш коэффициентлари  $\sim 15\%$  га етади.

Пелье ҳодисаси Зеебек ҳодисасига тескари бўлиб, унинг моҳияти қуйидагича: контактларидаги температуралари бир хил ( $T_1 = T_2$ ) бўлган турли металлдан ташкил топган занжир орқали электр ток ўтказайлик. Бундай занжирда Жоуль—Ленц қонунига асосан ажраладиган иссиқликдан ташқари, контактларнинг бирида қўшимча иссиқлик ажралиб чиқади. Бу иссиқлик миқдори занжирдан ўтаётган ток кучига ва токнинг ўтиш вақтига пропорционал. Иккинчи контактда

ки металлларнинг, яъни биринчи ва охири металлларнинг бир-бирига тегизилиши натижасида вужудга келадиган потенциаллар фарқига тенг бўлади.

Икки металлдан берк занжир тузайлик (10.14- расм). Бу занжирда икки контакт мавжуд. Агар бу контактларнинг температуралари бир хил

эса, аксинча, иссиқлик ютилади. Бу иссиқлик миқдори биринчи контактда ажралиб чиққан иссиқликка тенг.

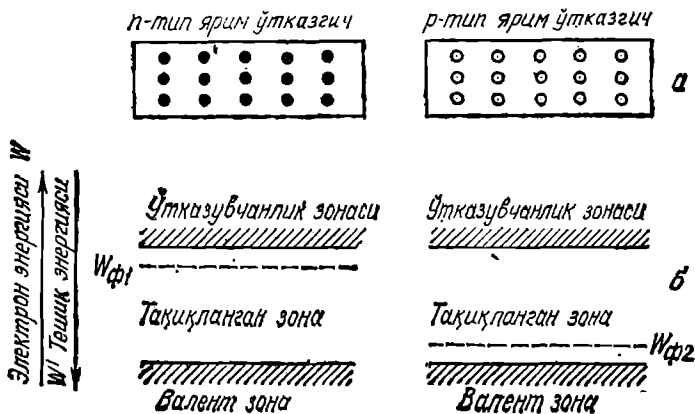
Пельте ҳодисасидан совиткич машиналар (холодильниклар) да фойдаланилади.

Томсон ҳодисаси эса қуйидагидан иборат: бир жинсли ўтказгич бўйлаб температуралар фарқи мавжуд бўлсин. Бундай ўтказгич орқали электр ток ўтиш жараёнида, Жоуль иссиқлигидан ташқари, токнинг йўналишига боғлиқ равишда қўшимча иссиқлик миқдори ажралади ёки ютилади.

Томсон ҳодисасини Пельте ҳодисасининг хусусий ҳоли деб қараш мумкин: Пельте ҳодисасида занжирдаги бир жинслимаслик икки бир-бири билан контактда бўлган ўтказгичнинг химиявий таркибидаги фарқ туфайли вужудга келади. Томсон ҳодисасида эса занжирдаги ўтказгич барча қисмларининг химиявий таркиблари бир хил, лекин температуралари фарқ қилади. Шунинг учун ўтказгичнинг иссиқроқ қисмидаги электронларнинг энергияси совуқроқ қисмидаги электронларнинг энергиясидан каттароқ бўлади. Демак, бир жинсли ўтказгич нотекис қиздирилганда бу ўтказгичда бир жинслимаслик вужудга келар экан. Бу бир жинслимаслик юқорида баён қилинган эффектни вужудга келтиради.

### 6-§. $p - n$ ўтиш

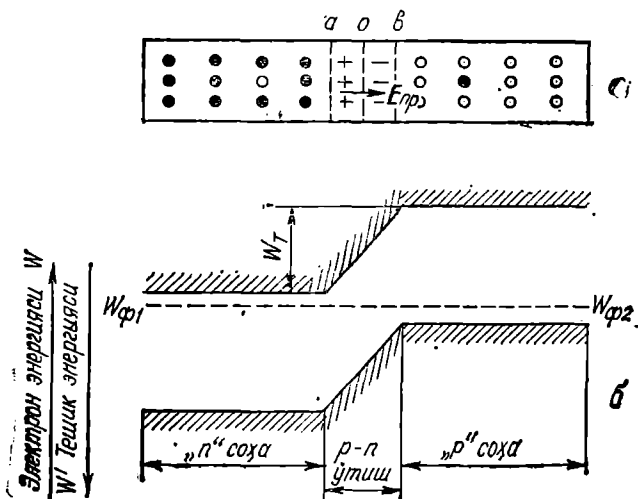
Иккита бир хил элемент (масалан, германий) дан иборат бўлган кристалл парчасини кўрайлик. Биринчи кристаллдаги аралашма атомининг валентлиги бешга, иккинчи кристаллда-



10.16- расм

ги аралашманики эса учга тенг бўлсин. У ҳолда биринчи кристалл  $n$ -тип, иккинчиси эса  $p$ -тип ярим ўтказгич бўлади. Бу кристаллар бир-бирига тегмаган (контакт бўлмаган) ҳол 10.16-а расмда тасвирланган. Бу расмда биринчи кристаллда  $p$ -тип аралашма атомлари туфайли вужудга келган асосий заряд ташувчилар—электронларни доирачалар билан, иккинчи кристаллда  $p$ -тип аралашма атомлари туфайли вужудга келган асосий заряд ташувчилар—тешикларни эса айланачалар билан тасвирлашга шартлашиб оламиз.

Бундан ташқари биринчи кристалл ( $n$ -тип ярим ўтказгич) да асосий бўлмаган заряд ташувчилар—тешиклар ва иккинчи кристалл ( $p$ -тип ярим ўтказгич) да асосий бўлмаган заряд ташувчилар—электронлар мавжуд бўлади. Бу асосий бўлмаган заряд ташувчилар кристалларнинг хусусий атомлари (биз текшираётган ҳолда германий атомлари) туфайли вужудга келади. Одатда, асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг концентрациясидан анча кам бўлади. Иккала кристалл бир-бирига тегизилмаган ҳолдаги уларнинг энергетик схемалари 10.16-б расмда тасвирланган. Бу схемаларни янада соддалаштириш мақсадида тўлдирилган валент зонанинг юқори қисми ва ўтказувчанлик зонасининг туб қисми тасвирланган, холос. Расмдан кўриниб турибдики, Ферми сатҳи  $n$ -тип ярим ўтказгичда тақиқланган зонанинг юқорироқ қисмида,  $p$ -тип ярим ўтказгичда эса тақиқланган зонанинг қуйироқ қисмида жой-



10.17- расм



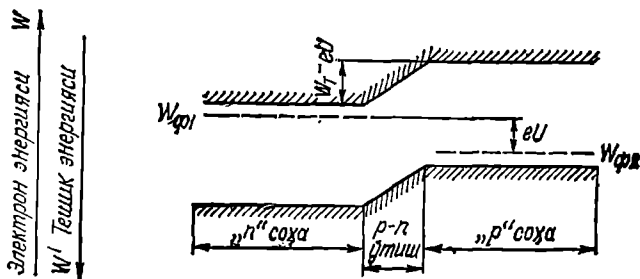
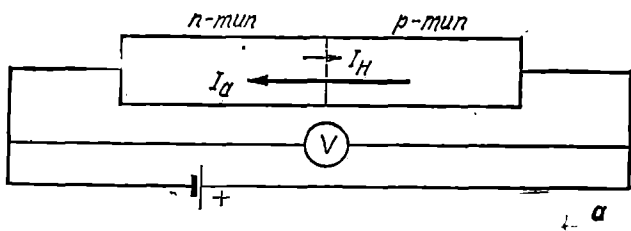
лашган. Энди бу иккала кристаллни бир-бирига шундай жипслаб тегизайликки, натижада улар орасида ниҳоят яхши электр контакт вужудга келсин (10.17-а расм).

Бу контакт орқали биринчи кристаллдаги заряд ташувчилар иккинчи кристаллга ва аксинча, иккинчи кристаллдаги заряд ташувчилар биринчи кристаллга ўта бошлайди. *n*-тип ярим ўтказгичдан *p*-тип ярим ўтказгичга ўтган электронлар *p*-тип кристаллнинг «*oв*» қатламдаги тешиқлар билан рекомбинациялашади. Натижада бу қатламда мусбат зарядли тешиқлар сони камайганлиги туфайли «*oв*» қатлам манфий зарядланиб қолади. Аксинча, *p*-тип ярим ўтказгичдан *n*-тип ярим ўтказгичга тешиқлар ўтиб, у ерда электронлар билан рекомбинациялашганлиги учун «*ао*» қатлам мусбат зарядланиб қолади. Демак, турли типдаги ярим ўтказгичларнинг тегиб турган чегаравий соҳасида қўш электр қатлам вужудга келиб, унинг электр майдони  $E_{np}$  электронларнинг биринчи кристаллдан иккинчисига ва тешиқларнинг иккинчи кристаллдан биринчисига янада ўтишига тўсқинлик қила бошлайди. Бошқача айтганда, бу қўш электр қатлам беркитувчи қатлам бўлиб хизмат қилади. Бу қатламдаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси ниҳоятда кичик. Шунинг учун бу қатламнинг электр қаршилиги ниҳоятда катта бўлади. Шундай қилиб, *n* ва *p*-тип ярим ўтказгичларнинг бир-бирига тегиб турган соҳасида (бу соҳанинг қалинлиги  $10^{-3}$  мм лар чамасида бўлади) вужудга келган қатламни *p*—*n*-ўтиши деб аталади. Олдиндан шунни қайд қилиб ўтайликки, икки хил типдаги ярим ўтказгичларни ўзаро бир-бири билан механик равишда жипслаштириш йўли билан *p*—*n*-ўтишни вужудга келтириш мумкин эмас. Лекин ўтишнинг моҳиятини оддийроқ тушунтириш мақсадида, биз атайлаб шундай ўхшатишдан фойдаланамиз. Кейинчалик *p*—*n*-ўтишни амалга ошириш технологиясининг принциплари билан танишамиз.

Энди, *p*—*n*-ўтишни зоналар назарияси асосида кўриб чиқайлик. *n*-ва *p*-тип ярим ўтказгичлар орасида электр контакт вужудга келтирилса, бу кристалл ягона системани ташкил этади ва Ферми сатҳлари бир хил баландликда жойлашади (10.17-б расм). Бу эса кристаллардаги энергетик зоналарнинг бир-бирига нисбатан силжишига ва бу икки ярим ўтказгичдан иборат системанинг зоналарини 10.17-б расмдагидек кўринишга келишига сабабчи бўлади. Бу расмда электрон қанчалик юқори энергетик сатҳда жойлашган бўлса, унинг энергияси шунчалик катта эканини, тешиқ эса қанчалик қуйи энергетик сатҳда жойлашган бўлса, унинг энергияси шунчалик катта эканини (чунки тешиқнинг заряди

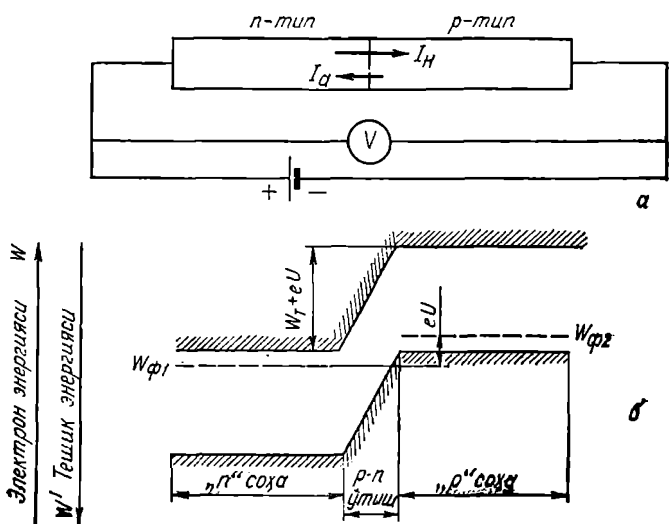
электроннинг зарядига тескари) эслайлик. Расмдан кўришиб турибдики,  $n$ -тип ярим ўтказгичдаги электронларнинг ўнг томонга ва  $p$ -тип ярим ўтказгичдаги тешикларни чап томонга ўтишига баландлиги  $W_T$  бўлган потенциал тўсиқ қаршилик қилади. Демак, зоналар назариясига асосан,  $p$ - $n$ -ўтиш кристаллардаги асосий заряд ташувчилар учун потенциал тўсиқ бўлиб хизмат қилади. Мувозанат вазиятида  $p$ - $n$ -ўтиш орқали фақат энергиялари потенциал тўсиқнинг баландлигидан каттароқ бўлган асосий заряд ташувчиларгина ўтади. Бу асосий заряд ташувчиларнинг оқими *асосий ток* ( $I_a$ ) деб аталади. Шу вақтнинг ўзида асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳам  $p$ - $n$ -тип ўтиш орқали ҳаракат қилиб, *ноасосий* ( $I_n$ ) *токни* вужудга келтиради. Шунини қайд этиш лозимки, асосий бўлмаган заряд ташувчиларга  $p$ - $n$ -ўтиш тўсиқинлик қилмайди. Аксинча  $p$ - $n$ -ўтишга иссиқлик ҳаракат туфайли етиб келган асосий бўлмаган заряд ташувчиларни  $p$ - $n$ -ўтишдаги электр майдон (контакт электр майдон  $E_{np}$ ) бир кристаллдан иккинчи кристаллга ўтишига кўмаклашади. Шундай қилиб, бир вақтнинг ўзида  $p$ - $n$ -ўтиш орқали қарама-қарши йўналишларда асосий ( $I_a$ ) ва ноасосий ( $I_n$ ) тоklar мавжуд бўлади. Мувозанат вазиятида бу тоklarнинг абсолют қийматлари тенг бўлади, шунинг учун  $p$ - $n$ -ўтиш орқали натижавий токнинг қиймати нолга тенг бўлади:

$$I = I_a + I_n = 0. \quad (10.4)$$

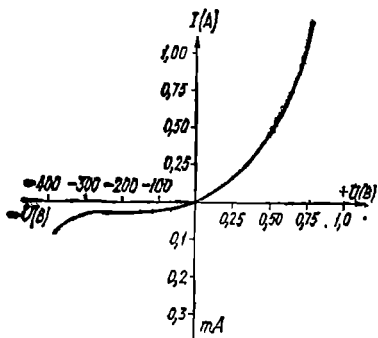


10.18- расм

Агар  $p-n$ -ўтишга ташқи кучланиш берилса, нагивавий токнинг қиймати нолдан фарқли бўлади, чунки бу кучланиш мувозанатни бузган бўлади. Ҳақиқатан,  $p$  ва  $n$ -типдаги ярим ўтказгичлардан иборат кристаллнинг « $n$ » соҳасига электр манбанинг манфий қутбини ва « $p$ » соҳасига мусбат қутбини улайлик. Бу улашни (10.18-*a* расм) *тўғри улаш*, кристаллга берилаётган ташқи кучланиш ( $U$ ) ни эса *тўғри кучланиш* деб аталади. Тўғри кучланиш натижасида кристаллда вужудга келаётган электр майдоннинг йўналиши  $p-n$ -ўтишдаги контакт электр майдоннинг йўналишига тескари бўлади. Бошқача айтганда, тўғри кучланиш контактдаги электр майдонни сусайтиради. Бу эса ўз навбатида энергетик сатҳлар схемасида потенциал тўсиқнинг баландлигини  $eU$  миқдорга камайишига сабаб бўлади. Бу ҳол 10.18-*b* расмда тасвирланган. Потенциал тўсиқнинг пасайиши  $p-n$ -ўтиш орқали асосий заряд ташувчилар оқимини кучайтиради, яъни асосий токнинг қийматини оширади. Потенциал тўсиқ қанчалик кўпроқ пасайса (бу пасайиш эса ташқи кучланиш  $U$  га пропорционал) асосий токнинг қиймати шунчалик каттароқ бўлади. Ноасосий токнинг қиймати эса ўзгармайди, чунки асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳаракатига потенциал тўсиқ қаршилиқ қилмас эди. Демак,  $p-n$ -ўтиш орқали оқаётган нагивавий токнинг қиймати тўғри кучланишга пропорционал равишда ортиб боради ва кристаллнинг « $p$ »



10.19- расм



10.20- расм

соҳасидан « $n$ » соҳаси томон йўналган бўлади (чунки  $|I_a| > |I_k|$ ). Бу йўналишни, одатда, *тўғри йўналиш* деб аталади.

Кристаллнинг « $n$ » соҳасига кучланиши  $U$  бўлган манбанинг мусбат қутбини, « $p$ » соҳасига эса манфий қутбини улайлик (10.19-а расм). Бу ҳолда кучланиш *тескари кучланиш* деб аташ одат бўлган. Тескари кучланиш сатҳлар схемаси-

да (10.19-б расм) потенциал тўсиқ баландлигини  $eU$  қадар оширади. Натижада асосий токнинг қиймати камайиб кетади. Ноасосий ток бу ҳолда ҳам ўзгармайди. Демак, бу ҳолда асосий токнинг қиймати ноасосий токнинг қийматидан кичик бўлади, яъни

$$|I_a| < |I_k|. \quad (10.5)$$

Шунинг учун натижавий токнинг йўналиши ноасосий токнинг йўналиши билан бир хил бўлади. Бу йўналишни *тескари йўналиш* дейилади.

Умуман, ҳар иккала ҳолда ҳам натижавий токнинг қиймати  $p-n$ -ўтишга берилган кучланишга боғлиқ равишда ўзгаради. Бу боғланиш  $p-n$ -ўтишнинг *вольтампер характеристикаси* дейилади.  $p-n$ -ўтишнинг вольтампер характеристикаси 10.20-расмда тасвирланган. Бу расмда кўришиб турибдики,  $p-n$ -ўтишнинг электр қаршилиги тўғри йўналишда жуда кичик қийматга, тескари йўналишда эса аксинча ниҳоят катта қийматга эга бўлади. Шунинг учун  $p-n$ -ўтиш орқали ўтувчи тўғри йўналишдаги токнинг қиймати тескари йўналишдаги токнинг қийматидан жуда (бир неча миллион марта) катта бўлади.

## 7-§. Ярим ўтказгичли диод ва триодлар

$p-n$ -ўтиш асосида ишлайдиган қурилмалар ҳақида фикрлашишдан олдин  $p-n$ -ўтишни ҳосил қилишнинг баъзи бир усуллари билан танишайлик. Юқорида  $p-n$ -ўтишни  $p$ - ва  $n$ -типдаги ярим ўтказгичларни бир-бирига тегизиш йўли билан ҳосил қилиб бўлмайди деб

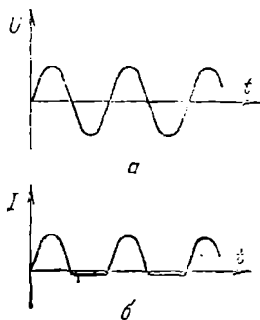
**айтгандик.** Шунинг учун, одатда,  $p-n$ - ўтишни ҳосил қилишда қуйидаги усуллардан фойдаланилади:

1. Масалан,  $n$ -типдаги германий кристаллининг устига озгина индий кристаллининг парчасини қўйиб, уларни аста-секин қиздирайлик. Индийнинг эриш температураси 428 К, германийники эса 1215 К. Шунинг учун температура ортиши натижасида индий эрийди, сўнг индий—германий аралашмаси германий кристалли ичига бир оз чуқурликкача кириб борган қатламни ташкил этади. Аста-секин совитиш натижасида бу қатлам ҳам кристалланади. Лекин у  $p$ -тип кристаллдир. Демак, юқоридаги процесс натижасида асосий кристалл бўлмиш  $n$ -тип германий устида  $p$ -тип германийдан иборат қатлам вужудга келди. Улар оралиғида эса  $p-n$ -ўтиш вужудга келади.

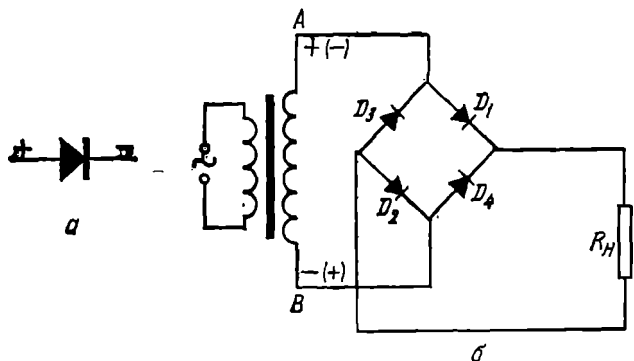
2. Бирор идишга, масалан,  $n$ -тип ярим ўтказгич ва ушбу ярим ўтказгичда  $p$ -тип ўтказувчанликка сабабчи бўладиган аралашма солаёлик. Идишнинг ҳавосини сўриб олиб, уни бирор инерт газ билан тўлдирамиз ва идишни герметик равишда беркитамиз. Қиздириш туфайли аралашма атомлари бугланади ва диффузия ҳодисаси натижасида ярим ўтказгич ичига кириб боради. Аралашма атомлари кириб борган қатлам  $p$ -тип ярим ўтказгичга айланади. Натижада ярим ўтказгич сиртидан унчалик чуқур бўлмаган масофада  $p-n$ -ўтиш вужудга келади.

Биз юқорида баён этган  $p-n$ -ўтишни ҳосил қилиш усулларида ташқари анча мураккаброқ технологияли усуллар ҳам мавжуд. Лекин улар устида тўхталмаймиз.

Энди ярим ўтказгичли қурилмаларнинг ишлаш принципи билан танишайлик. Олдинги параграфда танишиб ўтганимиздек,  $p-n$ -ўтиш орқали электр ток асосан бир йўналиш (тўғри йўналиш) да оқар эди.  $p-n$ -ўтишнинг бу хусусиятидан ўзгарувчан токни тўғрилаш мақсадида фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан,  $p-n$ -ўтишга 10.21-а расмда тасвирланган синусондал қонун бўйича ўзгарувчи кучланиш қўйилган бўлсин. Тоқ ярим даврлардаги кучланиш айни  $p-n$ -ўтиш учун тўғри кучланиш бўлса, жуфт ярим даврлардагиси эса тескари кучланиш бўлади. Шунинг учун  $p-n$ -ўтиш орқали оқаетган ток кучининг вақт-



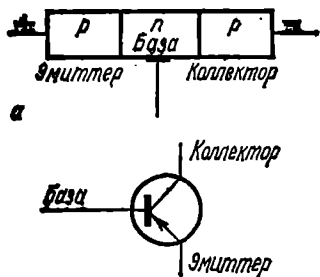
10.21- расм



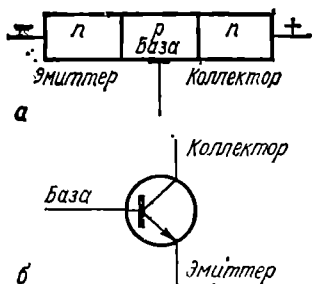
10.22- расм

га боғлиқлиги 10.21-б расмдагидек бўлади. 10.22-а расмда ярим ўтказгичли тўғрилагич (диод) нинг схемаларидаги шартли тасвирланиши кўрсатилган. Кўпинча ярим ўтказгичли диодлардан иборат тўғрилагичларнинг кўприк схемаларидан (10.22-б расм) кенг фойдаланилади. Бу схемага асосан, тўғрилагичнинг ишлаш принципи қуйидагича: кучланишнинг тоқ ярим даврларида (шартли равишда бу даврларда трансформатор иккиламчи чулғамининг  $A$  учи мусбат,  $B$  учи эса манфий қутб деб қаралиши мумкин)  $D_1$  ва  $D_2$  диодлар ток ўтказади.  $D_3$  ва  $D_4$  диодлар эса берк бўлади. Натижада ток  $A$  нуқтадан диод  $D_1$ , нагрузка қаршилиги  $R_n$ , диод  $D_2$  орқали  $B$  нуқтага оқади. Кучланишнинг жуфт ярим даврларида (бу даврларда  $A$  нуқта манфий,  $B$  нуқта эса мусбат қутб деб қаралади)  $D_3$  ва  $D_4$  диодлар ток ўтказади.  $D_1$  ва  $D_2$  диодлар эса берк бўлади. Бунда ток  $B$  нуқтадан диод  $D_4$ , нагрузка қаршилиги  $R_n$ , диод  $D_3$  орқали  $A$  нуқтага оқади. Демак, тоқ ярим даврларда ҳам, жуфт ярим даврларда ҳам, нагрузка қаршилиги орқали ўтувчи токнинг йўналиши бир хил бўлар экан. Шунинг учун тўғрилагичнинг кўприк схемасида токнинг иккала ярим даврларидан фойдаланиш имконияти туғилади.

$p-n$ -ўтишнинг хусусиятларидан фойдаланиб электр сигналларни кучайтирувчи қурилма — ярим ўтказгичли триодлар ясаш мумкин. Одатда бундай қурилмани транзистор деб аталади. Транзисторларнинг тузилиши 10.23-а ва 10.24-а расмларда тасвирланган. Транзисторлар учта юққа қатламдан ташкил топган бўлади. Бу расмларда кўриниб урибдики, транзисторлардаги четки қатламлар ҳамма вақт



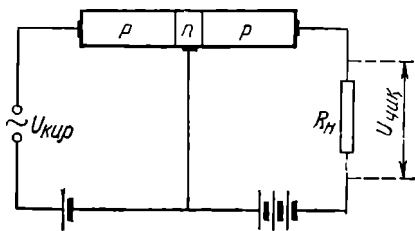
10.23- расм



10.24- расм

бир хил типдаги ўтказувчанликка эга бўлади. Ўртадаги қатламнинг ўтказувчанлиги четки қатламларникидан бошқача бўлади, яъни четки қатламларнинг ўтказувчанлиги  $p$ -тип бўлса, ўрта қатламнинг ўтказувчанлиги  $n$ -тип бўлиши керак (10.23-*а* расм) ва аксинча (10.24-*а* расм). Транзисторнинг ўрта қатлами база деб, четки қатламлари эса эмиттер ва коллектор деб аталади.  $p-n-p$ - ва  $n-p-n$ -транзисторларнинг схемаларида тасвирланиши мос равишда 10.23-*б* ва 10.24-*б* расмларда кўрсатилган.

Энди транзистор ёрдамида электр сигнални кучайтириш принципи билан танишайлик. 10.25-расмда  $p-n-p$ -транзисторни умумий база бўйича улаш схемаси тасвирланган. Транзисторда икки  $p-n$ -ўтиш мавжуд. Биринчи  $p-n$ -ўтиш эмиттер ва база ўртасида, иккинчиси эса база ва коллектор ўртасида. Шунинг учун транзисторни икки бир-бирига қарама-қарши уланган  $p-n$ -диодлардан ташкил топган дейиш мумкин. 10.25-расмдаги уланишда кириш диодига (яъни транзистордаги биринчи  $p-n$ -ўтишга) тўғри кучланиш, чиқиш диодига (яъни транзистордаги иккинчи  $p-n$ -ўтишга) эса тескари кучланиш берилган. Тескари кучланишнинг қиймати тўғри кучланишнинг қийматига қараганда бир неча марта катта. Тўғри кучланиш таъсирида биринчи  $p-n$ -ўтиш орқали эмиттердан база томон асосий ток оқади. Бу токни, одатда, эмиттер токи ( $I_e$ ) дейилади. Эмиттерда асосий заряд ташувчилар — тешиклардир.



10.25- расм

Тешиқлар базага ўтгач, қисман базадаги асосий заряд ташувчилар — электронлар билан рекомбинациялашади. Одатда транзистор яшаш вақтида базадаги аралашма атомлари эмиттердаги аралашма атомларидан тахминан бир неча юз марта кам қилиб олинади. Демак, эмиттердаги тешиқлар сони ҳам базадаги электронлар сонидан тахминан бир неча юз марта кўп бўлади. Шунинг учун эмиттердан базага ўтган тешиқларнинг тахминан бир процентча қисми базадаги электронлар билан рекомбинациялашади. Тешиқларнинг қолган асосий қисми транзистордаги иккинчи  $p-n$ -ўтиш орқали ҳеч қандай қаршилиқка учрамай, базадан коллекторга ўтади. Ҳақиқатан, иккинчи  $p-n$ -ўтишга тескари кучланиш берилган. Бу кучланиш таъсирида  $p-n$ -ўтиш орқали асосий бўлмаган заряд ташувчиларгина ўтади. Кўрилатган ҳолда (10.25-расм) база вазифасини  $n$ -тип ярим ўтказгич бажаряпти. Бошқача айтганда, базадаги асосий заряд ташувчилар эса — тешиқлардир. Шунинг учун базадаги тешиқлар (базанинг ўзидаги тешиқлар ҳам, эмиттердан базага ўтган тешиқлар ҳам) тескари кучланиш таъсирида базадан коллекторга ўтиб, коллектор токи ( $I_k$ ) ни ташкил этади. Юқоридаги мулоҳазаларга асосланиб, коллектор токи эмиттер токига тахминан тенг, деб хулоса қилиш мумкин ( $I_k \approx I_e$ ).

Агар транзисторнинг эмиттер занжиридаги кучланиш бирор қонуният асосида ўзгариб турса, унга монанд равишда эмиттер токнинг қиймати  $I_e$  ҳам ўзгаради. Эмиттер токнинг ўзгариши эса коллектор токнинг ўзгаришига сабаб бўлади. Коллектор занжиридаги нагрузка қаршилиги ( $R_n$ ) да кучланиш тушиши (одатда бу кучланишнинг тушишини чиқиш кучланиши дейилади) нинг қиймати қуйидагига тенг бўлади:

$$U_{\text{чик.}} = I_k R_n. \quad (10.6)$$

Эмиттер занжиридаги ўзгарувчи кучланишни эса

$$U_{\text{кир.}} = I_e R_{\text{кир.}}. \quad (10.7)$$

шаклида ёзиш мумкин. Бунда  $R_{\text{кир.}}$  ўзгарувчи кучланиш занжиридаги (занжирнинг кириш қисмидаги) қаршилиқ.

(10.6) нинг (10.7) га нисбатини олсак, кучланиш бўйича кучайтириш коэффициенти  $K_U$  ни топган бўламиз:

$$K_U = \frac{U_{\text{чик.}}}{U_{\text{кир.}}} = \frac{I_k R_n}{I_e R_{\text{кир.}}} \approx \frac{R_n}{R_{\text{кир.}}}. \quad (10.8)$$



Ҳозирги вақтда  $K_U \sim 1000$  бўлган германий транзисторлари мавжуд.

Туннел диодлар деб номланган диодларнинг ишлаш принципини  $p-n$ -ўтиш соҳасидаги потенциал тўсиқдан электронларнинг туннел эффект туфайли ўтишига асосланган. Бу диодлар ниҳоят кам қувват сарфлайди. Улар ҳисоблаш машиналарида, учириш аппаратларидаги электрон қурилмаларда кенг қўлланилади.

### 8-§. Ярим ўтказгичларнинг фотоўтказувчанлиги

Электромагнит нурланиш таъсирида ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлигининг ортиши фотоўтказувчанлик билан боғлиқдир. Ярим ўтказгич фотоўтказувчанлигининг моҳияти билан танишайлик.

1. Соф ярим ўтказгичга электромагнит нурланиш кванти тушганда валент зонадаги электрон ўтказувчанлик зонасига ўтиши мумкин (10.6-б расмга қ.) Натижада валент зонада тешик вужудга келади. Бундай ўтиш электромагнит нурланиш квантининг энергияси  $h\nu$  ва ярим ўтказгич таққиланган зонасининг энергетик кенглиги  $\Delta W$  орасида қуйидаги муносабат бажарилган ҳоллардагина амалга ошади:

$$h\nu \geq \Delta W. \quad (10.9)$$

Бинобарин, электромагнит нурланиш таъсирида соф ярим ўтказгичда қўшимча электрон-тешик жуфтларнинг вужудга келиши хусусий электр ўтказувчанликнинг ортишига, яъни хусусий фотоўтказувчанликка сабаб бўлади.

2. Ярим ўтказгич таркибида аралашмалар мавжуд бўлган ҳолларда (10.9) шарт бажарилмаса ҳам фотоўтказувчанлик амалга ошиши мумкин. Хусусан, ярим ўтказгичда донор аралашма мавжуд бўлса ва

$$h\nu \geq \Delta W_d \quad (10.10)$$

шарт бажарилса, донор сатҳдаги электрон (10.9-расмга қ.) ўтказувчанлик зонасига ўта олади. Агар ярим ўтказгичда акцептор аралашма мавжуд бўлса ва

$$h\nu \geq \Delta W_a \quad (10.11)$$

шарт бажарилса, тўлдирилган валент зонадаги электрон электромагнит нурланиш квантининг энергияси эвазига акцептор сатҳга кўтарилиши мумкин (10.11-расмга қ.).

Натижада электромагнит нурланиш таъсирида аралашмали электр ўтказувчанлик ортади, яъни ярим ўтказгичнинг аралашмали фотоўтказувчанлиги содир бўлади.

## 9-§. Люминесценцион нурланиш

Баъзи жисмлар ёруғлик, ультрабинафша ёки рентген нурлари таъсирида шуълаланади, бошқача айтганда, бу жисмлар нурланиш чиқаради. Бу нурланишнинг спектри жисмга тушаётган нурларнинг спектридан фарқ қилади. Бундай нурланиш люминесценция деб аталади. Баён этилган ҳодиса нурлар таъсирида вужудга келганлиги туфайли уни *фотолюминесценция* деб ҳам аталади. Нурлардан бошқа таъсилрлар ҳам люминесценцияни вужудга келтириши мумкин:

1) жисм электронлар ёхуд бошқа зарралар билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўладиган нурланиш (масалан, телевизор экранининг нурланиши) *катодолюминесценция* дейилади;

2) жисмдан электр ток ўтганда *электролюминесценция* кузатилади;

3) химиявий реакциялар туфайли вужудга келадиган нурланиш (масалан, фосфорнинг оксидланишидаги нурланиш) *хемилюминесценция* номи билан юритилади. Демак, люминесценция ҳодисаси рўй бериши туфайли турли хил энергиялар ёруғлик энергияга айланади. Люминесценцион нурланиш чиқарадиган жисмлар ниҳоят кўп: 1) баъзи элементларнинг буғлари ва газлар; 2) баъзи жисмларнинг тузлари ва уларнинг эритмалари; 3) бензол, нафталин, антрацен каби органик жисмлар; 4) таркибига металл ионлари аралашган баъзи ноорганик жисмлар. Бу жисмларнинг ҳаммаси ягона ном билан *люминофорлар* деб аталади.

Люминесценцион нурланиш, иссиқлик нурланишдан фарқли равишда, мувозанатсиз нурланишдир. Бу нурланишнинг вужудга келиши қўйидагича: бирор турдаги энергия таъсирида люминофорнинг бир қанча атом ёки молекулалари уйғонган ҳолатга ўтади. Уларни асосий ёки қўйироқ уйғонган ҳолатга қайтишида эса люминесценцион нурланиш вужудга келади. Бу нурланиш қанча вақт давом этади деган савол туғилиши мумкин. Нурланишнинг давом этиш муддати уйғонган ҳолатнинг яшаш вақти билан аниқланиши лозим, албатта. Ҳақиқатан, тажрибаларда люминесценцияни вужудга келтирувчи сабаб таъсири тўхтагандан сўнг нурланиш маълум муддат давом этганлиги кузатилади. Ҳар хил люминофорлар учун бу муддат  $10^{-10}$  с дан бир неча соатларгача бўлган вақтлар интервалини ташкил қилади. Шартли равишда сўниш вақти ( $10^{-9} \div 10^{-8}$  с) бўлган люминесценцияни *флуоресценция* деб, бундан узоқроқ вақт

давом этган люминесценцияни эса *фосфоресценция* дейилади.

Юқорида баён этилганидек, люминесценциянинг турлари кўп. Биз фотолюминесценция устида тўхталиб ўтамиз. Фотолюминесценция учун *Стокс қондаси* ўринли: *люминесценцион нурланишнинг тўлқин узунлиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидан каттароқ бўлади*. Квант оптикисида Стокс қондасини оддийгина тушунтириш мумкин. Агар жисм энергияси  $h\nu_0$  бўлган фотонни ютса, бу энергия қисман  $h\nu$  энергияли люминесценцион нурланиш фотони тарзида қайтарилади, қолган қисми эса жисмнинг ичида содир бўлувчи турли хил жараёнларда бошқа тур энергияларга айланади. Демак,  $h\nu < h\nu_0$ , яъни  $\nu < \nu_0$ . Бу тенгсизликни тўлқин узунликлар орқали ифодаласак ( $\lambda = c/\nu$  га асосан),  $\lambda > \lambda_0$  ҳосил бўлади. Бу Стокс қондасининг ифодасидир.

Люминесценцион нурланиш спектри люминофорнинг химиявий таркибига ва унинг молекуляр тузилишига боғлиқ. Бу эса люминесценцион нурланишдан фойдаланиб люминофорлик вазифасини ўтаётган жисмни ўрганиш имконини беради. Бундан ташқари люминесценция газ-ёруғлик лампаларда, театрал техникада ҳам қўлланилади.

## Х И Б О В

### ЯДРО ФИЗИКАСИ

#### 1-§. Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари

Атомнинг ядро модели таклиф этилгандан сўнг, таҳминан саккиз йиллар чамасида ядронинг таркиби ҳақида назарий мунозаралар давом этди, холос. Лекин 1919 йилда Резерфорд азот ядроларини альфа-зарралар билан бомбардимон қилинганда улардан водород ядролари ажралиб чиқишини кузатди. Резерфорд ажралиб чиққан бу зарраларни *протон* (грекча — «биринчи» деган сўздан олинган) деб атади. Яна бир элементар зарра — нейтронни 1932 йилда Резерфорднинг шогирди Чедвик аниқлади. Шундан сўнг 1932 йилда совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис олими Вернер Гейзенберг бир-биридан мустақил равишда *атом ядроси протонлар ва нейтронлардан ташкил топган*, деган фикрни илгари сурдилар. Шу тариқа атом ядросининг протон-нейтрон модели яратилди. Протон ва ней-

тронни ягона ном билан *нуклон* деб аталди. Бу ном лотинча nucleus «ядро» деган сўздан олинган бўлиб, у протон ва нейтрон ядровий зарралар эканлигини англатади. Ана шу нуклонларнинг асосий характеристикалари билан танишайлик.

Протон мусбат элементар электр зарядга эга бўлган зарра, яъни  $q_p = +e = +1,60219 \cdot 10^{-19}$  Кл. Унинг тинчликдаги массаси  $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27}$  кг. Атом ва ядро физикасида массанинг атом бирлиги (қисқартиб «м. а. б.» шаклида ёзилади) дан кенг фойдаланилади. Бу бирлик СТ СЭВ 1052 — 78 га асосан рухсат этилган. 1 м. а.б. углерод — 12 атоми массасининг  $1/12$  улушига, яъни  $1,66057 \cdot 10^{-27}$  кг га тенг. Натижада  $m_p = 1,007276$  м. а. б. бўлади. Нейтрон эса электронейтрал зарра бўлиб, унинг тинчликдаги массаси  $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$  кг = 1,008665 м. а. б. га тенг. Бундан ташқари энергия ва массанинг эквивалентлик қонуни ( $W = mc^2$ ) га асосланиб, масса Ж ларда ёхуд эВ ларда ( $1\text{Ж} = 6\,2419 \cdot 10^{18}$  эВ) ҳам ифодаланади. Демак,

$$\begin{aligned} m_p &= 1,5033 \cdot 10^{-10} \text{ Ж} = 938,28 \text{ МэВ}, \\ m_n &= 1,5054 \cdot 10^{-10} \text{ Ж} = 939,57 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (11.1)$$

Ҳар қандай фермионлар қаби нуклонларнинг ҳам спинлари яримга тенг, яъни  $s = 1/2$ . Элементар зарралар спинларини квант сон ёрдамида ана шундай ёзиш қабул қилинган. Протон ёхуд нейтроннинг спини  $1/2$  га тенг дейилганда, нуклон спинининг ихтиёрий йўналишга (масалан, ташқи магнит майдон йўналишига) проекцияси  $\frac{1}{2} \hbar = \frac{1}{2} \times \times 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} = 0,5273 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$  га тенг эканлигини тушунишимиз лозим.

Протон ва нейтронлар хусусий магнит моментларга ҳам эга, уларнинг қийматлари қуйидагича:

$$\begin{aligned} \mu_p &= +2,79 \mu_{\text{я}}, \\ \mu_n &= -1,91 \mu_{\text{я}}. \end{aligned} \quad (11.2)$$

Бу ифодадаги  $\mu_{\text{я}}$  ядролар ва зарраларнинг магнит моментларини ўлчаш учун қўлланиладиган ва *ядровий магнетон* деб аталувчи катталиқ. Бу тушунча Бор магнетонига қиёсан киритилган. Агар Бор магнетони ифодасининг махражидagi электрон массаси  $m_e$  ўрнига протон массаси  $m_p$  ни қўйсак, ядровий магнетоннинг ифодаси ҳосил бўлади:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}. \quad (11.3)$$

Энди атом ядросини характерловчи катталиклар билан танишайлик. Д. И. Менделеев даврий жадвалидаги элементларнинг тартиб номери  $Z$  шу элемент атоми ядросининг зарядини аниқлайди, яъни  $q_{\text{я}} = +Ze$ . Барча ядролар ичиде водород атомиининг ядроси энг кичик зарядга, яъни протоннинг заряди  $+e$  га тенг. Кислород атоми ядросининг заряди  $+8e$ . Кумушники  $+47e$ , олтинники  $+79e$ , уранники эса  $+92e$  га тенг.

Ядродаги нуклонлар сони, яъни ядро таркибидаги барча протонлар сони  $Z$  ва барча нейтронлар сони  $N$  нинг йиғиндис

$$Z + N = A$$

ядронинг масса сони дейилади.

Ядроларни белгилашда элементнинг химиявий симболидан фойдаланиб, символнинг юқоридаги ўнг томонида ядронинг масса сони ёзилади. Масалан,  $\text{Li}^7$ ,  $\text{Au}^{197}$  ва ҳоказо. Баъзан символнинг пастки чап томонида элементнинг тартиб номери (протонлар сони) ҳам қайд қилинади:  ${}_8\text{O}^{16}$ ,  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ ,  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$ ,  ${}_{75}\text{Re}^{182}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{238}$ .

Баъзи ҳолларда эса ядродаги протонлар ва нейтронлар сонини акс эттириш учун химиявий символнинг пастки ўнг томонига нейтронлар сони ҳам ёзиб қўйилади:  ${}_{83}\text{Bi}_{126}^{209}$ ,  ${}_{92}\text{U}_{146}^{238}$ .

Демак, ядрони характерлаш учун  $Z$ ,  $N$  ва  $A$  сонлар қўлланилади. Бу уч сондан бирортаси ўзгармас бўлган ядроларни умумлаштирувчи қуйидаги номлардан фойдаланилади:

1)  $Z$  лари бир хил бўлган ядролар *изотоплар* дейилади. Масалан, водороднинг учта изотопи мавжуд:  ${}_1\text{H}_0^1$  (протий),  ${}_1\text{H}_1^2$  (дейтерий) ва  ${}_1\text{H}_2^3$  (тритий). Демак, изотоплар деганда нейтронларининг сонлари билан фарқланувчи айни элемент атомларининг ядроларини тушуниш лозим.

2)  $N$  лари бир хил бўлган ядролар *изотонлар* дейилад. Масалар,  ${}_7\text{N}_8^{15}$ ,  ${}_8\text{O}_8^{16}$ ,  ${}_9\text{F}_8^{17}$ .

3)  $Z$  ва  $N$  лари ҳар хил, лекин  $A = Z + N$  лари бир хил бўлган ядролар *изобарлар* дейилади. Масалан,  ${}_{74}\text{W}_{107}^{181}$ ,  ${}_{75}\text{Re}_{106}^{181}$ ,  ${}_{76}\text{Cs}_{105}^{181}$ ,  ${}_{77}\text{Ir}_{104}^{181}$ .

Ядроларнинг импульс моменти (ёки оддийгина спинлари) ядро таркибига кирувчи нуклонларнинг орбитал ва хусусий моментларининг вектор йиғиндис шаклида аниқланади. Ядролар спинларининг қийматлари  $Z$  ва  $N$  ларнинг тоқ ёки жуфтлигига боғлиқ:

а)  $Z$  ва  $N$  лари жуфт сонлар билан ифодаланган барча ядролар (бундай ядролар жуфт-жуфт ядролар деб аталади) нинг спинлари нолга тенг;

б)  $Z$  ва  $N$  лари тоқ сонлар билан ифодаланган ядролар (бундай ядролар тоқ-тоқ ядролар деб аталади) нинг спинлари бутун сонли қийматларга (масалан, 0, 1, 2, ...) эга бўлади;

в) нуклонларининг умумий сони  $A = Z + N$  тоқ сонли қийматлар билан аниқланадиган ядролар ( $Z$ -тоқ,  $N$ -жуфт, ёки аксинча,  $Z$ -жуфт,  $N$ -тоқ бўлиши лозим) нинг спинлари  $1/2, 3/2, 5/2$  ва ҳоказо қийматларга тенг бўлади.

Ядронинг магнит моментини ядро таркибидаги нуклонлар хусусий магнит моментларининг вектор йиғиндиси тарзида ифодалаш мумкин эмас. Бу фикримизнинг исботи тариқасида  $H^2$  (дейтерий) ядроси устида мулоҳаза юритайлик.  $H^2$  ядроси битта протон ва битта нейтрондан ташкил топган. Унинг спини 1 га тенг. Бундан протон ва нейтроннинг спинлари бир хил йўналишга эга (чунки  $1/2 + 1/2 = 1$ ), деган хулосага келамиз. У ҳолда дейтерийнинг магнит momenti

$$\mu_n = \mu_p + \mu_n = (2,79 - 1,91\mu_n) = 0,88\mu_n$$

бўлиши лозим эди. Тажрибаларда эса дейтерийнинг магнит momenti  $0,86\mu_n$  га тенглиги топилди. Демак, ядронинг магнит momentида нуклонларнинг хусусий магнит momentларидан ташқари протонларнинг орбитал магнит momentларининг ҳиссаси ҳам мавжуд.

Ядро ўлчамларини аниқлаш учун бир қатор тажрибалар ўтказилган. Бу тажрибаларда ядроларнинг шакли сферага яқинлигини ва бу сфераларнинг радиуслари ядронинг масса сонини  $1/3$  даражасига пропорционал эканлиги аниқланди:

$$R_n \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м.} \quad (11.4)$$

Ядро модданинг зичлигини эса тақрибий равишда қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$\rho_n = \frac{m_n}{V_n} = \frac{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{4}{3} \pi R_n^3 \text{ м}^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Демак, ядро модданинг зичлиги ядро таркибидаги нуклонлар сонига боғлиқ эмас. Унинг қиймати шу қадар кат-

таки, ядровий модда зичлигидек зичликка эга бўлган жисмдан ясалган, радиуси 200 м чамасидаги шарнинг массаси Ернинг массасига тенг бўлар эди.

## 2-§. Ядровий кучлар

Ядро ўлчамлари билан танишгандан сўнг қуйидагича мулоҳаза юритишимиз мумкин. Ядро таркибидаги икки протон орасида, Кулон қонунига асосан, миқдори

$$F_k = \frac{e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = 34 \text{ Н}$$

бўлган ўзаро итаришиш кучи таъсир қилиши лозим. Оғир ядроларда (бу ядроларда бир неча ўнлаб протонлар мавжуд) эса кулон кучининг миқдори бир неча минг ньютонга етади. Бундай кучлар таъсирида ядрогаги протонлар тарқаб кетиши лозим эди. Ваҳоланки, барқарор ядролар мавжуд. Балки ядролар барқарорлигининг сабабини нуклонлар орасидаги ўзаро тортишиш гравитацион кучларининг таъсири билан тушунтириш мумкиндир. Бироқ икки протон орасидаги гравитацион кучнинг миқдори

$$F_{гр} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} \text{ Н}$$

га тенг, яъни гравитацион куч кулон кучидан тахминан  $10^{36}$  марта кичик. Шунинг учун барқарор ядроларнинг мавжудлигини ядро ичида тортишиш характериға эга бўлган қудратли ядровий кучлар билан тушунтирилади. *Ядровий кучларнинг хусусиятлари* тажрибаларда яхшигина ўрганилган. Бу хусусиятларнинг асосийлари қуйидагидан иборат:

1) нуклонлар орасидаги масофа  $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$  м бўлганда ядровий кучлар тортишиш характериға,  $r < 1 \cdot 10^{-15}$  м масофаларда эса итаришиш характериға эга бўлади.  $r > 2 \cdot 10^{-15}$  м масофаларда ядровий кучларнинг таъсири деярли сезилмайди; с

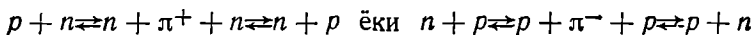
2) ядровий кучларнинг миқдори ўзаро таъсирлашаётган нуклонларнинг зарядли ёхуд зарядсиз бўлишиға боғлиқ эмас, яъни икки протон, икки нейтрон ёки протон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсирнинг катталиги бир хил бўлади;

3) ядровий кучлар ўзаро таъсирлашадиган нуклонлар спинларининг йўналишиға боғлиқ. Бунга иккита нуклондан ташкил топган система мисол бўла олади. Нейтрон ва протоннинг спинлари фақат параллел бўлган тақдирдагина система боғлиқ бўлади, яъни дейтерий ( $H^2$ ) ҳосил бўлади.

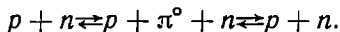
Спинлари антипараллел бўлган нейтрон ва протон  $N^2$  ни ҳосил қилмайди;

4) ядровий кучлар тўйиниш хусусиятига эга, яъни ҳар бир нуклон ядродаги барча нуклонлар билан эмас, балки ўзининг атрофидаги чекли сонли нуклонлар билан бир вақтнинг ўзида таъсирлаша олади. Ядровий кучларнинг бу хусусияти молекуладаги атомларнинг валент боғланишини эслатади. Масалан, водород атоми фақат яна битта атом билан бирикиши, углерод эса бир вақтнинг ўзида бошқа тўртта атом, билан боғланиши мумкин. Маълумки, валент боғланиш молекуладаги атомларнинг бир-бири билан доимо валент электронлар алмашиб туриши туфайли вужудга келади. Водород атомининг битта валент электрони бўлганлиги учун у биттадан ортиқ атом билан электрон алмаша олмайди, албатта. Углероднинг эса тўртта валент электрони бор. Шунинг учун у икки, уч ёки тўртта атом билан электронлар алмашиб туриши мумкин. Бошқача айтганда, валент кучларнинг тўйиниш сабаби — уларнинг алмашинувчи кучлар эканлигида эди. Худди шунингдек, ядровий кучларнинг тўйиниши — улар алмашинувчи кучлар эканлигидан далолат беради. Умуман, алмашинувчи кучлар квантомеханик тушунчадир. Бунда икки зарра бир-бири билан учинчи хил заррани доимо алмашиб туриш воситасида боғланган бўлади.

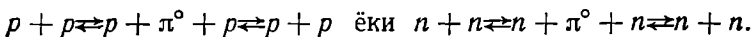
Ҳақиқатан, замонавий тасаввурларга асосан, ядродаги нуклонлар бир-бири билан пи-мезонлар алмашиб туради. Пи-мезонлар уч хил бўлади: мусбат ( $\pi^+$ ), манфий ( $\pi^-$ ) ва нейтрал ( $\pi^0$ ). Протон ва нейтроннинг ўзаро таъсирлашиши қуйидагича амалга ошади: протон  $\pi^+$  чиқариб ўзи нейтронга айланади,  $\pi^+$  ни нейтронга ютади ва у протонга айланади. Бу жараёни схематик тарзда



шаклида ёзиш мумкин. Бунда протон ва нейтрон орасида заряд алмашиниши рўй берапти. Протон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсир  $\pi^0$  воситасида ҳам рўй бериши мумкин, лекин бу ҳолда нуклонлар заряд алмашмайди:



Протон ва протон ёки нейтрон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсир ҳам  $\pi^0$  воситачилигида ўтади:



Шундай қилиб, нуклонлар доимо мезон чиқариб ва ютиб туради, яъни улар мезонлар булути билан қопланган бўла-



ди. Хусусан, нейтрон ўз умрининг маълум қисмини  $p + \pi^-$  ҳолатда (бундай ҳолат виртуал ҳолат дейилади) ўтказди.  $\pi^-$  нинг орбитал ҳаракати туфайли нейтрон манфий магнит моментга ( $\mu_n = -1,91\mu_n$  эканлигини эсланг) эга бўлади. Худди шунингдек протон маълум муддат  $n + \pi^+$  виртуал ҳолатда бўлади. Бу вақт ичида  $\pi^+$  орбитал ҳаракатда қатнашади. Шунинг учун протоннинг магнит momenti  $\mu_n$  га эмас, балки каттароқ қийматга, яъни  $2,79\mu_n$  га тенг.

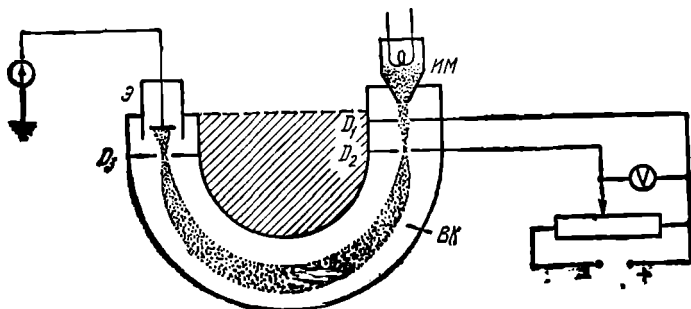
### 3-§. Ядро массаси ва боғланиш энергияси

Турли элементлар изотопларининг массалари *масс-спектрометр* деб аталувчи қурилмалар ёрдамида етарлича аниқлик билан ўлчанади. Масс-спектрометрларнинг тузилиши 11.1-расмда тасвирланган. Ион манбаида (ИМ) жисм атомлари мусбат зарядланган ионларга айлантирилади. Сўнгра  $D_1$  ва  $D_2$  тирқишли тўсиқлар ораллиғида  $q$  зарядли ионлар  $qU$  энергиягача тезлатилади, яъни вакуум камерага (ВК) кираётган ионлар учун

$$\frac{mv^2}{2} = qU \quad (11.5)$$

муносабат ўринли бўлади. Бунда  $m$  — ионнинг массаси,  $v$  — унинг тезлиги. Вакуум камерада ионларга перпендикуляр йўналишдаги бир жинсли магнит майдон таъсир этади. Бу майдон таъсирида ион айланма траектория бўйича ҳаракатланади.  $R$  радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланаётган ионга таъсир этувчи марказдан қочма куч индукцияси  $B$  бўлган магнит майдон томонидан таъсир этувчи лорентц кучига тенг, яъни

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \quad (11.6)$$



11.1- расм

(11.5) ва (11.6) тенгламаларни бирга ечсак,

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \quad (11.7)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Демак,  $m$  масса ва  $q$  заряд билан характерланувчи ионнинг индукцияси  $B$  бўлган бир жинсли майдондаги айланма траекториясининг радиуси  $U$  тезлатувчи потенциал билан аниқланади. Шунинг учун тезлатувчи потенциални аста-секин ўзгартириб, ион орбитасининг радиусини камера радиусига мослаштириш мумкин. Натижада ионлар  $D_3$  тўсиқдаги тирқишдан ўтиб Э электрометрга тушади, бу эса ўз навбатида электрометр токнинг қийматини кескин ошишига сабаб бўлади (11.7) ифодадан фойдаланиб ион массаси аниқланади. Ядро массаси ҳақида ахборот олиш учун ион массасидан унинг таркибидаги барча электронлар массаларини айириш керак, албатта. Масс-спектрометрлар ёрдамида олинган маълумотлар шуни кўрсатадики, ядронинг массаси унинг таркибидаги нуклонлар массаларининг йиғиндисидан кичик. Масалан,  $\text{He}^4$  ядросининг массаси 4,001523 м.а.б. га тенг. Бу ядро икки протон ва икки нейтрондан ташкил топган. Бу нуклонларнинг умумий массаси  $2m_p + 2m_n = (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665)$  м. а. б. = 4,031882 м.а.б. га тенг. Демак,  $\text{He}^4$  ядросининг массаси унинг таркибидаги нуклонларнинг умумий массасидан  $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{He}^4}^i = (4,031882 - 4,001523)$  м.а.б. = 0,030359 м.а.б. қадар кичик. Бу муаммони қандай тушунмоқ керак? Мазкур саволга жавоб бериш учун нисбийлик назариясининг асосий хулосаларидан бири бўлган энергия ва массанинг эквивалентлиги ҳақидаги принципга мурожаат қиламиз. Бу принципнинг таъкидлашича, агар система бирор  $\Delta W$  энергия йўқотса ёки қўшиб олса, унинг массаси

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (11.8)$$

қадар камаяди ёки ортади. Шу принципга асосланиб юқоридаги мисолни муҳокама қилайлик. Икки протон ва икки нейтрондан иборат система мавжуд. Нуклонлар бир-бири билан таъсирлашмайдиган даражадаги узоқликда жойлашган (яъни изоляцияланган) хаёлий ҳолни системанинг бир ҳолати десак, тўртала нуклон ядро бўлиб боғланган реал ҳолни системанинг иккинчи ҳолати деб ҳисоблаш лозим. Системанинг бу икки ҳолатдаги массаларининг ўзгариши  $\Delta m$  га тенг бўляпти.

Демак, (11.8) муносабатга асосан, нуклонлар бир-бири билан боғланганда (ядро тарзида) уларнинг энергияси

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

га ўзгаради. Бошқача айтганда,  $\Delta m$  — нуклонларнинг боғланиш энергиясини ифодаловчи катталиқ.

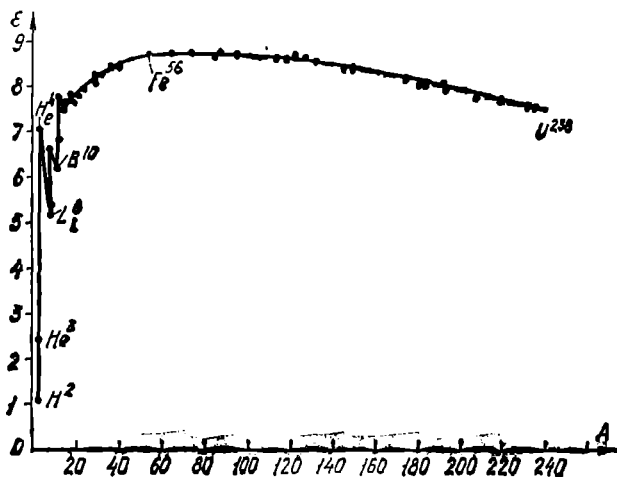
Умуман, физикада (химияда ҳам) боғланиш энергияси дегадда шу боғланишни бутунлай бузиш учун бажарилиши лозим бўладиган иш тушунилади. Хусусан, ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергияси — ядрони ташкил этувчи нуклонларга бутунлай ажратиш учун сарфланадиган энергиядир. Унинг қиймати қуйидагича аниқланади:

$$W_6 = (Zm_p + Nm_n - m_n)c^2. \quad (11.9)$$

Ядро боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига нисбати, яъни

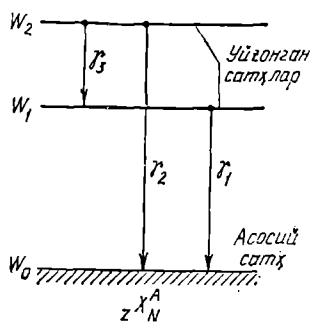
$$\epsilon = \frac{W_6}{A} \quad (11.10)$$

катталиқ ядродаги нуклон боғланишининг ўртача энергияси деб аталади.  $\epsilon$  нинг қиймати қанчалик катта бўлса, нуклонни ядродан ажратиш учун шунчалик кўпроқ энергия сарфлаш керак бўлади. Бу эса ўз навбатида ядронинг мустаҳкамроқ эканлигини билдиради.  $\epsilon$  нинг турли ядролар учун қийматлари 11.2-расмда тасвирланган. Абсцисса ўқи бўйлаб ядроларнинг масса сони  $A$  жойлаштирилган. Расмдан кўринишича,  $A = 50 \div 60$  да  $\epsilon$  нинг қиймати мак-



11.2- расм

симумга ( $\sim 8,8\text{МэВ}$ ) эришади. Энг кичик қиймат эса  $\text{H}^2$  мисолида  $\sim 1\text{МэВ}$  кузатилади. Масса сони 3 га тенг бўлган  $\text{H}^3$  ва  $\text{He}^3$  ядролари учун  $\epsilon \approx 2,5\text{МэВ}$ . Лекин  $\text{He}^4$  ядросида  $\epsilon$  нинг қиймати  $7\text{МэВ}$  га етади. Шунинг учун ҳам  $\text{He}^4$  жуда мустақкам ядро сифатида намоён бўлади. Умуман, Менделеев даврий жадвалининг ўрта қисмидаги элементлар ядролари, яъни  $40 < A < 120$  билан характерланувчи ядроларда нуклонлар ядро билан мустақкам боғланган. Нуклонлар сони янада ошган сари  $\epsilon$  нинг қиймати камайиб боради. Масалан, уран учун  $\epsilon$  нинг қиймати  $7,6\text{МэВ}$ га тенг.  $\epsilon$  нинг  $A$  га боғлиқлик графигидаги  $40 < A < 120$  соҳани деярли горизонтал бўлишни ядровий кучларнинг тўйиниш хусусияти билан тушунтирилади, яъни ядрогаги ҳар бир нуклон қолган барча нуклонлар билан эмас, балки фақат ўзининг атрофидаги нуклонлар билан ядровий кучлар воситасида таъсирлашади.  $A < 40$  соҳада эса ядролардаги нуклонлар сони унчалик кўп эмас. Шунинг учун ҳар бир нуклон ядрогаги барча нуклонлар билан таъсирлашади. Бу эса ўз навбатида  $\epsilon$  нинг қийматини ядрогаги нуклонлар сонига деярли пропорционал ўзгаришига сабаб бўлади. Графикнинг оғир ядроларга мос соҳада пасайишни ядрогаги протонлар орасидаги кулон итаришиш кучларининг роли билан тушунтирилади. Ҳақиқатан, оғир ядроларда ядровий кучлар тўйинган. Кулон кучлари эса ядро ўлчамидан катта масофаларда ҳам намоён бўла олади. Шунинг учун бу кучлар ядрогаги протонлар сонига монанд равишда ортиб боради ва ядровий кучларга қаршилиқ кўрсатади. Бу эса оғир ядроларда  $\epsilon$  нинг қийматини камайишига олиб келади.  $Z$  протон ва  $N$  нейтрондан ташкил топган ядро боғланиш энергиясининг қийматлари бир неча бўлиши мумкин. Бу қийматлар ядронинг турли ҳолатларини ифодалайди. Хусусан, *ядронинг асосий ҳолатига* боғланиш энергиясининг энг кичик қиймати  $W_0$  мос келади. Боғланиш энергиясининг каттароқ қийматлари эса ядронинг уйғонган ҳолатларини характерлайди. Шунинг учун ядро боғланиш энергиясининг мумкин бўлган  $W_i > W_0$  қийматлари аини ядронинг энергетик сатҳларини ифодалайди. 11.3-расмда ядронинг асосий ва уйғонган энергетик сатҳлари тасвирланган. Ядро бир уйғонган ҳолатдан қуйроқ уйғонган ҳолатга ёки асосий



11.3- расм

ҳолатга ўтганда электромагнит нурланиш чиқаради. Бу нурланиш *гамма-квант* ёки *гамма-нур* (γ деб белгиланади) деб аталади. Чиқариладиган γ-нурларнинг энергияси ядронинг бошланғич ва охири ҳолатларини характерловчи энергетик сатҳлар фарқига тенг. Масалан, 11.3-расмда тасвирланган γ<sub>1</sub>-квант энергияси  $W_1 - W_0$  га, γ<sub>2</sub>-квант энергияси эса  $W_2 - W_0$  га тенг. Лекин юқорироқ сатҳдан қуйироқ сатҳга ўтишларнинг барчаси ҳам амалга ошавермайди. Умуман, ўтишлар интенсивлиги (яъни эҳтимоллиги) сатҳларнинг квант характеристикаларига боғлиқ. Ўтишлар интенсивлигининг тафсилоти анча мураккаб бўлиб, улар устида тўхталмаймиз.

#### 4-§. Радиоактивлик

Радиоактивликни биринчи марта 1896 йилда француз олими Беккерель кузатган, уран ва унинг бирикмалари ўз-ўзидан чиқарган нурлар шаффофмас (ёруғлик учун) жисмлардан паррон ўтган, фотопластинкага таъсир қилган, ҳавони ионлаштирган. Кейинчалик, радиоактивлик ҳодисасини ўрганишга бир қатор олимлар, айниқса Пьер Кюри ва унинг рафиқаси Мария Кюри-Складовская катта ҳисса қўшдилар. Умуман, *радиоактивлик ҳодисасида химиявий элементнинг беқарор изотоплари элементар зарралар ёҳуд ядролар чиқариб бошқа элемент изотопларига айланади*. Табиий шароитларда мавжуд бўлган изотопларда кузатиладиган радиоактивликни *табиий радиоактивлик* сунъий равишда ҳосил қилинадиган изотопларда кузатиладигани эса *сунъий радиоактивлик* деб аталади. Лекин сунъий ва табиий радиоактивликларнинг бир-биридан фарқи йўқ, дейиш мумкин. Уларнинг фарқи емирилаётган изотопларни табиий шароитларда учраши ёки учрамаслигида, ҳолос. Радиоактивлик ҳодисаси туфайли радиоактив ядролар емирилиб борган сари камайиб боради. Радиоактив емирилиш

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (11.11)$$

қонун бўлича содир бўлади. Бу ифодадаги  $N_0$  — бошланғич (яъни  $t = 0$ ) вақтда радиоактив моддада мавжуд бўлган ядролар сони,  $N$  — бирор  $t$  вақтдан сўнг емирилмай қолган ядролар сони,  $\lambda$  эса емирилиш доимийси деб аталувчи катталик, кўпинча  $\lambda$  ўрнига ярим емирилиш даври ( $\tau$ ) деб аталадиган катталикдан фойдаланилади:  $\lambda$  ва  $\tau$  лар орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

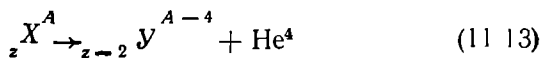
$$\lambda \tau = \ln 2 = 0,693. \quad (11.12)$$

Радиоактив изотопнинг ярим емирилиш даври  $\tau$  шундай вақт интервалики, бу вақт ичида мавжуд радиоактив ядроларнинг ярми емирилади. Айни радиоактив изотоп учун  $\tau$  ўзгармас катталиқ. Унинг қиймати ташқи шароитларга (температура, босим, магнит ёки электр майдонларининг таъсирига) ва радиоактив ядроларни қандай химиявий бирикмалар таркибида эканлигига боғлиқ эмас.  $\tau$  нинг қийматлари турли радиоактив ядролар учун турлича, масалан, секунднинг улушларидан миллион йилларгача бўлиши мумкин.

Таркибида радиоактив ядролар мавжуд бўлган моддаларни радиоактив манбалар ёки препаратлар дейилади. Радиоактив препаратнинг характеристикаси сифатида препарат активлиги деган физик катталиқдан фойдаланилади. Радиоактив препаратнинг активлиги бирлик вақтда содир бўладиган емирилишлар сонини ифодалайди. Унинг СИ даги бирлиги беккерель (Бк). 1 секунд давомида 1 емирилиш содир бўладиган радиоактив препаратнинг активлиги 1 беккерель бўлади. Ядро физикасига оид адабиётларда препарат активлигининг кюри (Ки) деб номланган бирлиги учрайди:  $1\text{Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{Бк}$ . Лекин СТ СЭВ 1052—78 га асосан 1980 йил 1 январдан бошлаб бир қатор бирликлар (хусусан кюри) дан фойдаланиш тўхтатилди.

Энди радиоактивлик турлари билан танишайлик.

**Альфа-емирилиш.** Мазкур емирилишда радиоактив ядро  $\alpha$ -зарра ( $\text{He}^4$  ядроси) чиқариб, заряди икки бирликка, масса сони эса тўрт бирликка кичик бўлган ядрога айланади.  $\alpha$ -емирилиш схематик тарзда қуйидагича ёзилиши мумкин:

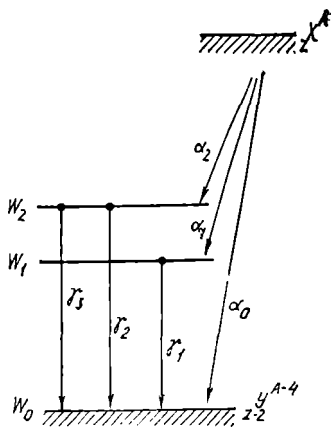


бунда  $X$  — емириляётган (она) ядронинг химиявий симболи,  $Y$  — емирилиш туфайли вужудга келган (бола) ядронинг химиявий симболи.  $\alpha$ -емирилишни энергетик нуқтаи назардан муҳокама қилайлик. Олдинги параграфда ядрони унинг таркибидаги барча нуклонларга нисбатан боғланиш энергияси ҳақида мулоҳаза юритгандик. Худди шундай мулоҳазаларни барча нуклонларга нисбатан эмас, балки унинг таркибий қисмларига нисбатан юритиш мумкин. Масалан,  ${}_Z X^A$  ядрони  $\alpha$ -зарра ( $\text{He}^4$ ) ва  ${}_{Z-2} Y^{A-4}$  ядродан ташкил топган деб ҳисоблаш мумкин. Бу икки ташкил этувчига нисбатан

ядронинг боғланиш энергиясининг қиймати

$$\varepsilon_{\alpha} = [m({}_{z-2}Y^{A-4}) + m({}_2\text{He}^4) - m({}_zX^A)]c^2 \quad (11.14)$$

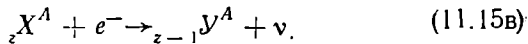
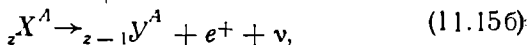
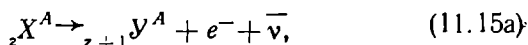
бўлади. Агар  $\varepsilon_{\alpha} > 0$  бўлса,  ${}_zX^A$  ядродан  $\alpha$ -зарра ажралиб чиқмайди.  ${}_zX^A$  — ядродан  $\alpha$ -заррани ажратиш учун миқдори  $\varepsilon_{\alpha}$  га тенг энергия сарфлаш керак. Аксинча,  $\varepsilon_{\alpha} < 0$  бўлганда,  ${}_zX^A$  ядро ўз-ўзидан  $\alpha$ -зарра ва  ${}_{z-2}Y^{A-4}$  ядрога ажралади. Бу жараёнда  $|\varepsilon_{\alpha}|$  га тенг энергия ҳам ажралади, у  $\alpha$ -зарра ва  ${}_{z-2}Y^{A-4}$  ядролар орасида тақсимланади.



11.4- расм

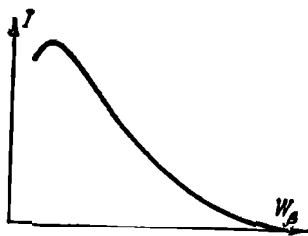
$\alpha$ -емирилишнинг шартли схемаси 11.4-расмда тасвирланган. Баъзи ҳолларда бола ядронинг асосий ҳолати эмас, уйғонган ҳолати амалга ошиши мумкин. Натижада  $\alpha$ -зарранинг энергияси бир неча дискрет қийматларга эга бўлади. Бу ҳолларда  $\gamma$ -нурлар чиқариш воситасида бола ядро уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтади.

**Бета-емирилиш.** Бета-емирилишнинг уч тури мавжуд:  $\beta^-$ -емирилиш;  $\beta^+$ -емирилиш; электрон ютиш. Уларнинг схемаси қуйидагича ёзилади:



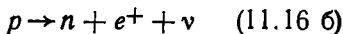
Бу схемалардан кўринишича,  $\beta^-$ -емирилишда ядродан электрон ажралиб чиқади,  $\beta^+$ -емирилишда эса позитрон ажралиб чиқади. Электрон, позитрон . . . Ахир ядро протон ва нейтронлардан ташкил топган бўлса, электрон ёки позитрон қаердан олинади? — деган савол туғилади. Бу саволга жавоб қуйидагича.  $\beta$ -емирилишларнинг учала турида ҳам ядронинг масса сони ўзгармайди. Лекин ядро заряди бир birlikка ўзгаради.  $\beta^-$ -емирилишда ядрогаги битта нейтрон





11.5- расм

схема бўйича протонга айланади.  $\beta^+$ -емирилишда эса, аксинча, битта протон нейтронга айланади:



$\beta$ -емирилишнинг учинчи турида, яъни электрон ютиш жараёнида ядро электрон қобиқдаги (асосан  $K$ -қобиқдаги) электронни ютади. Бу электрон ядрогаги бирор протон билан қўшилиб қуйидаги



схема бўйича нейтронга айланади.

(11.15) ва (11.16) ифодалардаги  $\nu$  ва  $\bar{\nu}$  ҳарфлар билан нейтрино ва антинейтрино белгиланган. Бу зарралар ҳақидаги тушунчалар  $\beta$ -емирилишни тушунтиришда вужудга келган қуйидаги икки муаммони бартараф қилиш учун кiritилади.

1)  $\beta$ - зарраларнинг энергетик спектри дискрет эмас, балки узлуксиз бўлиб чиқди (11.5-расм).  $\beta$ -зарраларнинг энергиялари жуда кичик миқдордан айти радиоактив ядро учун характерли бўлган максимал қийматгача бўлган интервални эгаллайди.

2)  $\beta$ -емирилишда бир нуклон иккинчи хил нуклонга айланади ва бу жараёнда  $\beta$ -зарра ҳосил бўлади. Иккинчи томондан, протон, нейтрон ва  $\beta$ -зарра (электрон ёки позитрон) нинг спини  $1/2$  га тенг. Демак, импульс моментининг сақланиш қонуни бажарилиши учун  $\beta$ -емирилиш жараёнида  $\beta$ -заррадан ташқари спини  $1/2$  га тенг бўлган яна бир зарра чиқарилиши лозим деган фикр илгари сурилди.  $\beta^+$ -емирилишда чиқарилиши лозим бўлган заррани нейтрино деб,  $\beta^-$ -емирилишдагисини эса антинейтрино деб аталди. Нейтрино „кичик нейтрон“ деган маънони беради.  $\beta$ -емирилишларда заряднинг сақланиш қонуни бажарилади. Шунинг учун  $\nu$  ва  $\bar{\nu}$  лар электронейтрал бўлиши керак. Бу зарраларнинг мавжудлиги 1956 йилда исботланди. Юқорида баён этилган  $\beta$ - зарралар спектрининг узлуксизлиги ҳам шу зарралар мавжудлиги билан боғлиқ: электрон (ёки позитрон) ва антинейтрино (ёки нейтрино) энергияларининг йиғиндиси айти радиоактив емирилиш учун доимий катталиқ бўлиб, электрон (позитрон) энергияси қанчалик катта бўлса, антинейтрино (нейтрино) зиммасига шунчалик камроқ энергия тўғри келади.



*Спонтан (ўз-ўзидан) бўлиниш.* Спонтан бўлинишда ядро ўз-ўзидан икки ўртача массали бўлакларга ажралади. Бу бўлаклар, одатда,  $\beta$ -зарралар ва  $\gamma$ -нурлар чиқариб емирилади. Спонтан бўлиниш оғир ядроларда кузатилади.

### 5-§. Ядровий нурланишлар ва уларни қайд қилиш усуллари

Ядровий нурланиш деганда электронлар, протонлар,  $\gamma$ -квантлар,  $\alpha$ -нурлар, нейтронлар каби зарраларнинг оқими тушунилади. Ядровий нурланиш жисмдан ўтаётганда турли физик ҳодисалар рўй беради. Бу ҳодисалардан нурланишни қайд қилувчи қурилмаларда фойдаланилади. Шунинг учун қурилмалар тафсилотини баён қилишдан олдин зарядли зарралар ва  $\gamma$ -нурларнинг жисм билан таъсирлашуви ҳақида фикрлашиб олайлик. Зарядли зарралар, асосан, жисм атомларининг электронлари билан ўзаро таъсирлашади. Натижада жисм атомлари ионлашади ёки уйғонган ҳолатга ўтади. Зарядли зарра электрон билан ҳар бир тўқнашганда ўз энергиясининг бир қисмини йўқотади. Масалан,  $\alpha$ -зарра ҳавода ҳаракатланаётганда бир жуфт ион ҳосил қилиш жараёнида  $\sim 35$  эВ энергия йўқотади. Агар  $\alpha$ -зарра энергияси  $3\text{МэВ}$  бўлса, унинг батамом тормозланишида тахминан  $1,3 \cdot 10^5$  жуфт ион ҳосил бўлади.  $\alpha$ -зарранинг массаси етарлича катта бўлгани учун у электрон билан тўқнашгач, ўз йўналишини деярли ўзгартирмайди. Енгил зарралар эса, масалан, электрон, тўқнашув натижада каттароқ бурчакларга оғади. Шунинг учун электроннинг йўли оғир зарраларники сингари тўғри бўлмайди.

Юқори энергияли зарядланган зарралар тормозловчи жисм ядроларининг электр майдонида ҳаракатланаётганда электромагнит нурланиш (тормозланишдаги нурланиш) чиқариш ҳисобига ҳам энергияларини йўқотади. Лекин бу эффект енгил зарралар (масалан, электронлар) учун аҳамиятга эга. Гамма нурлар жисмдан ўтаётганда уларнинг сочилиши ва ютилиши содир бўлади. Бунда асосан, фотоэффект, комптон эффекти ва электрон-нейтрон жуфтларнинг ҳосил бўлиши кузатилади. Бу учала жараёнда ҳам  $\gamma$ -нурларнинг жисм билан таъсирлашуви туфайли электронлар ҳосил бўлади. Бу электронлар ўз навбатида муҳит атомларини ионлаштиради. Демак, ядровий нурланишнинг жисмга таъсири жисм атомларининг ионлашишига сабаб бўлади. Натижада жисм нурланиш энергиясини ютади. Жисмининг ионланиш даражасини ва жисм ютган энергияни ха-

рактёрлаш учун қуйидаги катталиклардан фойдаланилади:

1. *Ионловчи нурларнинг ютилган дозаси* — нурланиш тушаётган жисмнинг бирлик массаси томонидан ютилган ионловчи нурланиш энергияси. Унинг СИ даги ўлчов бирлиги — грей (Гр). Жисмнинг 1 кг массасига ионловчи нурланишнинг 1Ж энергияси берилганда ютилган доза 1Гр бўлади, яъни  $1 \text{ Гр} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ .

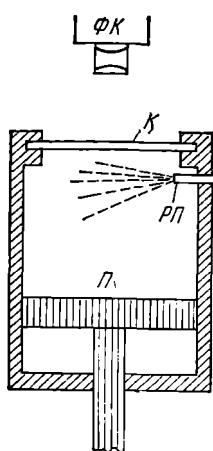
2. *Керма* — билвосита ионловчи нурланиш туфайли бирлик массали жисмда вужудга келган зарядли зарралар кинетик энергияларининг йиғиндиси. Керма инглизча «Kinetic Energy Released in Material» сўзларнинг бош ҳарфларидан олинган. Керма ҳам *грей* (Гр) ларда ўлчанади. Лекин керма ва ютилган доза бир-биридан фарқ қилувчи физик катталиклардир. Бу фарқнинг моҳияти қуйидагича: ютилган доза тушунчаси бевосита ионловчи нурланишлар (масалан зарядли зарралар) га нисбатан қўлланилади. Керма тушунчаси эса бевосита эмас, балки билвосита ионловчи нурланишни характерлайди. Масалан,  $\gamma$ -квантлар ёки нейтронлар жисмга тушганда уларнинг ўзлари тўғридан-тўғри жисм атомларини ионлаштирамайди, балки жисм атоми ёки атомининг ядроси билан таъсирлашиши туфайли зарядли зарралар ҳосил бўлади. Бу зарралар эса жисм атомларини ионлаштиради, бошқача айтганда,  $\gamma$ -нурлар ёки нейтронлар жисмга тушганда жисм атомларини билвосита ионлаштиради.

3. *Рентген ва гамма нурланишнинг экспозицион дозаси* — нурланишнинг ҳаводаги ионловчи таъсирини характерловчи катталик бўлиб, у қуруқ атмосфера ҳавоси (зичлиги  $1,293 \text{ кг/м}^3$  бўлган атмосферанинг Ер сиртига яқин қатламидаги ҳаво) нинг бирлик массасида рентген ва  $\gamma$ -нурланиш вужудга келтирадиган бир хил ишорали ионларнинг умумий заряд миқдори билан аниқланади. СИ даги ўлчов бирлиги — Кл/кг.

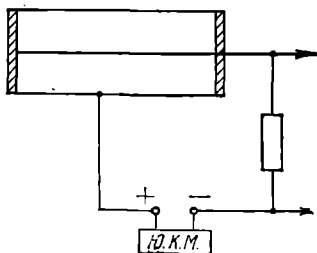
4. *Нурланишнинг эквивалент дозаси* — тирик организм, тўқима ёхуд органда нурланиш таъсирида вужудга келадиган ёмон (салбий) оқибатларнинг ўлчовидир. Ўлчов бирлиги — зиверт (Зв):

$$1 \text{ Зв} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$$

Адабиётларда ютилган дозанинг рад, экспозицион дозанинг рентген ва эквивалент дозанинг бэр деб номланган ўлчов бирликлари учрайди. Бу бирликлар қўлланилмайди.



11.6- рasm



11.7- рasm

Улардан СИ даги бирликларга қуйидаги муносабатлардан фойдаланиб ўтиш мумкин:

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр};$$

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}};$$

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Зв}.$$

Энди ядровий нурланишларни қайд қилиш учун қўлланиладиган баъзи қурилмалар билан танишайлик.

*Вильсон камераси* (11.6-рasm) цилиндрсимон ҳажмдан иборат бўлиб, унинг юқоридagi Қ қопқоғи шаффоф жисмдан ясалган. Камерада ҳаво ва сув бугининг аралашмаси бор. Радиоактив препарат РП дан чиқаётган ядровий нурланиш йўлида ионлар ҳосил бўлади. Агар П поршенни ҳаракатга келтириш йўли билан камера ҳажмини кескин ортирсак, температура пасайиб кетади ва ҳар бир ион атрофида сув буғи томчилар сифатида конденсацияланади. Ионлар атрофида вужудга келган барча томчилар биргаликда зарра траекторияси бўйлаб чизиқча шаклини ҳосил қилади. Бу чизиқчани зарранинг треки (изи) деб аталади. Камера юқорисидagi фотокамера ФК ёрдамида бу трекларнинг суратини олиш мумкин. Агар Вильсон камераси кучли бир жинсли магнит майдонга жойлаштирилса (буни академик Д. В. Скобельцин таклиф этган), зарралар Лорентц кучи таъсирида эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади, яъни уларнинг треклари эгри чизиқдан иборат бўлади. Трекнинг эгрилик радиуси зарранинг массаси, заряди ва тезлигига боғлиқ. Шунинг учун бу характеристикаларни магнит майдон катталиги ва трек радиуси орқали ҳисоблаб топиш мумкин.

*Гейгер — Мюллер сётчигида* (11.7-рasm) цилиндрсимон металл найчанинг икки асоси герметик равишда беркити-

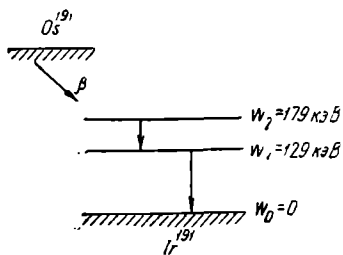
лади. Найчанинг ўқи бўйлаб ингичка сим ўтказилади. Сим ва найча (улар бир-биридан изоляцияланган, албатта) счётчикнинг электродлари вазифасили ўтади. Счётчик ҳажми, одатда, метил спиртнинг буғлари ва аргоннинг аралашмаси билан тўлдирилади. Счётчикнинг электродларига юқори кучланишлар манбаи (Ю. К. М) дан потенциаллар фарқи берилади. Счётчик ҳажмидан учиб ўтаётган зарра ўз йўлидаги газ атомларини ионлаштиради. Бу ионлар электр майдон таъсирида электродлар томон ҳаракатланади. Кучли электр майдонда ионларнинг тезлиги ортади ва улар нейтрал атомлар билан тўқнашиб иккиламчи ионлашувни вужудга келтиради. Булар эса ўз навбатида яна янги ионларни ҳосил қилади. Электродларга етгунча ионлар сони геометрик прогрессия бўйича ортиб боради. Бошқача айтганда, ионлар қуюни ҳосил бўлади. Ионлар қуюни электродларга етиб боргач, занжирда электр импульс вужудга келади. Уни махсус радиосхема ёрдамида қайд қилинади.

Қалин қатламли фотоэмульсияларда зарралар изини фотосуратга олиш мумкин. Тез ҳаракатланаётган зарра фотоэмульсия (фотоэмульсия—желатинанинг сувли эритмасидаги  $AgBr$  кристаллчаларидир) молекулаларини ионлаштиради ва унинг кристаллчаларини қорайтиради. Зарранинг фотоэмульсияда қолдирган изининг қалинлиги ва узунлигига қараб унинг энергиясини ва бошқа характеристикаларини аниқлаш мумкин. Фотоэмульсиялар усулидан, юқори энергияли зарраларнинг реакциядан кейинги учини манзарасини қайд қилишда, янги элементар зарраларни ўрганишда ва космик фазони тадқиқот қилишда кенг фойдаланилади.

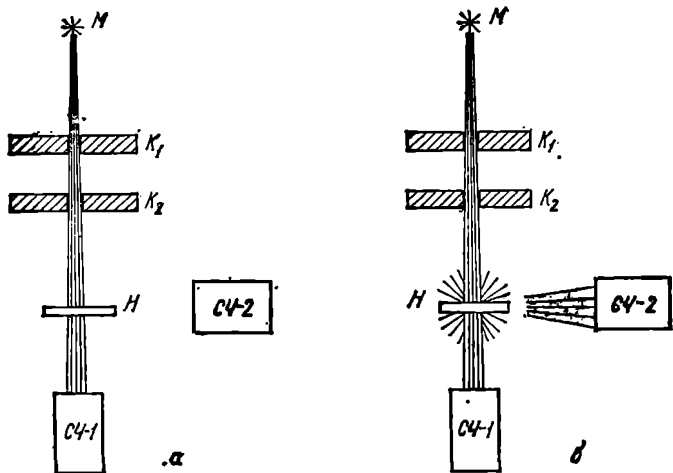
## 6-§. Мёссбауэр эффекти

Ядро уйғотилган  $W_1$  ҳолатдан асосий ҳолат  $W_0$  га ўтганда энергияси  $h\omega = W_1 - W_0$  бўлган  $\gamma$ -квант чиқаради.

Агар ядро худди шу энергияли  $\gamma$ -квантни ютса у асосий ҳолатдан  $W_1$  энергияли уйғонган ҳолатга ўтади.  $\gamma$ -нурланишнинг бундай ютилиши *резонанс ютилиши* дейилади. Резонанс ютилишни кузатиш учун тажрибани қуйидагича амалга ошириш керак.  $\gamma$ -нурланишларнинг манбаи сифатида бирор радиоактив препаратдан фойдаланиш мумкин.



11.8- расм



11.9- расм

Масалан,  $\text{Os}^{191}$  ядроси  $\beta^-$ -емирилиш туфайли  $\text{Ir}^{191}$  ядросига айланади (11.8-расм). Лекин  $\text{Ir}^{191}$  нинг асосий ҳолати эмас, балки энергияси  $W_2 = 171$  кэВ бўлган уйғонган ҳолати вужудга келади. Ядро бу сатҳдан  $W_1 = 129$  кэВ сатҳга, сўнгра асосий ҳолатга ўтади.  $W_1 \rightarrow W_0$  ўтишда вужудга келадиган  $\gamma$ -нурланишдан фойдаланайлик. Бунинг учун  $\gamma$ -нурларни  $\text{Ir}^{191}$  атомларидан ташкил топган нишонга йўналтириш керак. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 11.9-расмда тасвирланган.  $M$  манбадан чиқаётган  $\gamma$ -нурланишлар  $H$  нишонга  $K_1$  ва  $K_2$  коллиматорлар ёрдамида йўналтирилади. Коллиматор лотинча collino (тўғри чизиқ бўйлаб йўналтираман) сўзидан олинган. У оптикада қўлланилган тирқишли тўсиққа монанд вазифани бажаради. Лекин коллиматорнинг тўсувчи қисми  $\gamma$ -нурларни ютадиган даражада қалин бўлиши керак, албатта. Коллиматордан ўтган  $\gamma$ -нурлар йўналишида нишоннинг орқа томонига биринчи сўтчик  $СЧ-1$  ни,  $\gamma$ -нурлар йўналишига перпендикуляр равишда нишоннинг ён томонига иккинчи сўтчик  $СЧ-2$  ни жойлаштирайлик. Нишондаги ядроларда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиши рўй бермаган ҳолда (11.9-а расм)  $СЧ-2$  га  $\gamma$ -квантлар тушмайди. Шунинг учун  $СЧ-2$  га уланган электрон қурилмага электр импульслар келмайди, яъни у санамайди. Биринчи сўтчик  $СЧ-1$  эса нишондан ўтиш жараёнида интенсивлиги озгина сусайган  $\gamma$ -

квантларни санайди. Нишондаги ядроларда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиш ҳодисаси содир бўлган ҳолда манзара ўзгача бўлади,  $\gamma$ -квантни ютиб уйғонган ҳолатга ( $W_1 = 129$  кэВ) ўтган ядролар маълум  $\Delta t$  (ядронинг  $W_1$  ҳолатда яшаш давомийлиги) вақтдан сўнг  $\gamma$ -нурланиш чиқариб, асосий ҳолатга қайтади. Лекин чиқарилаётган бу нурланиш барча томонларга (11.9-б расмга қ.) тарқалади. Шунинг учун СЧ-2 ҳам санай бошлайди. СЧ-1 нинг саноғи эса аввалги ҳолдагига, яъни  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиши рўй бермаган ҳолдагига нисбатан камроқ бўлади, албатта. Умуман, СЧ-2 дан воз кечиб фақат битта СЧ-1 ёрдамида тажриба ўтказилса ҳам бўлади, чунки СЧ-1 нинг саноғини камайиб кетиши нишонда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиши содир бўлаётганлигидан далолат беради. Бу санок қанчалик кўпроқ камайса резонанс ютилиш шунчалик кескинроқ амалга ошаётган бўлади. Лекин баён этилган тарзда амалга оширилган тажрибаларда нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилмайди. Бунинг сабаби нимада? Мазкур саволга жавоб бериш учун Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига мурожаат қилайлик. Бу муносабатга асосан, уйғонган ҳолатнинг нурланиши қанчалик тез содир бўлса, айти уйғонган ҳолат энергиясининг қийматидаги ноаниқлик шунчалик кўпроқ бўлади. Фақат барқарор (яъни стабил) ядро асосий ҳолатининг энергетик қийматида аниқ ( $\Delta W \approx 0$ ) бўлади, холос. Бошқа барча ҳолатлар энергиясининг қийматларида ноаниқлик мавжуд, яъни  $\Delta W \neq 0$ . Масалан, тажрибада қўлланилаётган  $\text{I}^{129}$  ядросининг  $W_1 = 129$  кэВ деб белгиланган ҳолатдаги яшаш давомийлиги  $\Delta t \approx 10^{-10}$  с. Ядро бу ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш жараёнида чиқарилган  $\gamma$ -нурланиш энергиясининг қийматидаги ноаниқлик

$$\Delta W \approx \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34} \text{Ж} \cdot \text{с}}{10^{-10} \text{с}} \approx 10^{-24} \text{Ж} \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{эВ}$$

га тенг. Бу ноаниқлик  $\gamma$ -нурланишнинг номонохроматиклигига сабаб бўлади. Номонохроматиклик ана шу катталик билан характерланади ва уни  $\gamma$ -нурланиш чизигининг табиий кенглиги ( $\Gamma$ ) деб номланади. Муҳокама қилинаётган мисолда  $\Gamma \approx 6 \cdot 10^{-6}$  эВ. Мазкур катталик  $\gamma$ -нурланиш энергиясининг ниҳоят кичик улушини ташкил этади, яъни  $\Gamma/W = 6 \cdot 10^{-6} \text{эВ} / 129 \cdot 10^3 \text{эВ} \approx 4 \cdot 10^{-11}$ .

Энди, ядро  $\gamma$ -квант чиқараётган вақтда содир бўладиган қуйидаги ҳодисага эътибор берайлик.  $\gamma$ -нурланиш чиқараётган ядро ва нурланган  $\gamma$ -квант битта системани

ташкил этади. Бунинг милтиқ ва ундан чиқиб кетаётган ўқдан иборат системага ўхшатиш мумкин. Шунинг учун чиқарилган  $\gamma$ -квантнинг импульсига миқдоран тенг, лекин тескари йўналишдаги импульсга ядро ҳам эга бўлиши, яъни у «тепки» олиши лозим. Бу «тепки» натижасида ядро маълум кинетик энергияга эришади. Бошқача айтганда, ядронинг уйғониш энергияси, яъни  $W_1 = 129$  кэВ фақат  $\gamma$ -квант энергияси тарзида нурлантирилмайди. Аксинча, мазкур энергия  $\gamma$ -квант ва ядро орасида тақсимланади. Бу тақсимот ядро ва  $\gamma$ -квант массаларига тескари пропорционал равишда содир бўлади. Унчалик мураккаб бўлмаган ҳисоблар муҳокама қилинаётган мисолда ядро «тепки» туфайли  $T_{\gamma} \approx 0,05$  эВ кинетик энергияга эришишини кўрсатади. Бу унчалик катта энергия эмас, лекин нурланиш чизигининг табиий кенглигидан  $\sim 10^4$  марта катта. Демак, чиқарилаётган  $\gamma$ -нурланишнинг энергияси ядронинг уйғониш энергиясидан  $T_{\gamma}$  қадар кичик, яъни  $W_{\gamma} = W_1 - T_{\gamma}$ . Бу  $\gamma$ -квант нишонга тушганда энергиянинг  $T_{\gamma}$  га тенг қисми нишон ядросига импульс беришга сарфланади. Натижада нишон ядросини уйғотиш учун қолган энергиянинг қиймати  $W_1 - 2T_{\gamma}$  га тенг бўлади. Бу эса  $W_1$  энергия билан характерланувчи ҳолатни уйғотишга етарли эмас. Шунинг учун тажрибада  $\gamma$ -нурланишининг резонанс ютилиши кузатилмайди.

1958 йилда ёш физик Р. Мёссбауэр (у 1929 йилда туғилган) баён этилган муаммони ҳал қилиш йўлини ишлаб чиқди.  $\gamma$ -нурланиш чиқараётган ядронинг «тепки»сини камайтириш учун ниҳоят паст температуралардан фойдаланилди. Манба ва нишон 88 К температурагача совитилди. Бундай паст температураларда кристаллдаги ядроларнинг иссиқлик тебранишлари шу қадар камайиб кетадики, кристалл парчаси фақат мустаҳкам ягона системадек ҳаракатланиши мумкин, холос. Бундай кристалл таркибидаги бирор ядро  $\gamma$ -нурланиш чиқарганда «тепки»ни шу ядронинг ўзи эмас, балки яхлит кристалл парчаси олади. Кристалл парчасининг массаси ядро массасига нисбатан жуда катта ( $\sim 10^8$  марта) бўлгани учун ядродан  $\gamma$ -квант чиқарилиш жараёнида кристаллга «тепки» сифатида бериладиган энергияни амалда нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун бундай «музлатилган» кристалл таркибидаги ядролар чиқараётган  $\gamma$ -нурланишларни деярли монохроматик деб ҳисобласа бўлади. «Деярли» сўзини ишлатишимизнинг сабаби шундаки, бу нурланишнинг энергетик тарқоқлиги (яъни  $\Delta W$ ) мавжуд. Лекин бу тарқоқлик  $\gamma$ -нурланиш чиқариш чизигининг табиий кенглиги  $\Gamma$  дан ортмайди. У эса ниҳоят кичик  $\Gamma/W = 4 \cdot 10^{-11}$ . Ни-

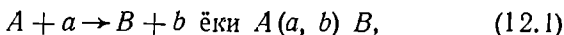
шондаги ядролар худди манбадагилардек «музлатилади». Натижада нишонга тушаётган  $\gamma$ -нурланиш энергияси ядрони уйғотишга етарли бўлади. Шунинг учун Мёссбауэр амалга оширган тажирбаларда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилди.

## ХИ БОБ

### ЯДРОВИЙ РЕАКЦИЯЛАР

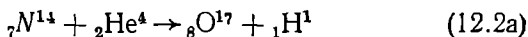
#### 1-§. Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари

Икки зарра (икки ядро ёки ядро ва зарра) бир-бири билан  $10^{-15}$  м лар чамасига яқинлашганда ядровий кучларнинг таъсири туйфайли ўзаро интенсив таъсирлашади, натижада ядровий ўзгаришлар вужудга келади. Бу жараёни ядровий реакциялар деб аталади. Ядровий реакцияни қуйидагича ёзиш одат бўлган:



бунда  $A$  — бошланғич ядро,  $a$  — реакцияга киришувчи зарра,  $b$  — ядровий реакцияда ажралиб чиқувчи зарра,  $B$  — ядровий реакцияда вужудга келган ядро,  $a$  ва  $b$  зарралар — нейтрон, протон, альфа-зарра, гамма-квант, енгил ядролар ёки бошқа элементар зарралар бўлиши мумкин.

Биринчи ядровий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. Бунда азотни  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон қилиш натижасида кислород ва протон ҳосил бўлган. Юқорида баён этилган ядровий реакцияларни ёзиш усулига асосланиб мазкур реакцияни



ёки ихчамроқ қуйидаги



кўринишда ифодалаш мумкин.

Реакцияларнинг турлари кўп. Лекин реакцияга киришувчи зарраларнинг табиатига асосланиб уч синфга: 1) зарядли зарралар; 2) нейтронлар; 3)  $\gamma$ -квантлар таъсирида амалга ошадиган реакцияларга ажратиш мумкин.

Реакцияларни амалга ошиш механизми бўйича уларни икки синфга шартли равишда ажратса бўлади:

1. *Ядровий реакцияларни оралиқ ядро орқали амалга ошиши.* Бунда реакция икки босқичда ўтади. Биринчи босқичда зарра ядро томонидан ютилади. Вужудга келган системани оралиқ ядро ёки компаунд ядро деб аталади. Иккинчи босқичда эса оралиқ ядро смирилади. Демак, реакция

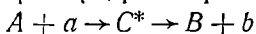




схема бўйича амалга ошади.  $S^*$  ядронинг (бундаги юлдузча ядронинг уйғонган ҳолатини ифодалайди) яшаш давомийлиги анча катта — тахминан ( $10^{-14} \div 10^{-15}$ ) с бўлади. Ядро физикасида ядровий вақт тушулчасидан фойдаланиш одат бўлган. *Ядровий вақт* деганда энергияси 1 МэВ бўлган нуклон ( $v \sim 10^7$  м/с га мос келади) ядронинг диаметрига ( $\sim 10^{-14}$  м) тенг масофани босиб ўтиши учун кетган вақт

$$\tau_{\text{я}} = \frac{10^{-14} \text{ м}}{10^7 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 10^{-21} \text{ с}$$

тушунилади. Демак, оралиқ ядронинг яшаш давомийлиги ядровий вақтдан  $10^6 \div 10^7$  марта катта.

2. *Заррани ядро билан бевосита ўзаро таъсирлашуви туфайли амалга ошадиган реакциялар.* Мисол тариқасида дейтон ( $\text{H}^2$ ) ни ядро билан ўзаро таъсирлашувини баён қилайлик. Ядрога яқинлашган дейтоннинг протонини ядро итариб юборади (иккаласининг ҳам заряди мусбат бўлганлиги учун). Дейтоннинг нейтрони эса ядрога кириши мумкин. Натижада дейтон бўлиниб кетади, яъни унинг нейтронини ядро ютади, протони эса ядрога кирмасдан ўтиб кетади. Буни баъзан, «узиб олиш» реакцияси деб ҳам аталади.

Ядровий реакцияларни тажрибаларда ўрганиш туфайли реакцияларда сақланиш қонунларининг бажарилиши аниқланди:

1. Ядровий реакцияга киришувчи зарраларнинг умумий заряди реакцияда вужудга келган зарраларнинг умумий зарядига тенг.

2. Ядровий реакцияга киришаётган зарралардаги нуклонларнинг тўлиқ сони реакциядан кейин ҳам сақланади, яъни реакцияда ҳосил бўлган зарралар нуклонларининг тўлиқ сонига тенг бўлади. Бу икки қонуннинг бажарилишини қуйидаги жадвалда келтирилган ядровий реакциялар мисолида текшириб кўриш мумкин.

Ядровий реакция	Электр заряди	Нуклонлар сони
$\text{N}^{14} + \alpha \rightarrow \text{O}^{17} + p$	$7 + 2 = 8 + 1$	$14 + 4 = 17 + 1$
$\text{H}^2 + \text{H}^2 \rightarrow \text{He}^4 + n$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
$\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^8 + n$	$3 + 1 = 4 + 0$	$7 + 1 = 7 + 1$
$\text{S}^{32} + n \rightarrow \text{P}^{32} + p$	$16 + 0 = 15 + 1$	$32 + 1 = 32 + 1$
$\text{Be}^9 + \gamma \rightarrow 2\text{He}^4 + n$	$4 + 0 = 2 \cdot 2 + 0$	$9 + 0 = 2 \cdot 4 + 1$

3. Ядровий реакцияларда массанинг сақланиш қонуни (ва энергиянинг сақланиш қонуни ҳам) бажарилади. Бу икки қонунни биргаликда баён қилмоқчилигимизнинг сабаби масса ва энергия ўзаро  $W = mc^2$  муносабат билан боғланганлигидандир. Ядровий реакцияни (12.1) белгиланишига амал қилайлик. У ҳолда ядровий реакцияга киришаётган зарраларнинг тинчликдаги массаларини  $m_A$  ва  $m_a$  деб, реакцияда вужудга келган зарраларникини эса  $m_B$  ва  $m_b$  деб белгилаймиз. Уларнинг кинетик энергияларини мос равишда  $T_A, T_a, T_B, T_b$  деб белгилайлик. Натижада реакцияга киришаётган зарралар тўлиқ энергияларининг йиғиндиси реакцияда вужудга келган зарралар тўлиқ энергияларининг йиғиндисига тенглигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$m_A c^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b.$$

Мас ҳадларни группаласак, бу ифода қуйидаги

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a)$$

кўринишга келади. Бу тенгликнинг ўнг томони реакция натижасида вужудга келадиган энергия ўзгаришини ифодалайди. Ядровий реакцияда ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган энергияни *реакция энергияси* деб аталади ва одатда,  $Q$  ҳарфи билан белгиланади. У ҳолда

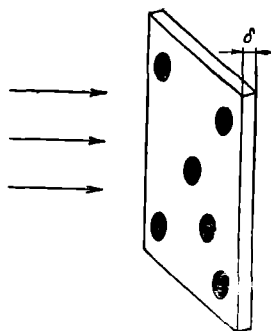
$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a). \quad (12.3)$$

Агар  $Q > 0$  бўлса, зарралар тинчликдаги массасининг камаюви ҳисобига зарралар кинетик энергиясининг ортиши кузатилади. Бу ҳолда *экзоэнергетик реакция* амалга ошаётган бўлади. Экзоэнергетик реакция  $(T_A + T_a)$  нинг ҳар қандай қийматида ҳам амалга ошади. Фақат зарра зарядли бўлган ҳолда унинг энергияси ядро электр майдонининг қаршилигини (одатда, уни кулон тўсиғи дейилади) енгишга етарли бўлиши керак, албатта.

Агар  $Q < 0$  бўлса, *эндоэнергетик реакция* содир бўлади. Бунда зарралар кинетик энергиясининг камаюви ҳисобига уларнинг тинчликдаги массалари ортади. Шунинг учун реакцияга киришаётган зарралар кинетик энергиялари етарлича катта бўлиши, яъни  $(T_A + T_a) = |Q| + (T_B + T_b)$  шарт бажарилиши керак. ☺

Энди ядровий ўзаро таъсир эҳтимоллигини характерлаш учун қўлланиладиган *эффектив кесим* тушунчаси билан танишайлик. Бунинг учун қуйидаги хаёлий тажриба устида мулоҳаза юритайлик. Нишон сифатида қўлланилаётган бир

жишсли жисм таркибидаги ядролар концентрацияси, яъни бирлик ҳажмдаги ядролар сони  $n$  бўлсин. Нишоннинг қалинлиги  $\delta$  шундай бўлсинки, (12.1-расм), ундаги ядролар бир-бирини тўсмасин. Бу нишонга тушаётган зарраларнинг зичлиги (яъни нишоннинг бирлик юзидан бирлик вақтда ўтадиган зарралар сони)  $N$  бўлсин. Бу зарраларнинг ҳаммаси ҳам нишондаги ядролар билан тўқнашмайди, албатта. Чунки тўқнашиш содир бўлиши учун зарра нишондан учиб ўтаётганда унинг йўлида ядро мавжуд бўлиши керак. Агар ядрони радиуси  $r_n$  бўлган шарча деб тасаввур қилсак, унинг қўндаланг кесими  $\sigma' = \pi r_n^2$  юзли доира бўлади. Нишоннинг бирлик юзига мос келган ҳажмдаги ядролар сони  $n \delta$  га, бу ядролар кесимларининг умумий юзи эса  $\sigma' n \delta$  га тенг бўлади. Бу юзнинг қиймати қанчалик катта бўлса, нишонга тушаётган заррани ядродан бирортаси билан тўқнашишининг эҳтимоллиги шунчалик катта бўлади. У ҳолда нишондаги ядролар билан тўқнашадиган зарралар сони



12.1- расм

$$\Delta N = N \sigma' n \delta$$

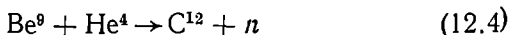
ифода билан аниқланади. Агар  $N = 1$  (яъни нишоннинг бирлик юзига бирлик вақтда битта зарра тушмоқда) ва  $n \delta = 1$  (яъни нишоннинг бирлик юзига мос келувчи ҳажмда биттагина ядро мавжуд) бўлса,  $\Delta N = \sigma'$  бўлиб қолади. Демак, юзи бир бирликка тенг нишон ҳажмида биттагина ядро мавжуд бўлган ҳолда бу нишонга бирлик вақтда битта зарра тушаётган бўлса, унинг ядро билан тўқнашиш эҳтимоллиги миқдоран ядронинг қўндаланг кесим юзига тенг экан. Лекин зарра ядро билан тўқнашганда ҳамма вақт ҳам биз қизиқаётган ядровий реакция содир бўлавермайди. Умуман, ядровий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги зарра ва нишоннинг параметрларига, айниқса, зарранинг энергиясига боғлиқ. Бундан ташқари ядровий реакцияни қаттиқ зарра билан сферик шаклдаги қаттиқ ядронинг тўқнашиши каби тасаввур қилиш ҳам ҳақиқатга унчалик мос келмайди. Натижада ядровий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги заррани ядро билан тўқнашиш эҳтимоллигидан миқдоран фарқ қилади. Бошқача қилиб айтганда, бирор ядровий реакцияни содир бўлиш эҳ-

тимоллиги аслида  $\sigma'$  га эмас, балки ундан фарқланувчи  $\sigma$  қийматга эга бўлади. Бу қиймат ядронинг кўндаланг кесимига эмас, балки қандайдир эффектив кесимга мос келади. Шунинг учун ядровий реакциянинг содир бўлиш эҳтимоллигини эффектив кесим орқали характерлаш одат бўлган. Эффектив кесим  $m^2$  ларда ўлчанади.

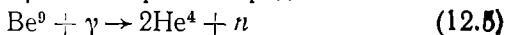
## 2-§. Нейтронлар

Асримизнинг ўттизинчи йиллари ядро физикаси тарихида шу билан характерлики, бу даврда  $\alpha$ -зарралар таъсирида содир бўладиган реакциялар интенсив равишда ўрганилди. Бу ишда эр-хотин Фредерик ва Ирен (Мария Складовская-Кюри-нинг қизи) Жолио-Кюриларнинг ҳиссалари ҳам катта. Улар, хусусан, бериллий  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон қилинганда вужудга келадиган нурланиш парафин ёхуд таркибида водород бўлган бошқа жисмлардан интенсив равишда протонларни уриб чиқаришини аниқладилар. Кейинчалик, «бериллий нурланиши» азот, аргон каби ядролар билан тўқнашганда мазкур ядролар анчагина кучли «тепки» олиши аниқланди. Лекин «бериллий нурланиши» нинг табиати ҳақида аниқ фикрга келинмади. 1932 йилда Д. Чедвик  $\alpha$ -зарраяр таъсирида вужудга келадиган «бериллий нурланиши» массаси протон массасига яқин бўлган электронейтрал зарралардан иборат, деган фикрни илгари сурди. Бу фикрга асосланиб Чедвик мавжуд тажриба натижаларини миқдорий жиҳатдан ҳам изоҳлаб берди. Нейтронлар деб номланган зарралар шу тарзда кашф этилди.

Шундай қилиб, нейтронлар кузатилган биринчи ядровий реакцияни



шаклда ёзамиз. Бу реакциядан ҳанузгача нейтронларнинг ихчамгина манбаи сифатида фойдаланилади. Бундай манбаларни бериллий металига  $\alpha$ -нурланиш чиқарадиган препарат аралаштириб ҳосил қилинади. Масалан, 1 га радийга бир неча грамм бериллий аралаштирилса, секундига тахминан  $10^7$  нейтрон чиқарадиган манба ҳосил бўлади. 1 г полоний аралаштирилган (Po — Be) манбадан секундига чиқариладиган нейтронлар сони  $3 \cdot 10^6$  га етади. Бу иккала манба чиқарадиган нейтронлар энергияси кенг интервалдаги қийматларга эга. Агар моноэнергетик нейтронлар лозим бўлса, бошқа реакциялардан фойдаланилади. Масалан,  $\text{Bi}^{214}$  нинг 1,78 МэВ энергияли  $\gamma$ -квантлари таъсирида



реакция туфайли энергияси  $\sim 110$  кэВ бўлган моноэнергетик нейтронлар ҳосил бўлади. Эркин ҳолатдаги (яъни ядро таркибига кирмаган) нейтрон  $\beta^-$ -радиоактив емирилишга мойил. Унинг ярим емирилиш даври  $\sim 12$  минут. Емирилиш қуйидаги

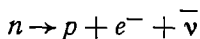


схема бўйича содир бўлади.

Нейтронлар бирор муҳитдан ўтаётганда, муҳит атом ва молекулаларининг электрон қобиқлари билан деярли таъсирлашмайди. Сабаби — нейтронларнинг электр зарядга эга эмаслигидир. Нейтронлар фақатгина муҳит атомларининг ядролари билан таъсирлашади, холос. Бу таъсирлашув нейтроннинг тезлигига (яъни энергиясига) боғлиқ. Нейтронларнинг тезлиги бўйича шартли равишда тез ва секин нейтронларга ажратилади:

1) де-Бройль тўлқин узунликлари ( $\lambda = h/m_n v$ ) ядро радиуси  $r_n$  дан кичик бўлган нейтронлар [бунга  $(0,1 \div 50)$  МэВ энергиялар мос келади] *тез нейтронлар* деб аталади;

2) нейтронларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари ядро радиусидан катта бўлган ҳолларда (бунга  $0,1$  МэВ дан кичик энергиялар мос келади) уларни *секин нейтронлар* деб номланади.

Тез нейтронларнинг ядролар билан таъсирлашуви, асосан, сочилишдан иборат. Сочилиш икки хил бўлади.

1. Нейтрон ядро билан эластик тўқнашганда унга ўз кинетик энергиясининг бир қисмини беради. Бериладиган энергия ядро ва нейтрон массаларининг нисбатига боғлиқ. Шунинг учун енгил ядролар билан тўқнашганда нейтроннинг энергияси анчагина камаяди. Масалан, таркибида сув ( $H_2O$ ) бўлган муҳитлар орқали ўтиш жараёнида нейтрон протон ( $H^1$ ) га ўз энергиясининг тахминан ярмини беради. Натижада муҳитдаги протонлар билан  $k$  марта тўқнашган нейтроннинг энергияси  $2^k$  марта камаяди. Хусусан, бошланғич энергияси  $5$  МэВ бўлган нейтроннинг энергияси  $22$  тўқнашувдан сўнг тахминан  $0,1$  эВ бўлиб қолади. 12.2-расмда тез нейтроннинг сувдаги протонлар билан тўқнашув жараёнида босиб ўтган йўли тасвирланган. Тажрибаларнинг кўрсатишича, энергияси  $\sim 5$  МэВ ли нейтрон сувда  $\sim 0,2$  м чамасидаги масофани босиб ўтади, холос. У ҳолда қуйидаги савол туғилиши мумкин: бирор муҳитда ҳаракатланаётган нейтроннинг энергияси қачонгача камайиши мумкин? Маълумки, муҳит таркибидаги зарралар доимо иссиқлик ҳара-



12.2- расм

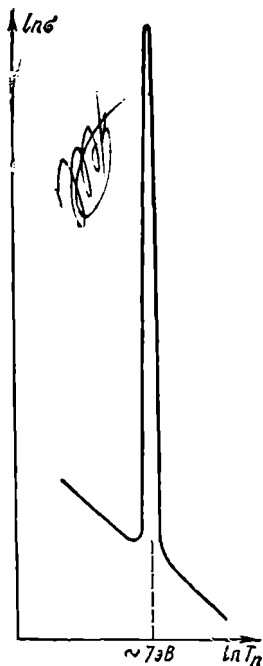
катда қатнашиб туради. Иссиқлик ҳаракат энергияси ( $\sim kT$ ) муҳит температураси билан аниқланар эди. Хусусан, хона температурасида ( $T \sim 300 \text{ K}$ ) бу энергиянинг қиймати  $0,25 \text{ эВ}$  га тенг. Шу қийматга эриш-

ган нейтроннинг энергияси бошқа камайиши мумкин эмас, чунки нейтрон муҳит зарралари билан иссиқлик мувозанатда бўлади. Бошқача айтганда, бундай нейтрон муҳит зарралари билан тўқнашганда баъзан уларга энергия бери-са, баъзан эса энергия олади. Энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига тенг бўлган нейтронларни *иссиқлик нейтрон-лар* деб ҳам аталади.

2. Тез нейтронларнинг ядро билан ноэластик тўқнашуви содир бўлганда нейтрон энергиясининг бир қисми ядрони уйғонган ҳолатга ўтказишга сарф бўлади. Бу ядро асосий ҳолатга қайтиш жараёнида  $\gamma$ -нурланиш чиқаради. Демак, нейтрон ва ядро орасида ноэластик тўқнашув амалга оши-ши учун нейтроннинг кинетик энергияси ядронинг биринчи уйғонган сатҳининг энергияси (яъни асосий ҳолат  $W_0$  дан кейинги биринчи энергетик сатҳ  $W_1$  билан характерланувчи ҳолат) дан кичик бўлмаслиги шарт. Енгил ядроларда бирин-чи уйғонган сатҳ энергияси бир неча МэВ га тенг. Шунинг учун енгил ядроларда нейтронларнинг ноэластик сочилиши ҳисобга олинмайдиган даражада кичик бўлади. Лекин оғир ядроларда биринчи уйғонган энергетик сатҳ асосий сатҳга анча яқин. Уларнинг фарқи 100 кэВ лар чамасида. Шунинг учун бу ҳолларда ноэластик сочилик кузатилади. Бироқ бир неча тўқнашувдан сўнг нейтрон энергияси камайиб ке-тади. Натижада бу нейтроннинг ядро билан ноэластик тўқ-нашиши мумкин бўлмай қолади.

Нейтронларнинг характерли хусусиятлари шундаки, улар муҳитда ҳаракатланиши давомида эртарақ ёки кечроқ бирор ядро ичига кириб боради ва ядровий реакцияни амалга оши-ради. Нейтронлар таъсиридаги ядровий реакцияларда про-тонлар, дейтонлар,  $\alpha$ -зарралар ва  $\gamma$ -квантлар чиқари-лиши мумкин. Вужудга келган ядролар, баъзан, радиоак-тив бўлади. Оғир ядролар эса нейтронлар таъсирида бўли-ниши мумкин. Бундан ташқари барча элементларнинг ядро-лари томонидан нейтронларнинг, айниқса, иссиқлик нейтрон-ларнинг тутилиши содир бўлади. Тажрибаларнинг кўрсати-шича, муҳитга тушаётган нейтронлар энергиясининг баъзи қийматларида муҳит ядролари томонидан нейтронларни ту-

тилиши жуда интенсивлашиб кетади, яъни мазкур реакция эффектив кесими кескин ошиб кетади. Бу ҳодиса *нейтронларнинг резонанс тугилиши* деб аталади. 12.3-расмда  $U^{238}$  ядроси томонидан нейтронлар тугилиши эффектив кесимининг графиги тасвирланган. Нейтронлар энергиясининг 7 эВ га тенг қийматида резонанс тугилиш ҳодисаси кузатилади. Бунда  $\sigma$  нинг қиймати  $\sim 10^4$  марта ортади, яъни  $4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$  дан  $2,3 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$  гача ошиб кетади. Демак, кинетик энергияси 7 эВ бўлган нейтрон  $U^{238}$  ядро билан қўшилиши туфайли вужудга келган система (яъни оралиқ  $U^{239}$  ядро) нинг тўлиқ энергияси шу  $U^{239}$  ядронинг уйғонган ҳолатларидан бирининг энергиясига айн  $\pi$  тенг бўлади. Шунинг учун 7 эВ энергияли нейтронларнинг ядро томонидан ютилиш эҳтимоллиги кескин ортиб кетади. Шундай қилиб, нейтронлар электронейтрал зарралар бўлганлиги туфайли улар бевосита муҳитни ионлаштирмайди.



12.3- расм

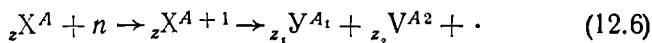
Лекин нейтронларнинг муҳит ядролари билан таъсирлашуви туфайли турли эффектлар вужудга келади. Масалан: а) тез нейтронларнинг эластик сочилишида ядронинг «тепки» олиши; б) нейтронлар ноэластик сочилгандан сўнг ядронинг (асосий ҳолатга қайтиш жараёнида)  $\gamma$ -квант чиқариши; в) нейтронлар таъсирида содир бўлган реакцияларда оралиқ ядронинг емирилиши туфайли зярдли зарралар ва  $\gamma$ -квант чиқиши; г) нейтрон таъсирида ядронинг бўлиниши; д) нейтрон тугилиши туфайли вужудга келган сунъий радио ктивлик. Баён этилган бу эффектларни қайд қилиш йўли билан нейтронлар ҳақида билвосита ахборотга эга бўлиш мумкин.

### 3-§. Ядроларнинг бўлиниши

Э. Ферми (Италия), И. Жолио-Кюри ва П. Савич (Франция), О. Ган ва Ф. Штрассман (Германия), О. Фриш ва Л. Майтнер (Австрия) ларнинг тажрибалари ва назарий изла-

нишлари туфайли нейтронлар билан бомбардимон қилинган оғир ядролар (масалан, уран) ни икки қисмга бўлиниши аниқланди. Бундан ташқари нейтронлар, электронлар ва  $\gamma$ -нурланишларнинг ҳам вужудга келиши кузатилди. Бу ҳодиса ядро бўлиниши деб ном олди. Бўлиниш жараёнида вужудга келган (Менделеев даврий жадвалининг ўртароғидаги элементларига тааллуқли) ядроларни эса бўлиниш парчалари деб аталди.

Бу ҳодисани ядро физикасига оид bilimларимиз асосида талқин қилиб кўрайлик. Нейтрон  ${}_0^1X^A$  ядрога киргач, унинг нуклонлари орасида ўралашиб қолади. Натижада янги  ${}_Z^AX^{A+1}$  ядро ҳосил бўлади, у эса икки ядрога, яъни  ${}_{Z_1}Y^{A_1}$  ва  ${}_{Z_2}V^{A_2}$  ядроларга бўлинади. Бўлиниш натижасида вужудга келиши мумкин бўлган бошқа зарралар билан қизиқмасак, мазкур реакцияни қуйидагича ёза оламиз:



X ядрони Y ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан

$$Q = (\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2) - \epsilon A \quad (12.7)$$

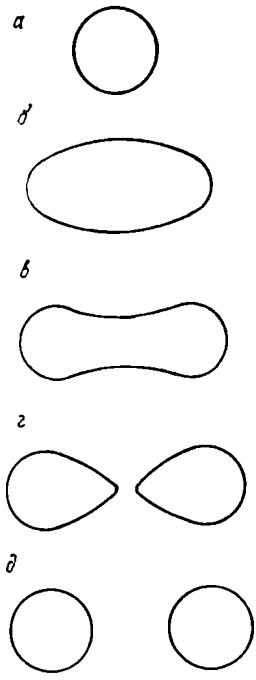
ифоданинг ишорасига боғлиқ. (12.7) да  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon$  лар мос равишда бўлиниш парчалари — Y ва V ҳамда X ядролардаги битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Даврий жадвалнинг ўрта қисмидаги элементлар ядролари учун нуклоннинг ядрога боғланиш энергияси (яъни  $\epsilon_1$  ва  $\epsilon_2$  лар) нинг қийматлари жадвал охиридаги оғир ядроларники (яъни  $\epsilon$ ) га нисбатан  $\sim 0,8$  МэВ катта. Шунинг учун Q нинг ишораси мусбат бўлади. Бундан ташқари X ядронинг нуклонлари Y ва V ядролар орасида тақсимланганлиги учун

$$Z_1 + Z_2 = Z \text{ ва } A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (12.8)$$

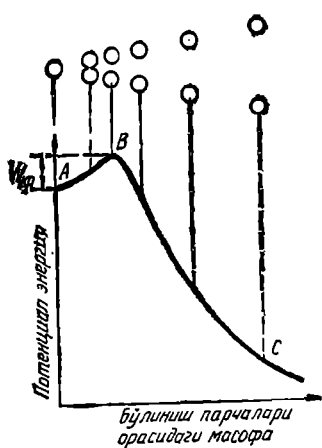
деб ҳисоблаш мумкин. Натижада оғир ядро (масалан,  $U^{235}$ ) икки ўртачароқ ядрога ажралганда  $Q \approx A \cdot 0,8$  МэВ энергия ажралиши лозим, деган хулосага келамиз. Қизиғи шундаки, (12.7) ифода асосида ҳисоблашлар масса сони 100 дан катта бўлган барча ядролар учун Q нинг ишораси мусбат эканлигини кўрсатди. Демак, назарий жиҳатдан  $A > 100$  бўлган ядролар ўз-ўзидан, яъни спонтан бўлиниши мумкин. U ҳолда нима учун спонтан бўлиниш фақат оғир ядроларда кузатилади? Ҳақиқатан, спонтан равишда оғир ядрони икки ўртачароқ ядрога ажралиши элементлар даврий жадва.



лининг охиридаги баъзи ядроларда совет физиклари Г. Н. Флеров ва К. А. Петржаклар томонидан кузатилди. Лекин спонтан бўлинишнинг тажрибада аниқланган эҳтимоллиги жуда кичик, яъни ярим емирилиш даври ниҳоят катта. Масалан, уран учун  $0,8 \cdot 10^{16}$  йилга тенг. Демак, юқоридаги саволни қўйидагича ифодаласа ҳам бўлади: нима учун иккига ажралишга нисбатан  $Q > 0$  бўлган ядроларнинг бўлинишини амалга ошириш учун ташқаридан бирор таъсир берилиши керак? Бу саволга жавоб бериш учун ядронинг томчи моделидан фойдаланилади. Мазкур моделда атом ядроси суюқлик томчисига ўхшатилади. Шунинг учун ядронинг бўлиниш жараёнини баён қилишдан олдин суюқлик томчиси устидаги мулоҳазаларга тўхтаб ўтайлик. Агар шарсимон суюқлик томчисини астагина туртсак, у деформацияланиб, «нафас олаётгандек» тебранади. Бунда томчининг шакли шарсимондан эллипсоидсимонга, ундан яна шарсимонга ўтади. Шу тарзда маълум вақт тебрангач, томчи яна шарсимон шаклини олади, чунки бу шакл томчи учун асосийдир. Агар томчига берилган туртки етарлича катта бўлса, томчи тебраниш жараёнида эластик деформациянинг критик нуқтасидан ўтиб кетади. Натижада томчининг бошланғич сферасимон шаклга қайтиш имконияти йўқолади. Шунинг учун томчи бир неча босқичлардан (12.4- расм) ўтиб, иккига ажралади. Ядронинг бўлиниши ҳам томчиникига ўхшаш бўлади. Нейтрон ядро ичига кириб нуклонларга аралашиб кетади ва ядровий кучлар туфайли ядро билан боғланиб қолади. Бунда нейтрон ядрогаги нуклонлар «коллективи»га ўзининг кинетик ва боғланиш энергияларининг йиғиндисига тенг миқдордаги энергия беради. Ядрога берилган бу энергия суюқлик томчисини деформациялаш жараёнида берилган энергияга ўхшайди. Нейтрон олиб кирган энергия таъсирида ядро бўлинадиган даражада деформацияланмаса, бир қатор тебранишлардан сўнг ядро бошланғич ҳолатга қайтади. Тебраниш энергияси эса  $\gamma$ -квант тарзида нурлантирилади. Агар нейтроннинг энергия-



12.4- расм



12.5- расм

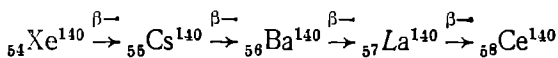
си ядрога 12.4- в расмда тасвирлангандек гантелсимон шаклини беришга етарли бўлса, энди ядро сферасимон шаклини тиклай олмайди. Ҳақиқатан, гантелсимон шаклга келган ядронинг чеккаларида жойлашган протонларнинг ўзаро итаришиш кучларини ядровий кучлар мувозанатлаштиролмайди, чунки ядровий кучлар фақат қисқа масофалардагина тортишув характерига эга. Гантелсимон ядронинг икки чеккалари орасидаги масофаларда эса ядровий кучлар тортишиш эмас, аксинча итаришиш характерига эга. Шунинг учун бу ҳолда ядровий кучлар ядрони бўлинишига кў-

маклашади. Натижада гантелсимон шаклдаги ядро икки ядрога — бўлиниш парчаларига ажралади. Ядронинг бўлиниши учун етарли даражада деформациялай оладиган энергиянинг қиймати бўлинишнинг критик энергияси  $W_{кр}$  (ёки *активлаш энергияси*) деб аталади. Бу катталикнинг моҳиятини 12.5- расмда тасвирланган бўлиниш парчаларининг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг бўлиниш парчалари орасидаги масофага боғлиқлигини ифодаловчи график ёрдамида тавсиф этайлик. Бўлиниш парчалари бир-биридан анча узоқ жойлашган бўлса (расмдаги С нуқта шундай вазиятга мос келади), улар орасидаги электростатик итаришиш (Кулон қонунига асосан) шу қадар кичик бўладики, унинг қийматини ноль деб ҳисоблаш мумкин. Бўлиниш парчалари бир-бирига яқинлашган сари уларнинг ўзаро итаришиш потенциал энергияси ҳам ортиб боради. Графикнинг бундай ўзгариши бўлиниш парчалари бир-бирига тегадиган даражада яқинлашгунча (расмдаги В нуқтагача) давом этади. Бундай масофаларда, энди, нуклонлар орасида таъсир этувчи ядровий кучлар ўзларининг тортишиш табиатини намоён қила бошлайди. Янад қисқа масофаларда ядровий кучлар кулон итаришиш кучларидан устунлик қилади. Натижада потенциал энергия камая бошлайди. Графикнинг бу соҳаси парчалар ядро таркибида бўлган ҳолларга, яъни ядронинг бўлинмаган вазиятларига мос келади (графикнинг устки қисмида бўлиниш парчаларининг вазиятлари тасвирланган). Графикнинг А нуқтаси эса бошланғич ядронинг

асосий ҳолатига мосдир.  $B$  ва  $A$  вазиятларга мос келувчи потенциал энергияларининг фарқи ядро бўлиниши учун лозим бўладиган критик энергиядир. Шундай қилиб, критик энергиянинг қиймати ядровий кучлар ва протонлар орасидаги кулон кучларининг муносабатига боғлиқ экан. Енгил ядроларда ядровий кучлар устунлик қилади. Шунинг учун уларнинг бўлиниши жуда кам содир бўлади. Масалан,  $A \approx 100$  бўлган ядролар учун  $W_{кр}$  нинг қиймати 50 МэВ ларга етади.  $A \approx 230$  бўлган ядролар учун критик энергиянинг қиймати бир неча МэВ ларга тенг. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлинишини амалга ошириш анча осонроқдир.  $A \approx 260$  бўлган ядролар учун  $W_{кр}$  нолга тенг. Демак, сунъий равишда ҳосил қилинган оғир ядролар узоқ яшай олмайди, улар спонтан бўлинади.

Ядро бўлиниш ҳодисасининг назариясини 1939 йилда Н. Бор, Ж. Уиллер ва совет физиги Я. И. Френкель яратди. Шу назарияга асосланган ядронинг бўлиниш механизмини соддалаштирилган тарзда юқорида баён қилдик. Энди, ядронинг бўлинишида кузатиладиган нейтронлар ва электронлар қандай сабаблар туфайли вужудга келади? деган саволга жавоб берайлик. Бунинг учун ядролар тузилишидаги қуйидаги қонуниятга эътибор берайлик. Элементлар даврий жадвалидаги турли стабил (яъни барқарор) ядролардаги нейтронлар сони  $N$  нинг протонлар сони  $Z$  га нисбати енгил ядролар учун тахминан 1 га тенг бўлса, оғир ядролар соҳасига силжиганимиз сари бу нисбатнинг қиймати катталашиб боради. Масалан,  $O^{16}$ ,  $Ag^{108}$ ,  $Ba^{137}$ ,  $U^{238}$  ядролари учун  $N/Z$  нинг қийматлари мос равишда 1,0; 1,3; 1,45; 1,6 ларга тенг. Демак, оғир ядро (масалан, уран) бўлиниши туфайли ҳосил бўлган бўлиниш парчаларида ҳам нейтронлар протонлардан анчагина кўп бўлади (чунки  $N/Z = 1,6$  эди). Бундан ташқари бўлиниш парчалари янгигина вужудга келган вақтда ниҳоят даражада деформацияланган бўлади. Бундай деформацияларга эга бўлган ядроларни ўта уйғонган ядролар деб аталади. Ўта уйғонган ядронинг потенциал энергияси жуда катта. Шунинг учун ўта уйғонган ядро (бўлиниш парчаси) «силкиниб» ўзидан бир-иккита нейтрон чиқариб юборади. Нейтрон чиқариш бўлиниш акти бошлангандан сўнг  $10^{-14}$  с лар чамаси вақт ичида содир бўлади. Шу сабабли мазкур нейтронлар *оний нейтронлар* деб аталади. Оний нейтронлар чиқарилгандан кейин ҳам бўлиниш парчаларининг таркибида ортиқча нейтронлар мавжуд бўлади. Шунинг учун бўлиниш парчалари  $\beta^-$ -емирилишга мойил бўлади, яъни электрон ва антинейтрино чи-

қариб нейтрон протонга айланади. Натижада парча-ядронинг заряди 1 га ортади, нейтронларнинг сонни эса 1 га камаяди. Лекин бу ядрога ҳам нейтронлар ортиқча бўлиши мумкин. У ҳолда бу ядрога яна  $\beta^-$ -емирилиш содир бўлади. Фақат охириги ядрогаги  $N/Z$  нисбат барқарорлик (стабиллик) шартига жавоб берадиган шартни қаноатлантирган дагина  $\beta^-$ -емирилишлар занжири тўхтайдди. Масалан, уранинг бўлиниши туфайли ҳосил бўлган бўлиниш парчаларидан бири —  $\text{Xe}^{140}$  нинг  $\beta^-$ -емирилиш занжири қуйидагича:

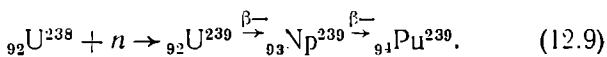


Юқорида  $\text{Xe}^{140}$  ядросини уран ядросининг бўлиниши туфайли вужудга келадиган парчалардан бири деб атадик. Бундай дейишимизнинг сабаби шундаки, уранинг 60 га яқин бўлиниши кузатилади. Улар ичида бўлиниш парчаларининг масса сонлари нисбати  $A_1/A_2$  нинг  $2/3$  га яқин бўлганлари эса катта эҳтимоллик билан амалга ошади.

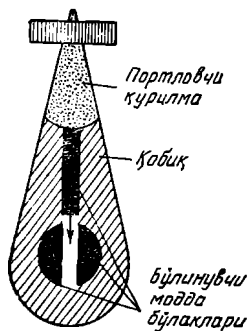
#### 4-§. Занжир реакция. Реакторлар

$\text{U}^{235}$  ядроси бўлиниши туфайли ажраладиган энергиянинг тахминан  $82 \div 84\%$  и бўлиниш парчаларининг энергияси тарзида, қолган қисми эса нейтронлар ( $2 \div 3\%$ ),  $\gamma$ -нурланиш ( $5 \div 6\%$ ), электронлар ( $3 \div 4\%$ ) ва нейтринолар ( $5 \div 6\%$ ) нинг энергияси сифатида намоён бўлади. Ҳар бир ядро бўлинганда тахминан 200 МэВ энергия ажралади. Солиштириш мақсадида оддий химиявий реакцияларда (масалан, ёниш процессида) ажраладиган энергиянинг ҳар бир атомга тўғри келадиган улуши атиги бир неча эВ эканлигини эслайлик. Демак, ядро бўлинишида химиявий реакциядагидан миллионлаб марта кўп энергия ажралади. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлиниш ҳодисаси кашф қилиниши биланоқ, бу реакцияда ажраладиган энергиядан фойдаланиш йўллари излана бошланди. Бўлиниш энергиясидан фойдаланиш имконияти амалга ошиши учун шундай шароит яратиш лозимки, бу шароитда реакция бир бошлангандан сўнг ўз-ўзидан давом эта олсин, яъни реакция занжир характерга эга бўлсин. Бундай реакцияни амалга оширишга оғир ядронинг бўлинишида вужудга келадиган 2—3 дона нейтрон ёрдам беради. Масалан, биринчи ядро бўлинганда ажралиб чиққан 2—3 нейтроннинг ҳар бири ўз навбатида янги ядроларнинг бўлинишига сабабчи бўлади. Натижада 6—9 янги

нейтронлар вужудга келади. Бу нейтронлар яна бошқа ядроларни бўлинишига имконият яратади ва ҳоказо. Шу тариқа бўлинаётган ядролар ва бунинг натижасида вужудга келадиган нейтронлар сонни ниҳоятда тез ортиб боради. Баён этилган тарзда ривожланадиган процесс — *занжир реакциядир*. Ҳисобларнинг кўрсатишича, биринчи ядро бўлингандан кейин  $7,5 \cdot 10^{-7}$  с вақт ўтгач  $10^{24} \div 10^{25}$  ядро (шунча ядро тахминан 1 кг уран таркибида бўлади) реакцияда қатнашган бўлади. Реакцияни бундай ўта шиддатли тусда ўтиши — портлаш демакдир. Лекин бу мулоҳазаларда барча нейтронлар янги ядроларнинг бўлинишига сабаб бўлади, деган фараздан фойдаланилди. Аслида нейтронлар бошқа ядролар томонидан ютилиши, лекин бу ядро бўлинмаслиги мумкин. Ёхуд нейтронлар бўлинувчи ядролар билан тўқнашмасдан реакция содир бўладиган ҳажм (яъни актив зона) дан чиқиб кетиши мумкин. Натижада занжир реакция ривожланмайди. Демак, занжир реакция ревожланиши учун ядронинг бўлиниши туфайли ҳосил бўлган нейтронларнинг ўрта ҳисобда биттадан ортиғи янги бўлинишни вужудга келтириши шарт. Умуман, занжир реакциянинг ривожланиш тезлиги *кўпайиш коэффиценти*  $K_k$  нинг қиймати билан характерланади. Кўпайиш коэффиценти — бирор авлод бўлинишларида вужудга келган нейтронлар сонини ундан олдинги авлод бўлинишларда ҳосил бўлган нейтронлар сонига нисбатидир. Агар  $K_k > 1$  бўлса занжир реакция ривожланади.  $K_k < 1$  да реакция сўнади.  $K_k = 1$  бўлганда реакция бир меъёрда давом этади. Шунинг учун кўпайиш коэффицентининг қийматига таъсир этувчи факторларни ўзгартириш йўли билан занжир реакция тезлигини бошқариш мумкин. Занжир реакцияларда уран ёки плутонийнинг изотопларидан фойдаланилади. Масалан, табiiй уран таркибида 99,282%  $U^{238}$  изотоп, 0,712%  $U^{235}$  изотоп ва 0,006%  $U^{234}$  изотоп бор. Тез нейтронлар таъсирида бу изотопларнинг барчаси бўлинади, секин нейтронлар эса фақат  $U^{235}$  изотопнинг бўлинишига сабаб бўла олади. Энергияси 1 МэВ дан кичик нейтронлар  $U^{238}$  ядроси томонидан тугилади ва  $U^{239}$  ҳосил бўлади. Лекин  $U^{239}$  изотоп  $\beta^-$  — емирилиш натижасида  $Np^{239}$  га, у эса  $Pu^{239}$  га айланади, яъни



$Pu^{239}$  ҳам, худди  $U^{235}$  каби секин нейтронлар таъсирида бўлинади. Бундан ташқари  $U^{235}$  ва  $Pu^{239}$  ядроларнинг бўлинишида ҳосил бўладиган нейтронлар сонининг ўртача қий-

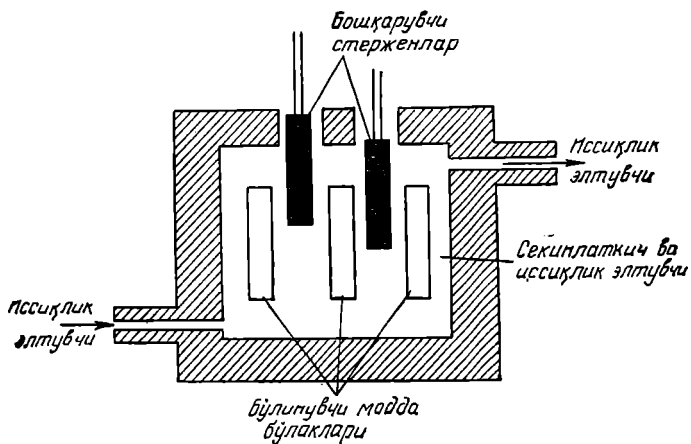


12.6- расм

матлари ( $\nu$ ) мос равишда 2,46 ва 2,90 га тенг. Демак,  $U^{235}$  ёки  $Pu^{239}$  ядроларидан фойдаланиб занжир реакцияни амалга ошириш учун имкониятлар мавжуд. Фақат нейтронларни реакцияда қатнашмай актив зонадан чиқиб кетишини камайтириш лозим. Ўз-ўзидан равшанки, актив зонанинг ҳажми (бўлинувчи модданинг массаси шу ҳажмга пропорционал) қанчалик кичик бўлса, ундан чиқиб кетадиган нейтронлар сони шунчалик кўп бўлади. Шунинг учун актив зона ҳажмини катталаштириб борилса, унинг бирор

қийматида занжир реакцияни амалга ошириш учун етарли шароит яратилган бўлади. Бундай ҳажмдаги бўлинувчи модданинг массасини *критик масса* ( $m_{кр}$ ) деб аталади. Масалан, соф  $U^{235}$  дан ташкил топган бўлинувчи модда учун  $m_{кр} \approx 9$  кг.

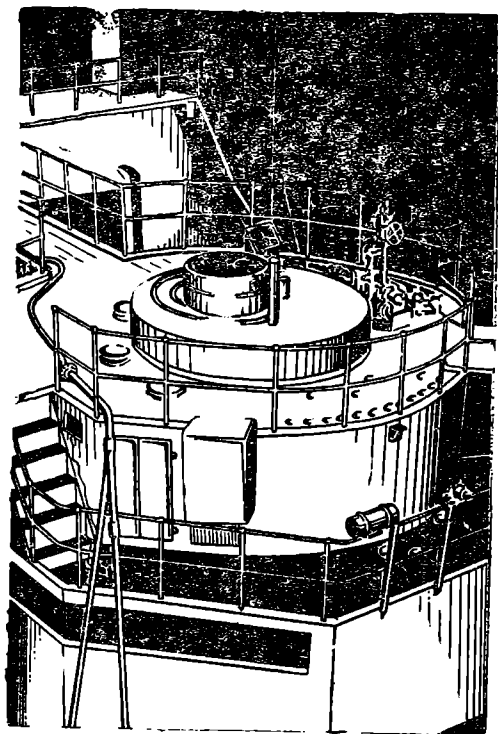
Шундай қилиб, бўлинувчи модда массасининг қиймати  $m < m_{кр}$  бўлган ҳолда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти  $K_k < 1$  бўлади, шунинг учун занжир реакция амалга ошмайди. Аксинча,  $m > m_{кр}$  шарт бажарилганда  $K_k > 1$  бўлади (лекин  $K_k \leq \nu$ ), натижада занжир реакция ривожланади. Занжир реакция бошқарилмайдиган тарзда амалга ошириш атом бомбанинг портлаш жараёнида содир бўлади. Атом бомбанинг тузилиши схематик тарзда 12.6- расмда тасвирланган. Унда бўлинувчи модда икки ёки кўпроқ бўлақлар тарзида тайёрланади. Бу бўлақларнинг умумий массаси критик массадан катта, лекин ҳар бўлақнинг массаси критик массадан кичик. Шунинг учун ҳар бир бўлақнинг ўзида бўлиниш занжир реакцияси ривожланмайди. Бомбага жойлаштирилган оддий портловчи қурилма портлаганида мазкур бўлақлар қўшилиб, занжир реакцияни амалга оширишга шароит яратилади. Бўлиниш реакциясини бошлаб бериш учун керак бўладиган биринчи нейтронлар эса бўлинувчи модда ичида доимо «адашиб» юрган бўлади. Масалан, массаси 1 кг бўлган уранда спонтан бўлиниш туфайли секундага тахминан 20 нейтрон вужудга келади. Бундан ташқари космик нурлар таъсирида ҳам доимо турли зарралар қатори нейтронлар ҳам вужудга келиб туради. Атом бомба портлаганда жуда қисқа вақт ичида ниҳоятда катта энергия ажралиб чиққанлиги учун портлаш зонасида иссиқлик бир неча миллион градусга етади. Бундай иссиқлик таъсирида портлаш зонасидаги



12.7- расм

модда буғга айланади. Ута қизиган шарсимон газ тез кенгайиши натижасида жуда кучли зарб тўлқини вужудга келиб, ўз йўлидаги объектларни емиради ва куйдириб ташлайди. Кези келганда шуни қайд қилмоқ лозимки, мазкур қуролни ядровий бомба деб аташ тўғрироқ бўларди, чунки унинг портлашида ядровий энергия ажралади-да!

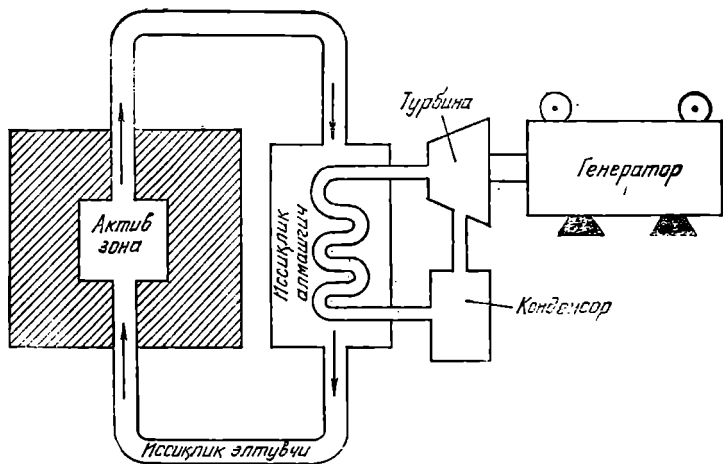
Бошқариладиган бўлиниш занжир реакцияларини амалга ошириш учун қўлланиладиган қурилмани *ядровий реактор* деб аталади. Бундай қурилмаларда нейтронлар кўпайиш коэффициенти  $K_k$  нинг 1 дан озгина катта қийматларида занжир реакцияни бошлаш имконияти мавжуд бўлиши керак. У ҳолда актив зонадаги нейтронлар концентрацияси ва реакторнинг қуввати орта бошлайди. Керакли қувватга эришилганда  $K_k$  нинг қийматини айнан 1 га тенг қилиб туриш имконияти бўлиши керак. Бу ҳолда занжир реакция ўзгармас тезлик билан давом этади, натижада реактор *стационар режимида* ишлай бошлайди. Бўлиниш занжир реакциясининг анчагина вариантлари мавжуд. Биз ҳозирги замон энергетикасида кенг фойдаланилаётган иссиқлик нейтронлар таъсирида ишлайдиган реакторлар билан танишамиз. Реакторнинг асосий элементи — бўлинувчи моддadir. Замонавий реакторларда бўлинувчи модда сифатида  $U^{235}$  изотоп билан бойитилган табиий урандан фойдаланилади. Иссиқлик нейтронлар  $U^{235}$  ни эффектив равишда бўлинишига сабабчи бўлади. Шунинг учун бўлиниш реакциясида вужудга келган тез нейтронларни секинлатиш йўли билан иссиқлик нейтронларга



12.8- расм

айлантирилади. Одатда, секинлаткичлар сифатида графит ёки оғир сув ( $D_2O$ ) дан, баъзан эса оддий сув ( $H_2O$ ) дан ҳам фойдаланилади. 12.7-расмда реактор актив зонасининг соддалаштирилган схемаси тасвирланган. Реакторнинг актив зонаси секинлаткич модда билан тўлдирилган. Секинлаткич ичига стержень ёки пластинка шаклида бўлинувчи модда бўлаклари жойлаштирилади. Занжир реакция тезлигини бошқарувчи стерженлар ёрдамида ўзгартириш мумкин. Бу стерженлар нейтронларни интенсив равишда ютадиган материаллар (масалан, бор ёки кадмий) дан тайёрланади. Бошқарувчи стерженларнинг кўпроқ ёки камроқ қисмини актив зона ичига киритиш йўли билан  $K_K$  нинг қийматини ўзгартиришга эришилади. Стацонар режимда ишлаётган реакторнинг актив зонасидаги нейтронлар сони нормадан озгина четга чиқиши (яъни  $K_K$  нинг қиймати 1 дан озгина фарқланиши) биланоқ махсус автоматик қурилма бошқарувчи стерженларни керакли томонга силжитади. 12.8-расмда Ўзбекистон Фанлар Академиясининг ядро физикаси институтида





12.9- расм

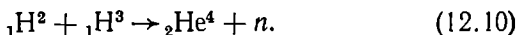
илмий-тадқиқот мақсадларида фойдаланилаётган ядровий реакторнинг тасвири келтирилган.

Ядровий энергиядан фойдаланишга асосланган қурилмаларнинг асосий қисми ядровий реактордир. Асос тарихида атом электр станция (АЭС) нинг ишлаш принципи билан танишайлик. Занжир бўлиши реакциясида ажралаётган энергия актив зонани айланиб юрадиган (12.9-расмга қ.) иссиқлик элтувчига ўтади. Иссиқлик элтувчи бу энергияни иссиқлик алмашгичдаги сувга беради, натижада сув буғга айланади. Буғ эса ўз навбатида генераторнинг таркибий қисми бўлган турбинани ҳаракатга келтиради. Турбинадан ўтган буғ конденсорда сувга айланиб, яна иссиқлик алмашгичга боради. Шу тарзда ядровий энергия электр энергияга айлантирилади.

## 5-§. Термоядровий реакциялар

Ядро боғланиш энергиясининг бир нуклонга мос келувчи қиймати  $\epsilon$  нинг масса сони  $A$  га боғлиқлигини характерловчи график (11.2-расмга қ.) ка назар ташласак, фақат оғир ядроларнинг бўлиниши туфайлигина эмас, балки *жуда енгил ядроларни бириктириш* (ядролар синтези) *усули билан ҳам ядровий энергиядан фойдаланиш мумкин*, деган фикрга

келамиз. Масалан, дейтерий ва тритийнинг синтезида  $\alpha$ -зарра ва нейтрон ҳосил бўлади. яъни



Мазкур реакциянинг энергиясини (12.3) муносабатга асосланиб ҳисоблайлик:

$$Q = [(m_{\text{H}^2} + m_{\text{H}^3}) - (m_{\text{He}^4} + m_n)]c^2 \approx 17,6 \text{ МэВ}. \quad (12.11)$$

Демак, реакция экзотермик ва унда қатнашаётган ҳар бир нуклонга тўғри келувчи энергия  $\sim 3,5$  МэВ га тенг. Таққослаш мақсадида  $\text{U}^{235}$  нинг бўлинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келувчи улуши  $\sim 0,85$  МэВ лигини эслайлик.

Ядролар синтези амалга ошиши учун улар бир-бири билан ядровий кучларнинг таъсири сезиладиган масофа ( $r \sim 10^{-15}$  м) гача яқинлашиши керак. Лекин ядроларнинг бу даражада яқинлашишига кулон итаришиш кучлари туфайли улар орасида вужудга келадиган потенциал тўсиқ қаршилик кўрсатади. Бу тўсиқни енгиш учун  $\text{H}^2$  ва  $\text{H}^3$  нинг синтез реакциясида ядролар

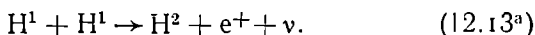
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,16 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} \text{ Ж} \approx 0,7 \text{ МэВ} \quad (12.12)$$

энергияга эга бўлиши керак. Демак, тўқнашаётган ядроларнинг ҳар бирини кинетик энергияси  $\sim 0,35$  МэВ бўлса, ядровий синтез реакцияси амалга ошади. У ҳолда ядролар синтези иссиқлик ҳаракатнинг энергияси (яъни  $3kT/2$ ) туфайли содир бўлиши учун ядроларни қандай температурагача қиздириш лозим? — деган саволга жавоб топайлик. Ҳисоблардан кўринишича бу температура  $2 \cdot 10^9$  К бўлиши керак. Мазкур температуранинг амалда ҳосил қилиб бўлмайдигани. Лекин бунчалик юқори температурага ҳожат ҳам бўлмаса керак. Бу фикр қуйидаги икки сабабга асосланади:

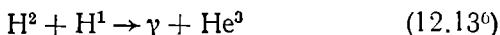
1) ихтиёрий  $T$  температурадаги газ молекулалари тезликларининг қиймати Максвелл тақсимотига бўйсунди. Шу сабабли Максвелл тақсимотини характерловчи графикнинг «думи» га мос келувчи тезликлар билан характерланган ядролар иссиқлик ҳаракат энергиясининг қийматлари  $3kT/2$  дан анча катта бўлади;

2) туннель эффект туфайли ядролар бирикиши учун лозим бўладиган кинетик энергиянинг қиймати кулон тўсиғи баландлигидан кичик ҳэм бўлиши мумкин. Шунинг учун  $\text{H}^2$  ва  $\text{H}^3$  ядроларининг  $\sim 10^7$  К температурада ҳам етарлича интенсив бирикиши кузатилади. *Ядролар синтези*

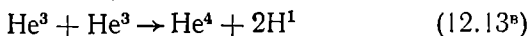
юқори температураларда содир бўлганлиги учун уни термоядровий реакция деб ҳам аталади. Бу қадар юқори температура юлдузларда жумладан, Қуёшда мавжуд. Қуёш нурланишининг спектрини ўрганиш асосида юлдузлар таркиби, асосан водород ва гелийдан ҳамда озгина миқдордаги ( $\sim 1\%$  ча) углерод азот ва кислороддан иборат, деган хулассага келинган. Қуёш энергияси унинг таркибидаги ядроларнинг синтези, яъни термоядровий реакциялар туфайли ажралади. Бу реакцияларнинг вариантларидан бири протон—протон ( $pp$ ) циклидир. Мазкур циклдаги биринчи реакцияда икки протон бирикиб, дейтонни ҳосил қилади:



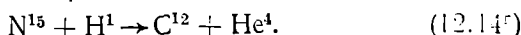
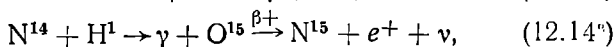
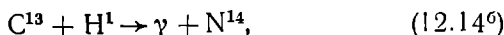
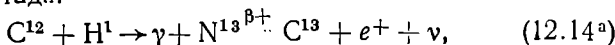
Иккинчи босқичда



реакция амалга ошади. Шундан сўнг

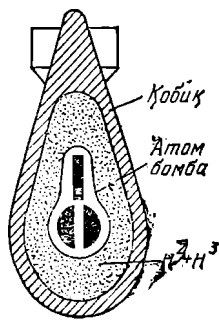


реакцияда гелий ядроси ва икки протон ҳосил бўлади. Бундан ташқари Бете томонидан таклиф этилган углерод цикли амалга ошиши мумкин. Мазкур цикл қуйидаги тўрт босқичда ўтади:



Бу циклда ҳам гелий ядроси ҳосил бўлади. Бундан ташқари циклнинг биринчи босқичидаги  $C^{12}$  ядроси ҳам вужудга келади. У яна янги циклни бошлайди. Бошқача айтганда,  $C^{12}$  ядроси углерод циклида «ядровий катализатор» вазифасини ўтайди. Шунинг ҳам қайд қилмоқ лозимки, углерод цикли  $pp$  — циклга нисбатан юқорироқ температураларда ўтади. Замонавий тасаввурларга асосан, Қуёш энергиясининг манбаи асосан  $pp$  — циклдир.

Олимлар сунъий равишда термоядровий реакцияни амалга ошириш усулини топдилар. Бунинг учун термоядровий реакцияда қатнашиши лозим бўлган модда



12.10- расм

(масалан,  $H^2$  ва  $H^3$  аралашмаси) ичида атом бомба (12. 10-расм) портлатилса бас. Атом бомба портлаганда ғоят қисқа вақт ичида температура  $\sim 10^7$  К га етиб, дейтерий ва тритий бирикади, бунда энергия ажралиб чиқиши янада кучлироқ портлаш тарзида намоён бўлади. Портлашда водород изотоплари қатнашганлигидан баён этилган принципда ишлайдиган қуролга *водород бомба* деб ном берилган. Агар водород бомбанинг деворларига  $U^{238}$  изотоп (яъни табиий уран, чунки унинг 99% и  $U^{238}$  эди) қопланса, термоядровий реакцияда ажралиб чиқадиган тез нейтронлар  $U^{238}$  ядроларининг бўлинишига сабабчи бўлади. Бунинг натижасида бомбанинг портлаш қуввати янада ортади.

● *Нейтрон бомба* деб аталувчи қуролда эса ядровий синтез реакцияси амалга ошириши учун талаб қилинадиган шароит детонаторлик вазифасини бажарувчи атом бомбани портлатиш йўли билан эмас, балки бошқа усуллар ёрдамида вужудга келтирилади. Нейтрон бомбани характерловчи критерий сифатида термоядровийлик коэффициенти  $K_T$  дан фойдаланилади.  $K_T$  — ядровий синтез реакциясида ажраладиган энергиянинг портлаш вақтида ажраладиган умумий энергияга нисбатидир. Нейтрон бомбада  $K_T \approx 0,90 \div 0,95$ . Ядровий синтез реакциясида ажралиб чиқадиган энергиянинг асосий қисми ( $\sim 80\%$ ) нейтронларнинг энергияси сифатида намоён бўлади (мазкур қуролни нейтрон бомба деб аталишининг сабаби ҳам шунда). Шунинг учун *нейтрон бомба портлаганда вужудга келадиган зарб тўлақин анчагина кучсиз, лекин нурланиш дозаси ниҳоят кучли бўлади*. Нейтронлар муҳит атомларининг электрон қобиқлари билан безосита таъсирлашмайди (2- § га қ.). Лекин муҳит атомларининг ядролари билан таъсирлашуви туфайли зарядли зэрралар,  $\gamma$ -квантлар ва радиоактив ядролар ҳосил бўлади. Булар эса, ўз навбатида бошқа атомларни ионлаштиради. Шунинг учун одам организмга нейтронларнинг таъсири тирик тўқималарнинг атом ва молекулаларини ионлаштиришдан иборат бўлади. Ионларнинг активлиги ўзгача бўлганлиги учун соғ организмда салбий таъсир кўрсатувчи химиявий бирикмалар вужудга келади. Ядровий нурланиш, хусусан, нейтронлар таъсирида баъзи мураккаб молекулалар, биринчи навбатда илик, сўнгра қон ҳосил бўлиш жараёни, айниқса, марказий нерв системасининг тўқималари зарарланади. Овқат ҳазм қилиш йўли ва жинсий аъзоларнинг ҳужайралари ҳам шикастланади. Нурланишларнинг тирик организмга таъсири қуйидаги тажриба етарлича тасаввур беради: маймунлар узоқ вақт давомида кунига олти соатдан чамбарак айлантиришга, ўн ми-

нут айлантиргандан кейин беш минут дам олишга ўрнатилган. Бундай меҳнатдан улар мутлақо чарчамаган. Сўнгра маймунларга нейтрон-гамма нурланиш билан таъсир этилган. Нурланишнинг эквивалент дозаси 46 зиверт ( $1 \text{ Зв} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ ) бўлган. Нурлангандан беш секунд ўтгач, маймунлар яна чамбарак айлантиришга ундалган. Лекин уларнинг 80% и 8 минут ичида иш қобилиятини бутунлай йўқотган. Нурлангандан сўнг  $7 \div 132$  соат ичида барча маймунлар ҳалок бўлган.

☉ Шунини алоҳида қайд қилмоқ лозимки, қуввати ўн кило-тонна бўлган нейтрон бомба (бундай бомбадаги дейтерий-тритий аралашмасининг массаси 130 граммга тенг) портлатилганда портлаш марказидан бир километрча масофадаги очиқ ерда жойлашган одамларга худди юқорида баён этилган тажрибадагидек нурланиш эквивалент дозаси таъсир этади.

Демак, ядровий синтез реакцияси, ҳозирча, бошқарилмайдиган тарзда амалга оширилиши мумкин. Бошқариладиган термоядровий реакцияни амалга ошириш учун, асосан икки қийинчиликни енгиш керак. Биринчидан «термоядровий ёқилғи» нинг температурасини  $\sim 10^8 \text{ K}$  гача қиздириш, яъни Қуёш температурасидан тахминан 10 марта юқори температураларни олиш усулини топиш лозим. Бунчаллик юқори температуралар зарурлигининг сабаби нимада? Масала шундаки, сунъий равишда термоядровий реакция содир бўладиган қурилманинг ҳажми чегараланган, натижада ундан иссиқлик йўқолиши ҳам Қуёшдагидан анча катта бўлади, албатта. Шунинг учун сунъий равишда ҳосил қилинадиган «митти қуёш» температураси Қуёшникидан анча юқори бўлиши лозим. «Термоядровий ёқилғи» бундай юқори температураларда термоядровий плазмага айланади. Берк ҳажмдаги плазма камера деворлари билан контактга киради ва унга иссиқлик бериб совийди ёки худди водород бомба мисолидагидек камерани эритиб юборади. Шунинг учун термоядровий плазмани берк ҳажмда бирер муддат давсмида сақлаб туриш муаммеси туғилади. Бу иккинчи қийинчиликдир.

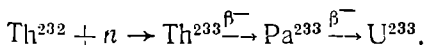
☉ Олимлар плазманинг магнит майдон ёрдамида изоляциялаш мумкин, деган фикрни илгари сурдилар. Бу фикрга асосланиб турли қурилмалар ясалган. Улар ичида совет олимлари ясаган ва «Токамак» номи билан юргизиладиган қурилмалар эътиборга лойиқдир. «Токамак» лар ёрдамида Халқаро ҳамкорлик асосида бошқариладиган термоядровий

реакцияни амалга ошириш бўйича изланишлар ҳам олиб берилмоқда.

## 6-§. Ядро физикасининг ютуқларидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш

Ядро физикаси ўзининг навқиронлигига қарамай талайгина ютуқларга эришдики, улар фан-техника ва саноатнинг кўпгина соҳаларида қўлланилмоқда. Шуларнинг баъзилари ҳақида тўхталиб ўтайлик.

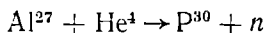
1. *Ядровий энергетика ҳақида.* Ядровий энергия Хиросима ва Нагасаки фожиаларидан сўнг жамоатчиликка аён бўлди. Ядровий энергиядан тинчлик мақсадларида фойдаланиш СССР да 1954 йил июлда биринчи атом электростанцияни ишга тушириш билан бошланди. Ҳозирги вақтда дунёнинг 16 мамлакатида 100 дан ортиқ атом электростанция (АЭС) лар ишлаб турибди. Уларнинг умумий электр қуввати  $4 \cdot 10^7$  кВт дан ортиқ. Бундан буён энергетик балансида ядровий энергетиканинг улуши ортиб боради. Бунинг сабаби шундаки, дунёда ишлатилаётган энергиянинг тахминан 70% и нефть ва газни ёқиш ҳисобига олинмоқда. Борган сари ошиб бораётган энергия эҳтиёжларини ҳисобга олсак, нефть ва табиий газ запаслари узоғи билан 50 йилга етади. Кўмирни ёқиш ҳисобига эса энергия эҳтиёжларини узоғи билан 500 йил давомида қондириб туриш мумкин. Бу рақамлар инсониятнинг энергия таъминоғида вужудга келган муаммони характерлайди. Бу муаммони ҳал қилишда ядровий энергетикага муҳим роль ажратилган. Ҳозирги вақтда АЭС ларнинг реакторларида, асосан,  $U^{235}$  дан фойдаланилмоқда. Лекин  $U^{238}$  дан тез нейтронлар таъсирида  $Pu^{239}$  ҳосил қилиш (12.9 га қ.) мумкин. Бу процесс кўпайтиргич реакторларда амалга ошади. Натижада бундай реакторларда икки процесс, яъни ядровий бўлиниш ва янги «ёқилғи» — плутоний ҳосил бўлади. Кўпайтиргич реакторлардан фойдаланиб яна бир «ёқилғи» ни ҳосил қилиш мумкин:



$U^{233}$  ва  $Pu^{239}$  ларда худди  $U^{235}$  га ўхшаш, иссиқлик нейтронлар таъсирида бўлиниш реакцияси амалга ошади. Мутахассисларнинг фикрича, бошқариладиган бўлиниш реакциялари учун керак бўладиган «ёқилғи» лардан шу тарзда фойдаланилса, улар инсоният энергиявий эҳтиёжларини бир неча юз йил давомида қондира олар экан.

Термоядровий реакцияни бошқариш муаммоси ҳал бўлган тақдирда инсоният учун энергия танқислиги хавфи бутунлай йўқолган бўлади, чунки океан сувларидаги «Термоядровий ёқилғи» нинг запаслари жуда катта.

2. *Сунъий радиосактивликдан фойдаланиш.* 1934 йилда Ирен ва Фредерик Жолно-Кюрилар алюминийни  $\alpha$ -зарралар билан нурладилар. Нурлаш тўхтатилгандан сўнг ҳам нишондан позитронларни ажралиб чиқаётганлиги аниқланди. Вақт ўтиши билан позитронларнинг активлиги экспоненциал қонун бўйича камайиб борди. Бу ҳодиса сунъий радиоактивлик эди. Баён этилган тажрибада



ядровий реакция туфайли ҳосил бўлган  $\text{P}^{30}$  — ярим емирилиш даври 150 с га тенг бўлган радиоактив ядродир. Ана шу  $\text{P}^{30}$  ядроларни емирилиши туфайли позитронлар кузатирилган. Ҳозирги вақтда сунъий радиосактивлик ҳосил бўладиган реакциялар яхши ўргатилган. Бу соҳада айниқса, жисмларни нейтронлар оқими билан нурлаш туфайли (яъни нейтрон реакцияларда) сунъий радиосактивлик ҳосил қилиш кенг қўлланилади. Масалан, бирор жисм таркибидаги аралашма миқдорини аниқлаш лозим бўлсин. Бунинг учун жисмни ва ундан алоҳида аралашма элементидан ташкил топган моддани (уни контрол модда деб атайлик) бир хил шароитда реакторда нурлайлик. Маълум муддатдан сўнг, текширилади жисм ва контрол модда чиқараётган нурланиш спектрини ўлчаймиз. Бунда аралашма атомларининг нейтрон тутиши туфайли ҳосил бўладиган сунъий радиосактивликнинг хусусиятини ҳисобга олиб,  $\alpha$ ,  $\beta$  ёхуд  $\gamma$ -спектрни ўлчаш мумкин. Мисол учун вужудга келадиган сунъий радиосактивликни характерлайдиган маълум энергияли  $\gamma$ -квантлар интенсивликларини ўлчаш мумкин. Текширилади жисм ва контрол модда томонидан чиқариладиётган айна  $\gamma$ -нурланиш интенсивликларини солиштириб, текширилади жисмдаги аралашма миқдори ҳақида жуда аниқ маълумот олиш мумкин. Бу усул жисм таркибидаги аралашмани сунъий радиосактивлантиришга асосланганлиги учун уни *радиосактивацион анализ* деб аталади.

Яна бир мисол билан танишайлик. Ер атмосферасида космик нурлар таъсирида  $\text{C}^{14}$  изотоп ҳосил бўлади. Унинг ярим емирилиш даври 5600 йил. Бир томондан  $\text{C}^{14}$  ҳосил бўлади, иккинчи томондан радиоактив емирилиш ҳисобига камаяди, натижада атмосферадаги  $\text{C}^{14}$  «радиоактив мувоза-

нат» да бўлади. Таркибида углерод бўлган барча жисмларда  $C^{14}$  ҳам мавжуд. Масалан, одам баданининг тирик тўқималаридаги углероднинг тахминан  $10^{-8}$  улуши  $C^{14}$  дан ташкил топгандир. Барча тирик мавжудот ва ўсимликлар таркибида ҳам  $C_8^{14}$  мавжуд ва унинг миқдори атмосферадаги  $C^{14}$  билан мувозанатда бўлади. Лекин ҳаёт тугаши билан организмга  $C^{14}$  нинг қўшилиши ҳам тўхтайтиди. Бироқ организмда мавжуд бўлган  $C^{14}$  радиоактив емирилишни давом эттиради. Шунинг учун эски ёғоч ёки суяк таркибида янгисига нисбатан  $C^{14}$  нинг миқдори камроқ бўлади. Демак,  $C^{14}$  нинг концентрациясини ўлчаш туфайли ҳаёт тугагандан бери ўтган вақтни ҳисоблаб топиш мумкин. Шундай қилиб,  $C^{14}$  изотоп антропологлар учун ўзига хос «радиоактив соат» бўлиб хизмат қилади.

3. Радиоактив изотоп оддий изотопга хос бўлган барча химиявий хусусиятларга эга бўлади. Лекин оддий изотопдан фарқи унинг радиоактивлигида. Шунинг учун жисм (масалан, организм) даги радиоактив изотопни унинг нурланишини қайд қилувчи қурилмалар ёрдамида аниқлаш мумкин. Бундан медицинада диагностика учун фойдаланилади. Масалан, радиоактив йоддан қалқонсимон безнинг функционал ҳолатини аниқлашда фойдаланиш мумкин. Бунинг учун организмга зарар қилмайдиган миқдорда радиоактив йодли эритма ичилади. Қалқонсимон без ўзлаштирган йоднинг миқдорини унинг  $\gamma$ -нурланишини қайд қилиш усули билан аниқлаб борилади. Касалларда ссғлом одамларга нисбатан йодни ўзлаштирилиши тезроқ содир бўлишига асосланиб диагноз қўйилади. Мазкур усулни ишлаб чиққнликлари учун республикамиз олимлари — Ё. Х. Тўрақулов ва Р.Қ. Исомбеков Ленин мукофоти билан тақдирланганлар.

4. Саноатнинг турли соҳаларида гамма-дефектоскопия, технологик процессларни контрол қилиш усулларида фойдаланилмоқда. Бунда қўлланилаётган ядровий нурланишни қайд қилувчи счётчикларни процессни бошқарувчи қурилмаларга улаш йўли билан мазкур процессни автоматик равишда ўзгартириб туришга (яъни коррективка қилишга) эришилади.

## 7-§. Ядровий уруш хавфини йўқотиш—заруратдир

Йилдан-йилга ядровий қуролга эга бўлган мамлакатлар ва улар ихтиёридаги ядровий қуроллар ортиб бормоқда. Бу эса давлатлар орасидаги можароларда ядровий қурол ишла-



тилиш эҳтимоллигини оширади, албатта. Милитаристик руҳдаги Саъзи арбоблар эса «чекланган ядровий уруш» инсоният учун халокатли эмас, чунки бундай урушда душманнинг асосий нишонларига зарба берилади, деган фикрни илгари сурадилар. Лекин аслида, шундаймикан?

Мазкур саволга жавоб бериш учун, аввало, шуни таъкидлайликки, можарода кичик қувватли ядровий қурол ишлатилган тақдирда ҳам талофот кўраётган томон ўз ихтиёридаги катта ва ўта катта қувватли ядровий қуролни ишлатмай, ўзини тийиб тура олади, деб кафолат бериш «чекланган ядровий уруш» тарафдорларининг қўлидан ҳам келмайди. Зеро, ядровий қурол ишлатилган можаро дунё миқёсидаги ядровий урушга айланиб кетиш эҳтимоллиги мавжуд. Шу сабабли, ядровий уруш инсоният ва умуман, Ердаги ҳаёт учун ҳалокат келтириши мумкинлигини физик нуқтаи назардан шарҳлайлик.

Бир группа олимлар чангли бўронлар ва улкан вулқонларнинг Ер иқлимига таъсирини ўргандилар. Сўнгра текшириш натижаларини ядровий қурол портлаши туфайли вужудга келадиган чангли булутлар учун умумлаштириш натижасида ядровий уруш Ер иқлимини инсоният учун ҳалокатли бўладиган тарзда кескин ўзгартириб юборади, деган хулосага келдилар. Мазкур фикрни батафсилроқ баён этайлик.

Ер атмосфераси ва сирти тушаётган қуёш энергиясининг бир қисмини қайтаради, иккинчи қисмини эса ютади. Ўз навбатида Ер иссиқлик нурланиш тарзида энергия тарқатиб ҳам туради. Ер атмосферага эга бўлганлиги туфайли бу нурланиш бевосита космик фазога тарқалмайди, балки атмосферадан ўтиш жараёнида қисман ютилади. Қуёш энергиясининг аксарият қисми электромагнит спектрнинг кўринувчан соҳасига, Ер сирти иссиқлик нурланиш энергиясининг асосий қисми эса спектрнинг инфрақизил соҳасига мос келади. Атмосфера таркибидаги сув (яъни муз кристаллчалари, суяқ томчичалар ва буг) ҳамда карбонат аргидрид газининг молекулалари инфрақизил нурларни яхшигина ютиб, унинг анчагина қисмини ушлаб қолди. Худди шу икки модда қуёш нурлари учун деярли шаффоф ҳисобланади. Бошқача айтганда, атмосфера қуёш нурлари учун шаффоф «дераза» вазифасини, Ернинг иссиқлик нурланиши учун эса худди «кўрпа» га ўхшаш вазифани бажаради. «Парникэфект» деб аталадиган мазкур жараён туфайли Ер атмосферасининг изоляцияси амалга ошади. Бу эса ўз навбатида Ер сиртининг температураси сувнинг музлаш температура-

сидан анчагина юқори бўлишига ва ҳаёт учун зарурий шароитларнинг вужудга келишига хизмат қилади.

Шуни алоҳида қайд қилайликки, инфрақизил нурларни яхши ютадиган зарраларнинг атмосферада кўпайиши, масалан карбонат ангидрид концентрациясининг ортиши Ер сиртининг исишига сабабчи бўларди. Аксинча атмосфера таркибининг ўзгариши туфайли Ер сиртига етиб келаётан қуёш нурларининг интенсивлиги сусайган тақдирда температура пасайган бўларди. Бинобарин, Ер сирти температурасининг ўзгариши атмосфера таркибидаги концентрацияси ўзгарган жуда майда зарралар (уларни, одатда, аэрозоль деб аталади) ҳиссасига боғлиқ. Хусусан ўлчами 10 микрометрдан кичик зарралардан ташкил топган аэрозоль Ер сирти ва атмосфера қўйи қатламлари температурасининг пасайишига сабабчи бўлади. Худди шундай натижа зарраларининг ўлчами каттароқ бўлган қоракуя (тутун таркибидаги) учун ҳам ўринли.

Ҳисобларнинг кўрсатишича, ҳозирги вақтда мавжуд бўлган ядровий қуроллар арсеналининг учдан бир қисми ядровий урушда қатнашган тақдирда атмосферанинг юқори қатламларига кўтариладиган тутуннинг миқдори 100 миллион тоннадан ортиқ бўлади. Бу тутуннинг Ер шари бўйлаб текис тақсимланиши туфайли вужудга келган булут Ер сиртига етиб келиши лозим бўлган қуёш нурларининг 95% ини ютган бўларди, натижада куннинг ўртасида (яъни пешин пайтида) Ернинг ёритилганлиги тундаги ой ёғдуси туфайли вужудга келадиган ёритилганликдек бўлиб қоларди. «Ядровий тун» деб атаса бўладиган бундай манзаранинг давом этиш муддати ядровий уруш туфайли вужудга келадиган булутнинг тарқалиб кетиш вақтига боғлиқ, албатта. Ўрмонларда ға шаҳарларда содир бўлган катта ёнғинлар вақтидага кузатувларнинг кўрсатишича, тутун булутлар Ер сиртидан 20 километргача баландликларга кўтарилган. Баландлиги қанчалик юқори бўлса аэрозолнинг атмосферада ушланиб қолиш муддати шунчалик узоқроқ бўлади. Стратосфера (Ер сиртидан 12 километрдан қ баландроқ атмосфера соҳаси) да зарралар бир неча ой, ҳаттоки йил ҳам ушланиб қолади. Зеро «ядровий тун» нинг давом этиш муддати бир неча ойдан кам бўлмаслиги эҳтимолдан ҳоли эмас. «Ядровий тун» бир неча hafta давом этган ҳолда ҳам иқлимнинг кескин ўзгариши содир бўлади: температура 40 градусгача пасаяди, масалан, нормал температура тарзида  $+15^{\circ}\text{C}$  қабул қилинса, «ядровий тун» да температура  $-25^{\circ}\text{C}$  бўлиб қолади. Бундай иқлим ўзгариши

Ҳақида тасаввур ҳосил қилиш учун баҳор ёки эрта ёз фаслларида температуранинг атиги 5÷6 градусга пасайиши туфайли бўлажак ҳосилларнинг нобуд бўлганликларини эслаш кифоя.

Ядровий урушда бир неча юз миллион тонна ер жинслари чанг тарзда стратосферага кўтарилади. Уларнинг аста-секин Ер сиртига қайтиб тушиши туфайли ниҳоят катта территориялар радиоактив жиҳатдан ифлосланади. Натижада соғлом одамларга хос бўлган организмнинг касалликларга қарши курашиш қобилияти йўқолади, рак ва бошқа оғир касалликларга чалиниш имконияти ортиб боради.

Шундай қилиб, ядровий уруш вақтидаги фалокатлар (зарб тўлқин, ёнғинлар, радиоактив ифлосланиш) дан ташқари кейинчалик давом этадиган температуранинг узоқ муддатга ниҳоят даражада пасайиб кетиши, табиий ёруғликдан маҳрум бўлиш ва атроф-муҳитдаги узоқ яшовчан юқори радиоактивлик урушда ҳалок бўлмаган одамлар ва бошқа жониворларнинг ҳаётини тугатадиган даражада жиддий хавф туғдиради. Бинобарин, ядровий уруш хавфини йўқотиш учун кураш — ҳар бир инсоннинг табиат ва жамият олдидаги муқаддас бурчидир.

### ХIII Б О Б

#### ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

##### 1-§. Космик нурлар

Космосдан келаётганлиги учун космик нурлар деб ном олган зарраларни ио изацпон камералардаги сирқиш токининг сабабларини қидириш туфайли кашф этилди. Ядровий нурланишлар таъсири бўлмаган ҳолда ионизацион камера орқали ўтадиган ток (яъни сирқиш токи) нинг қиймати жуда кичик бўлади. Бу ток ионизацион камерада қўлланилган электроизоляцияцион материалларнинг ниҳоят кичик бўлса-да, ўтказувчанлик хусусиятига эгаллиги туфайли келиб чиқади. Сирқиш токини вужудга келтирувчи барча сабабларни эътиборга олиб ўтказилган ҳисоблар сирқиш токининг қиймати тажрибаларда кузатилаётганидан анчагина кичик бўлиши лозимлигини кўрсатди. 1911—1912 йилларда Гесс, Гоккель ва Қольгерстер ҳаво шарлари ёрдамида ионизацион камераларни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариб махсус тажрибалар ўтказдилар. Тажриба натижаларини муҳокама қилиб, улар қуйидаги хулосага келдилар. космик фазодаи ке-

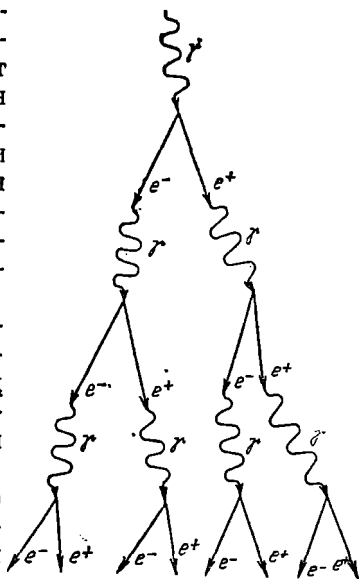
лаётган қандайдир зарралар ионизацион камера токининг ортишига сабабчидир. Кейинчалик кўпгина олимларнинг хизматлари туфайли ионизацион камерадаги газни ионлаштирувчи нурланиш (яъни космик нурлар) нинг табиати аниқланди. Космик нурларни бирламчи ва иккиламчи нурланишлар тарзида ўрганамиз. Бирламчи нурланиш космик фазодан келаётган зарралар оқимидир. Бирламчи нурланиш зарраларининг ўртача энергияси  $10^{10}$  эВ чамасида. Лекин айрим зарралар энергияси  $10^{18}$  эВ ва ҳатто ундан ҳам юқори қийматларга эга. Ҳаво шарлари ва ракеталар ёрдамида ионизацион камералар, сўтчиклар, фотоэмульсияларни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариб ўтказилган тажрибалар натижасида бирламчи космик нурланишнинг таркиби ўрганилган. 2-жадвалда Ер сиртининг  $1 \text{ м}^2$  юзига 1 с ичида бирламчи космик нурланиш таркибида тушаётган зарралар сони келтирилган.

✦ Бирламчи нурланиш Ер атмосферасининг юқори қатламларидаги атомлар ядролари билан тўқнашиб, иккиламчи нурланишни вужудга келтиради. Одатда, 20 км дан қуйироқ баландликларда космик нурлар, асосан, иккиламчи нурланишдан иборат бўлади. Иккиламчи нурланиш икки компонентадан иборат: биринчиси юмшоқ компонента, у 8 — 10 см қалинликдаги қўрғошинда ютилади. Иккинчисини қаттиқ компонента деб номланган, чунки қалинлиги 10 см бўлган қўрғошиндан ўтганда ҳам унинг интенсивлиги ўнчалик ўзгармайди. Юмшоқ компонента электрон-позитрон жуфтлари жаласидан иборат. Тез ҳаракатланаётган зарядли зарра атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётганда тормозланади, натижада  $\gamma$ -квант чиқарилади. Шу тарзда ёки бошқа бирор процесда вужудга келган катта энергияли  $\gamma$ -квант атом ядроси билан таъсирлашганда электрон-позитрон жуфт ҳосил бўлади (13.1-расмга қ.). Ҳаво таркибидаги атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётган электрон ёхуд позитрон тормозланиб,  $\gamma$ -квант чиқаради. У эса яна электрон-позитрон

2-жадвал

Зарралар номи	Z	Зарралар сони
Протонлар	1	1300
Альфа-зарралар	2	94
Li, Be, B нинг ядролари	3 — 5	2,0
C дан F гача элементлар ядролари	6 — 9	6,7
Ne дан K гача элементлар ядролари	10 — 19	2,0
Ca дан U гача элементлар ядролари	20 — 92	0,5

жуфтни ҳосил қилади ва ҳоказо. Жаласимон ривожландиган бу процесс  $\gamma$ -квант энергияси электрон-позитрон жуфтни ҳосил қилишга етмай қолгунча давом этиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтлар жаласи биринчи марта 1928 йилда академик Скобельцин томонидан кузатилган.



13.1- расм

Қаттиқ компонента мезонлар оқимидан иборат. Мезонлар космик нурлар қаттиқ компонентасининг жисм билан таъсирлашувини ўрганиш туфайли кашф қилинди. Х. Андерсен ва С. Неддермейер магнит майдонга жойлаштирилган Вильсон камерасидан фойдаланиб ўтказган тажрибалари асосида космик нурлар қаттиқ компонентасининг таркибида массаси электрон массасидан тахминан 200 марта катта бўлган зарядли зарралар мавжуд, деган хулосага келдилар.

Қайд қилинган зарраларнинг массаси электрон ва протон массаларининг оралиғидаги қийматга эга бўлганлигидан уларни мезонлар (грекча, «μεσος» «оралиқдаги» сўзидан олинган) деб аталди. Мусбат ва манфий мезонлар мавжуд бўлиб, улар мос равишда  $\mu^+$  ва  $\mu^-$  шаклида белгиланади (μю-плюс-мезон ва μю-минус-мезон деб ўқилади). Мю-мезон массасининг замонавий қиймати  $m_\mu \approx 207m_e$ . Мю-мезонлар  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$  с давр билан

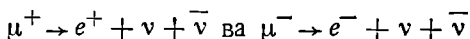


схема бўйича емирилади.

Космик нурларни ўрганиш жараёнида яна бир неча элементар зарралар кашф этилди. Бу зарраларни қайд қилиш учун қалин фотоэмульсияли фотопластинкалар баланд тоғларнинг чўққиларига жойлаштирилади, ёхуд ҳаво шарлари ёрдамида атмосферанинг юқори қатламларига чиқарилади. Фотоэмульсия қатламига кирган космик зарра ўзининг ионловчи таъсири туфайли из қолдиради. Бундан ташқари кос

мик зарра фотоэмульсия таркибидаги кумуш ёки бром атомининг ядроси билан тўқнашиши туфайли содир бўлган ядровий реакцияда вужудга келган зарралар ҳам фотопластинкада из қолдиради. Фотопластинкага химиявий ишлов берилгач, бу изларни микроскоп остида қўнт билан кузатиб ўрганилади.

## 2-§- Зарядланган зарраларни тезлатиш усуллари

Зарядланган зарраларни тезлатиш учун қўлланиладиган қурилмаларда (уларни одатда, тезлаткичлар деб номланади) зарядланган зарраларга электр ва магнит майдонларнинг таъсиридан фойдаланилади.

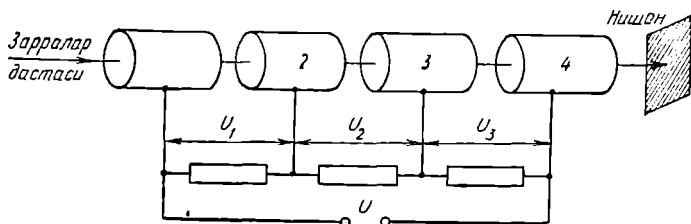
Тезлатилаётган зарранинг траекторияси тўғри чизиққа яқин бўлган тезлаткичлар — *чизиқли тезлаткичлар* иккига бўлинади:

1) зарраларни тезлатиш учун ўзгармас электр майдондан фойдаланилган қурилмалар чизиқли электростатик тезлаткич деб аталади;

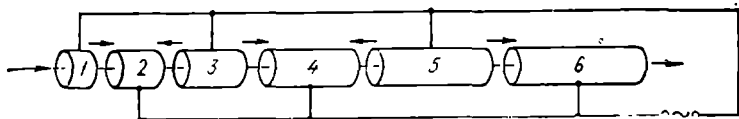
2) чизиқли резонанс тезлаткичларда эса зарралар ўзгарувчан юқори частотали майдон таъсирида тезлатилади.

Чизиқли электростатик тезлаткичларда (13.2-расм) ўқлари бир тўғри чизиқ бўйича жойлашган бир неча цилиндрсимон ҳалқалар кетма-кет жойлашган бўлади. Бу ҳалқалар тезлатувчи электродлар вазифасини бажаради. Электродлар потенциалларининг қийматлари ҳалқачалар номерига мос равишда ортиб боради. Манбадан чиққан зарралар электродлар орасидаги ўзгармас электростатик майдонларда тезлашади, яъни «туртки» олади. Ҳалқалар ичида эса инерцияси бўйича ҳаракатланади. Навбатдаги ҳалқалар оралиғида яна «туртки» олади ва ҳоказо. Шу тарзда тезлатилган зарралар оқими нишонга тушади.

Чизиқли резонанс тезлаткичда тоқ номерли (1, 3, 5, ...) ҳалқалар юқори частотали ўзгарувчан ток генераторининг

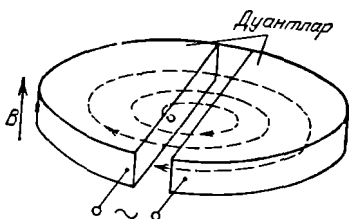


13.2- расм



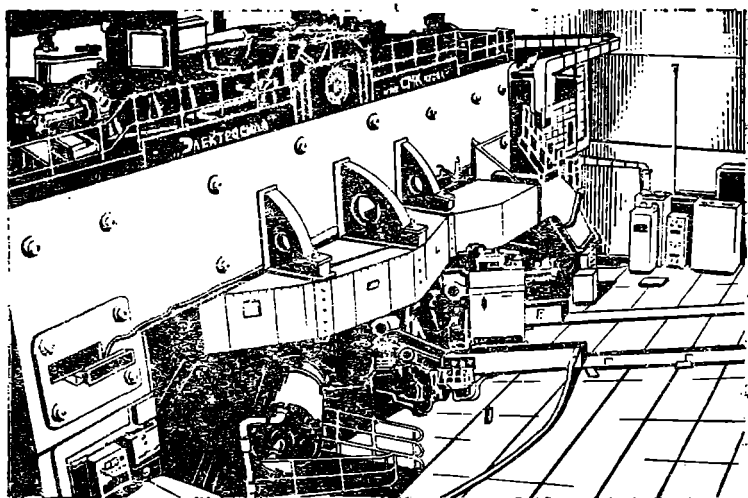
13.3- расм

бир қутби билан, жуфт номерли (2, 4, 6, . .) ҳалқалар эса иккинчи қутби билан уланган (13.3- расм). Ҳалқалар оралиқларндаги электр майдоннинг сний йўналишлари расмда стрелкалар билан кўрсатилган. Ҳалқаларнинг узунликлари шундай танлаб олинадикки, натижада зарралар ҳалқалар-



13.4- расм

нинг навбатдаги оралиғига ўзгарувчан токнинг ярим даврига тенг вақтда етиб келади. Бу вақт ичида электр майдон йўналиши тескарисига ўзгарган бўлади. Шунинг учун бу ҳалқалар оралиғида ҳам электр майдон зарраларга уларни тезлатувчи «туртки» беради. Шу тарзда зарралар ҳалқаларнинг ҳар бир навбатдаги оралиғида «туртки» олаверади. Чизиқли электростатик тезлаткичда заряди бир бирликка тенг бўлган заррани  $eU$  (бунда  $U$  — биринчи ва охириги ҳалқалар орасидаги потенциаллар фарқи) энергиягача тезлатиш мумкин. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса айни зарра эришадиган энергиянинг қиймати  $n \cdot eU$  (бунда  $n$  — ҳалқалар сони,  $U$  — генератор кучланиши)га тенг. Шунинг учун электростатик тезлаткичларда зарра эришиши мумкин бўлган энергиянинг қиймати юқори потенциаллар фарқини ҳссил қилиш қийинчилигига дуч келади. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса заррага юқори энергия беришмоқчи бўлса тезлаткич ўлчамлари катталашиб кетади (чунки ҳалқалар сони  $n$  ни кўпайтириш лозим). Мазкур қийинчиликлардан ҳоли бўлган тезлаткичларда Лоуренс ғоясидан фойдаланилади. Бунда зарядланган зарра электр майдонда тезланилади (13.4- расмга қ.) ва магнит майдон ёрдамида ярим айлана шаклидаги траектория бўйича ҳаракатланиб яна тезланиладиган оралиққа қайтади, яна электр майдон томонидан «туртки» олади ва ҳоказо. Мазкур ғояга асосланган биринчи тезлаткичлар *циклотронлар* деб номланган. Лекин циклотрон ёрдамида заррага берилиши мумкин бўлган энергиянинг қиймати ҳам чедараланган. Бунинг сабаби қуйидагидан иборат.



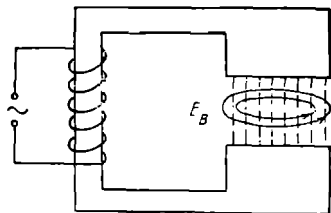
13.5- расм

Циклотронда магнит майдоннинг катталиги шундай танланадигани, бу майдон таъсирида зарра дуантлар орасидаги ўзгарувчан электр майдоннинг ярим даврига тенг вақт ичида яна дуантлар оралиғига айтиб келиши керак. Бошқача айтганда, зарранинг ҳаракати ва тезлатувчи майдон бир-бири билан синхрон (яъни бир вақтли) бўлиши керак. Лекин зарра тезлиги ортган сари, нисбийлик назариясига асосан, унинг массаси ҳам ортади. Натижада зарранинг магнит майдонда айланиш даври ҳам ортади, шунинг учун дуантлар оралиғига зарра кечикиб етиб келади. Бу вақт ичида заррани тезлатиш лозим бўлган ўзгарувчан электр майдоннинг фазаси  $180^\circ$  га эмас, балки каттароқ қийматга ўзгарган бўлади. Зарранинг баён этилган кечикиши борган сари шу қадар катталашиб кетадигани, натижада электр майдон заррани тезлатиш ўрнига унга тормозловчи таъсир кўрсатадиган бўлиб қолади.

Циклик тезлаткичларни такомиллаштиришда. Векслер (СССР) ва Мак-Милан (АҚШ) ғояларидан фойдаланилди. Улар зарра массасининг ўзгарувини магнит майдонни кучайтириш йўли билан ёки тезлатувчи электр майдоннинг даврини катталаштириш йўли билан компенсациялашни таклиф этдилар. *Синхроциклотрон* (фазотрон) деб аталадиган тезлаткичда магнит майдон индукцияси худди циклотрондагидек ўзгармаслигича сақланади, лекин тезлатувчи майдоннинг



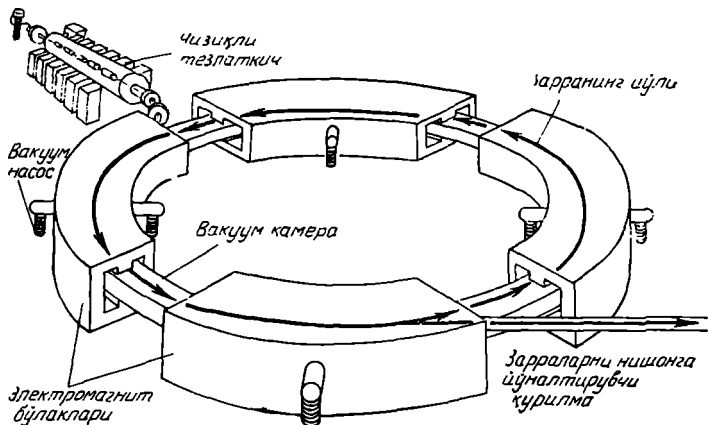
даври аста ошириб борилади. Синхроциклотронда ҳам зарра энергияси ортан сари унинг траекторияси спиралсимон равишда кенгайиб боради. Шунинг учун синхроциклотрон ўлчамлари катталашади. Бирлашган ядровий тадқиқотлар институтидаги (Дубна шаҳри) синхроциклотрон (13.5-расм)



13.6- расм

магнитининг оғирлиги 7000 тонна. Мазкур синхроциклотронда протонлар 680 МэВ гача тезлатилади. Электронни тезлатиш учун *бетатрон* деб аталадиган қурилмалардан фойдаланилади. Бетатронда электронлар уярмавий электр майдон таъсирида тезлашади. Бетатроннинг тузилишини тушуниш учун оддий икки чулғамли трансформаторни тасаввур қилинг (13.6-расмга қ.) Биринчи чулғам ўзгарувчан ток манбаига уланади. Натижада ўзгарувчан магнит майдон вужудга келади. Магнит майдоннинг ўзгаруви содир бўладиган фазо соҳалада электромагнит индукция ҳодисасига асосан уярмавий электр майдон вужудга келади. Шунинг учун мазкур соҳага электронлар оқими киритилса, улар уярмавий электр майдон кучланганлиги ( $E_B$ ) чизиқлари бўйлаб айланади. Бошқача қилиб айтганда, трансформаторнинг иккинчи «чулғами» вазифасини ўзгармас радиусли айланма орбиталар бўйича ҳаракатланадиган электронлар бажаради. Бетатрондаги электронларни ҳам тезлатиш чегараси мавжуд. Бунинг моҳияти шундаки, тезланиш билан ҳаракатланаётган электрон электромагнит тўлқини нурлантиради. Шунинг учун электрон бир неча юз МэВ энергиягача тезлатилганда унинг нурланиш сифатида йўқотадиган энергияси сезиларли бўлиб қолади. Натижада электроннинг траекторияси айлана эмас, балки ичкари томонга қайрилган спирал шаклига ўтади. Демак, электронни бошқа тезлатиб бўлмайди.

Ўзида бетатрон ва синхроциклотроннинг ишлаш принципларини мужассамлаштирган қурилмалар ҳам мавжуд. Электронларни тезлатиш учун қўлланиладиган бундай қурилмалар *синхротрон* деб аталади. Оғирроқ зарраларни, масалан, протонларни тезлатиш мақсадида қўлланиладиган мазкур қурилма *синхрофазотрон* деб номланган. Уларда зарралар битта айланма орбита бўйлаб ҳаракатланганлиги учун камера катта тороид шаклида ясалади. Бу эса ўз навбатида ниҳоят катта электромагнит тасвирдан қўқаради.



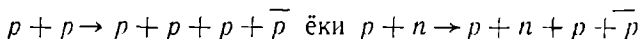
13.7- расм

Бешқача айтганда, электромагнитнинг марказий қисмига ҳожат йўқ. Фақат зарралар ҳаракатланадиган соҳаларда (яъни торонд атрофида) магнит майдон мавжуд бўлиши шарт. Шунинг учун электромагнитни яхлит шаклда эмас, балки бир неча бўлақлардан иборат қилиб ясаш имконияти туғилади (13.7-расмга қ.). Лекин бу бўлақларни жойлаштириш ниҳоят катта аниқлик билан бажарилади. Протонлар, аввал, чизиқли тезлаткичда 50 МэВ гача тезланилади. Сўнг синхрофазатрон камерасига киритилади. Усиб борувчи магнит майдонда бу протонлар айланма орбита бўйлаб ҳаракат қилади. Даври орбит борадиган электр майдон эса протонларга тезланиш беради. Бу тарзда бир неча ўн ГэВ гача протонларни тезлатишга эришилади.

### 3-§. Элементар зарралар

Замонавий тезлаткичларда зарраларни юқори энергияларга тезлатиш имконияти элементар зарраларни ўрганишга кўп шароитлар яратиб берди. Хусусан, антипротон ва антинейтронларни кашф этилиши синхрофазатронда юқори энергияли протонлар оқимини ҳосил қилиш билан боғлиқ. 1932 йилда электроннинг антиварианти позитрон кузатиладиган сўнг, барча элементар зарраларнинг антивариантлари ҳам бўлиши лозим, деган фикр физикада мустаҳкам ўрин олди. Лекин антипротон 23 йилдан сўнг яъни 1955 йилда Чем-

берлен, Сегре, Уинганд ва Ипсилаитис амалга оширган тажрибада қайд қилинди. Улар 6 ГэВ гача тезлатилган протонлар билан мис нишонни нурладилар. Бунда юқори энергияли протон мис ядросининг таркибидagi бирор нуклон билан таъсирлашади ва қуйидаги реакциялардан бири амалга ошади:



Антипротоннинг электр заряди маънавий, хусусий магнит моменти механик моментга тескари йўналган. Худди электрон ва позитрон каби протон ва антипротон ўзаро анигиляцияланади. Антипротон нейтрон билан тўқнашганда ҳам анигиляцияланиши мумкин.

Бир йилдан сўнг, яъни 1956 йилда антинейтрон кашф қилинди. Антинейтроннинг хусусий магнит моментининг йўналиши механик моментининг йўналиши билан бир хил. У нуклон билан (яъни протон ёки нейтрон билан) тўқнашганда анигиляцияланиши мумкин.

Кейинчалик (1965 — 1966 й.) энг оддий ядролар — дейтерий ва тритийларнинг антиядролари антидейтерий ва антитритийлар кузатилди.

Ҳозирги вақтда деярли барча зарраларнинг (фотон, пи-ноль-мезон ва эта-мезондан ташқари) антизарралари мавжудлиги аниқланган. Антизаррани белгилаш учун зарранинг белгисидан фойдаланилади, фақат белги тепасига чиқиқча қўйилади. 3-жадвалда зарралар ва уларнинг антизарралари келтирилган.

Жадвалдан кўринишича, барча зарралар тўрт гуруппа шаклида жойлаштирилган. Биринчи гуруппага ўзининг хусусиятлари билан бошқа зарралардан ажралиб турадиган электромагнит майдон кванти — фотон киради, холос. Лептонлар гуруппаси массалари 207 электрон массасидан кичик бўлган енгил зарралардан ташкил топган. Мезонлар гуруппасига кирган зарраларнинг массалари эса лептонлардан оғирроқ, лекин барионлар гуруппасидаги зарралардан енгилроқ. Шунинг учун уларни ўрта массали зарралар гуруппаси деса ҳам бўлади.

Зарраларни гуруппаларга ажратишда уларнинг фақат массалари эмас, балки тошқа хусусиятлари ҳам эътиборга олинган. Масалан, лептонлар ва барисонларнинг спинлари  $1/2$  га (омега — гипероннинг спини  $3/2$  га тенг), мезонларники 0 га, фотонники эса 1 га тенг. Зарралар яна бир хусусияти билан бир-биридан фарқланади. Бу хусусият — зарралар орасидаги ўзаро таъсир характериدير. Ўзаро таъсирнинг тўрт тури мавжуд:

Зарранинг номи	Белгиси		Тинчликдаги массаси, МэВ	Йитиш давомийлиги,
	зарра	антизарра		
Фотон	$\gamma$		0	барқарор
Лептонлар				
Электрон	$e^-$	$e^+$	0,511	барқарор
Мю- мезон	$\mu^-$	$\mu^+$	106	$2 \cdot 10^{-6}$
Нейтрино	$\nu$	$\bar{\nu}$	0	барқарор
Мезонлар				
Пи- мезон	$\pi^+$	$\pi^-$	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Пи- ноль- мезон	$\pi^0$		135	$0,8 \cdot 10^{-16}$
Ка- мезон	$K^+$	$\bar{K}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$
Ка- ноль- мезон	$K^0$	$\bar{K}^0$	498	$10^{-10} - 10^{-8}$
Эта- мезон	$\eta$		549	$2,4 \cdot 10^{-10}$
Бариионлар				
Протон	$p$	$\bar{p}$	938,2	барқарор
Нейтрон	$n$	$\bar{n}$	939,6	$0,9 \cdot 10^3$
Лямбда- гиперон	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$
Сигма - плюс - гиперон	$\Sigma^+$	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$
Сигма - ноль - гиперон	$\Sigma^0$	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$< 10^{-11}$
Сигма- минус- гиперон	$\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$
Кси - ноль - гиперон	$\Xi^0$	$\bar{\Xi}^0$	1315	$3 \cdot 10^{-10}$
Кси - минус- гиперон	$\Xi^-$	$\bar{\Xi}^-$	1321	$1,7 \cdot 10^{-10}$
Омега- минус- гиперон	$\Omega^-$	$\bar{\Omega}^-$	1672	$1,3 \cdot 10^{-10}$

1) кучли ўзаро таъсир, у билан ядровий кучлар мисолида танишганмиз;

2) электромагнит ўзаро таъсир;

3) кучсиз ўзаро таъсир, унинг намоён бўлишини  $\beta$ -эмитриш жараёнида кузатганмиз;

4) гравитацион ўзаро таъсир, энг суст ўзаро таъсир бўлиб, унинг элементар зарралар оламидаги ролини ҳисобга олмаса ҳам бўлади

Бариионлар ва мезонлар группаларига онд зарраларда кучли ўзаро таъсир намоён бўлади. Баъзи зарралар бир вақтинг ўзида бир неча ўзаро таъсирда қатнашиш қобилиятига эга. Масалан, протон бошқа зарралар билан кучли, электромагнит, кучсиз ўзаро таъсирларда бўла олади. Кейинги йилларда кучли ўзаро таъсирда қатнашадиган зарраларнинг оиласи резонанслар деб аталадиган зарраларнинг катта группаси билан тўлди. Резонансларнинг яшаш давомийлиги ( $10^{-22} \div 10^{-23}$ ) с чамасида. Биринчи марта резонансларни 1952 йилда Э. Ферми пи-мезонларнинг протонларда сочилишини текшириш жараёнида кузатган. Мазкур тажрибада пи-мезонларнинг сочилиш аҳтимоллигини уларнинг энергиясига боғлиқлигини ифодаловчи графикда кескин максимум кузатилди. Бу максимум худди маятникнинг мажбурий тебраншида кз берадиган резонанс ҳодисасидаги максимумга ўхшайди. Кашф этилган заррани резонанс деб аталиши ана шундан келиб чиққан. Умуман, резонансни зарра ёки пи-мезоннинг нуклонга «ёпишган» ҳолати деб талқин қилиш ҳозирча ҳал бўлмаган муаммодир. Балки, ниҳоят қисқа вақтлар давомийлигида (резонанс учун  $\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-23}$  с) зарра ва пи-мезоннинг нуклонга «ёпишган» ҳолати тушунчаларининг фарқи йўқдир.

Бироқ кашф қилинган резонанслар сони анчагина бўлиб қолди ва уларни қўшиб ҳисоблаганда элементар зарралар сони юздан ортиб кетди. Ҳозирги замон тасаввурларига асосан, маълум бўлган бошқа зарралардан ташкил топмаган заррани элементар деб аташ мумкин, ҳолос. Масалан, водород атоми протон ва электрондан иборат. Шунинг учун ушн элементар зарра деб бўлмайди. Балки водород атоми элементар зарралардан ташкил топган системадир. Нейтрончи? Нейтрон  $n \rightarrow p + e^- + \nu$  схемаси бўйича емирилади, лекин у протон, электрон ва нейтринодан иборат система эмас, бу зарралар нейтрон емирилаётган лаҳзада вужудга келади (худди ядронинг ўйғонган ҳолатидан асосий ҳолатга ўтишида фотон ҳосил бўлганидек). Шунинг учун ҳозирги тасаввурларга асосан нейтрон элементар заррадир. Бирсқ шунга қарамай, олимлар маълум элементар зарралардан ҳам элементарроқ зарралар мавжуд эмасмикан? — деган саволга жавоб қидирмоқдлар. Баъзи назарийчи физикларнинг фикрича, табиатда ҳали кашф қилинмаган зарралар мавжудки, бу зарралардан ҳозирча элементар деб аталаётган зарралар ташкил топмайдир. Бу соҳада 1964 йилда Гелл — Ман томонидан таклиф этилган гипотеза эъти-

борга лойиқ Бу гипотезага асосан барча мезонларни, барионларни ва резонансларни *кварклар* деб номланган уч зарра ва *антикварклар* деб аталган уч антизарранинг турли комбинациялардаги боғланиши тарзида вужудга келтириш мумкин. Агар мазкур гипотеза қабул қилинса, ҳозиргача маълум бўлган элементар зарралар тартибли системага келтирилади. Лекин таклиф этилаётган кваркларнинг хусусиятлари ҳозирги тасаввуримизда ғалатиноқ. Хусусан, кварклардан бирининг электр заряди  $+2e/3$ , қолган иккитасининг электр зарядлари эса  $-e/3$  дан бўлиши лозим. Бунинг ғалағилиги шундаки, ҳозиргача  $e$  дан кичик бўлган электр заряд табиатда кузатилган эмас.

Умуман кварклар ҳақидаги гипотезани рад этувчи бирорта ҳам тажрибавий ёки назарий далил йўқ. Иккинчи томондан, кваркларнинг мавжудлигини тасдиқловчи бирор тажрибавий далил ҳам йўқ, бу соҳадаги уринишлар туфайли ҳозирча бирор муваффақиятга эришилгани ҳам йўқ.

Баён этилган муаммони ҳал қилиш — физикларнинг келажакдаги асосий вазифаларидан биридир.

Ўрнатли китобхон! Сиз «Физика курс»нинг асослари билан танишдингиз. Лекин физика фани шу қадар шиддат билан ривожланиптики, физиканинг ҳар бир соҳасини алоҳида фан тариқасида ўрганишга тўғри келяпти. Масалан, радиофизика, химиявий физика, кристаллофизика, металлфизика, геофизика, астрофизика, биофизика, Шунинг учун ҳам замонавий муҳим илмий муаммоларнинг, айниқса илмий конференциялар ва оригинал илмий маъбуот саҳифалардан илмий мунозараларнинг кўпчилигини Сизнинг эътиборингизга ҳавола этишнинг иложи бўлмади. Бўлажак мутахассисингиз тақозоси ёки шахсий қизиқишингиз туфайли физиканинг бирор соҳаси бўйича билимингизни чуқурлаштирмоқчи бўлсангиз физика ўқиш жараёнида эгаллаган билимингиз ҳажмидаги Сизнинг физикага онд тасаввурлангиз бу ишда пойдеворлик вазифасини ўтайди. Физиканинг айрим соҳасида билимингизни янада чуқурлаштиришни эса ани шу пойдевор устига қурилаётган муҳташам бинога ўқшатиш мумкин.

Физика фани бир қатор муҳим ва қизиқарли муаммоларни ҳал қилиши керак. Бу муаммолар рўйхатида бошқариладиган термоядровий реакция, ўтақучли маъини маъдонидаги жисм ҳолати, разерлар ва газлар (яъни рентген нурлар ва гамма нурлар диапазонидаги лазерлар), суяқ кристаллар ўтлоғир элементлар, «экзотик ядролар», кварклар ва глюонлар, астрофизика масалаларини кўрсатиш мумкин. Бу муаммоларни ҳал қилиниши фан-техника тараққиётини янада юқорирақ босқичга кўтарди. Бу олижаноб ишга республикамиз физик-олимлари ҳам дурустгина ҳисса қўшмоқдалар. Ҳозирги вақтда Ўзбекистон фанлар Академиясининг таркибидаги тез ишловчан электрон-ҳисоблаш машиналар, ядровий реактор, циклотрон, бетатрон, чизиқли тезлаткичлар каби замонавий қурилмалар билан жиҳозланган илмий-текшириш институтлари (физика-техника институти, ядро физикаси институти, электроника институти, иссиқлик-физика институти) ва Тошкент Давлат Университети (ТошДУ) қошида амалий ядровий физика институти мавжуд. Физикавий про-

филдаги бу илмий-текшириш институтларидан ташқари республикамиз слий ўқув юртларининг физика факультетлари, физика кафедраларидаги педагог-физиклар ва қобилиятли студентлар ҳам физиканинг турли соҳаларида илмий-текшириш ишлари олиб боряптилар. Улар халқ хўжалиги билан боғлиқ масалалар, Қуёш энергиясидан фойдаланиш йўллари, модда тузилишига оид бир қатор илмий-фундаментал ва амалий характердаги изланишлари, ядро ва элементар зарралар физикасига оид назарий ва экспериментал тадқиқотлари, физика фани ютуқларини бошқа фанларга қўллаш билан республикамиз шон-шухратини яна та оширмоқдалар.



I б о б. Ёруғлик интерференцияси

1- §. Ёруғлик — электромагнит тўлқин	4
2- §. Ёруғлик интерференциясининг моҳияти	6
3- §. Когерентлик	9
4- §. Интерференцион манзарани ҳисоблаш	12
5- §. Юпқа пластинкалардаги интерференция	15
6- §. Интерферометрлар. Кўп нузли интерференция	21

II б о б. Ёруғлик дифракцияси

1- §. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс—Френель принципи.	24
2- §. Френель зоналари	25
3- §. Френель дифракцияси	28
4- §. Фраунгофер дифракцияси	32
5- §. Дифракцион панжара	34
6- §. Фазовий панжаралардаги дифракция	40
7- §. Голография	43

III б о б. Электромагнит тўлқинларнинг  
модда билан ўзаро таъсири

1 §. Ёруғлик дисперсияси	48
2- §. Дисперсиянинг электрон назарияси	49
3- §. Доплер эффекти	53
4- §. Вавилов—Черенков нурланиши	55

IV б о б. Ёруғликнинг қутбланиши

1- §. Табiiй ва қутбланган ёруғлик . . . . .	57
2- §. Ёруғликнинг қайтишда ва сиришда қутбланиши	60

3- §. Ёруғлиқнинг иккига ажралиб синишидаги қутбланиш	63
4- §. Поляризаторлар	67
5- §. Малюс қонуни	69
6- §. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш усуллари	71

#### V б о б. Иссиқлик нурланиш

1- §. Нурланиш ва жисм орасидаги муносабат характеристикалари	75
2- §. Кирхгоф қонуни	79
3- §. Абсолют қора жисм учун иссиқлик нурланиш қонунлари	82
4- §. Планк формуласи	85
5- §. Оптик пиғометрлар	87

#### VI б о б. Ёруғлиқнинг квант хусусиятлари

1- §. Фотоз[ф]фект ва унинг қонунлари	90
2- §. Фотоз[ф]фект назарияси	93
3- §. Фотон ва унинг характеристикалари	95
4- §. Ёруғлик босими	98
5- §. Комптон эффекти	100
6- §. Электромагнит нурланиш корпускуляр ва тўлқин хусусиятларининг диалектик бирлиги	102

#### VII б о б. Квант механикасининг элементлари

1- §. Моддаларнинг корпускуляр-тўлқин дуализми. Де-Бройль формуласи	105
2- §. Атом тузилиши ҳақидаги тасавурларнинг ривожланиши	108
3- §. Де-Бройль тўлқинларининг физик маъноси	117
4- §. Гейзенбергининг ноаниқликлар муносабати	119
5- §. Шредингер тенгламаси	123

#### VIII б о б. Атом тузилиши

1 §. Водород атоми. Квант сонлар	132
2- §. Штерн ва Герлах тажрибаси	136
3- §. Электроннинг спини	138
4- §. Паули принципи	139
5- §. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси	142
6- §. Рентген спектрлари	145
7- §. Молекулалар	148
8- §. Парамагнит резонанс	152
9- §. Мажбурий нурланиш. Лазерлар	154

## IX б о б. Квант статистикаси элементлари

1- §. Статистик физиканинг асосий тушунчалари	157
2- §. Фононлар	161
3- §. Ўтақувчанлик ҳолисаси	164
4- §. Металлардаги электронларнинг квант статистикаси	166
5- §. Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси ҳақида тушунча	170
6- §. Ўтаўтказувчанлик ҳолисаси	172
7- §. Жозефсон эффектлари	175

## X б о б. Каттик жисмлар физикасининг элементлари

1- §. Кристаллардаги энергетик зоналар	177
2- §. Энергетик зоналарни электронлар билан тўлдирлиши	180
3- §. Ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги	183
4- §. Ярим ўтказгичларнинг аралаш ани электр ўтказувчанлиги	187
5- §. Контакт ҳолисалар	190
6- §. $p$ — $n$ - ўтиш	193
7- §. Ярим ўтказгичли диод ва триодлар	198
8- §. Ярим ўтказгичларнинг фотоўтказувчанлиги	203
9- §. Люминесценцион нурланиш	204

## XI б о б. Ядро физикаси

1- §. Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари	205
2- §. Ядровий кучлар	209
3- §. Ядро асоси ва боғлаш энергияси	211
4- §. Радиоактивлик	215
5- §. Ядровий нурланишлар ва уларни айд қилиш усуллари	219
6- §. Мёссбауэр эффекти	222

## XII б о б. Ядровий реакциялар

1- §. Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари	226
2- §. Нейтронлар	230
3- §. Ядроларнинг бўлиниши	233
4- §. Занжир реакция. Реакторлар	238
5- §. Термойдровий реакциялар	243
6- §. Ядро физикасининг ютуқларидан тинчлик мақсадларида фой-	

даланиш	248
7- §. Ядровий уруш хавфини нуқотиш — заруратдир	250

**XIII б о б. Элементар зарралар**

1- §. Космик нурлар	253
2- §. Зарядланган зарраларни тезлатиш усуллари	256
3- §. Элементар зарралар	260
Хотима	265

Аҳмаджонов О.

Физика курси. Т. 3. Оптика, атом ва ядро физикаси: Олий ўқув юрт. студ. учун дарслик.— 2-қайта ишланган нашри.— Т.: Уқитувчи, 1988.—272 б.

Ахмаджанов А. Курс физики. Т. 3.: Учеб. для студ. инженерно-технических вузов.

ББК 22.33я73

*На узбекском языке*

**АМИЛ ИСМАИЛОВИЧ АХМАДЖОНОВ**

**КУРС ФИЗИКИ**

**том III**

**Учебник для студентов технических вузов**

**Издание второе, переработанное**

*Ташкент «Ўқитувчи» 1989*

**Редакторлар М. Пўлатов, Х. Пўлатхўжаев**

**Расмлар редактори С. Соин**

**Тех. редактор Т. Грешникова**

**Корректор Н. Абдуллаева**

**ИБ №4910**

Теришга берилди 20.07.88. Босишга рухсат этилди 21.02.89. Формати 84×108/32. Тип. қоғози №1. Литературная гарн. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шартли б. л 14,28. Шартли кр.-отт. 14,28. Нашр. л. 13,65. Тиражи 10000. Зак 2132. Баҳоси 75 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, 129. Навоий кўчаси, 30. Шартнома 18-119-88.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг Бош корхонасида терилиб, 3-босмахонада босилди. Тошкент, Юнусобод массиви, Муродов кўчаси, 1. 1989.

Набрано на головном предприятии, отпечатано в типографии №3 ТППО Матбуот» Государственного комитета УзССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ташкент, массив Юнусобад, ул. Мурадова, 1.