

О. АҲМАДЖОНОВ

# ФИЗИКА КУРСИ ОПТИКА, АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

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

ТОШКЕНТ—„ЎҚИТУВЧИ“—1983

Тақризчилар: физика-математика фанлари кандидатлари, доцентлар—*Абдужумилов Ш., Абдуллаев Ф.А., Исҳоқов Ф., Мирзажонов Т. А., Мухтасимов Ф. Н., Собиров С. С.*

ЎзССР ФА нинг мухбир-аъзоси, профессор Р. Б. Бекжонов жамоатчилик асосида таҳрир қилган

Ушбу дарслик СССР Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида ёзилган. Дарсликда оптика, атом ва ядро физикасига оид материаллар баён этилган бўлиб, у муаллимнинг ЎзССР телевидениеси орқали сиртдан таълим олаётган студентлар учун ва Абу Райҳон Беруний номидаги Тошкент политехника институти аудиторияларида ўқиган лекцияларида синондан ўтган.

Дарсликда Халқаро система бирликлари ва уларнинг таърифи, системадан ташқари ва фойдаланилмаётган бирликларнинг СИ бирликлари билан муносабати ҳақидаги материаллар яқин тарзда берилган.

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

© „Ўқитувчи“ нашриёти, Т., 1983 й.

А  $\frac{1704040000-206}{353(04)-84}$  151 —84

## С Ў З Б О Ш И

Қўлингиздаги китоб муаллифи Омил Аҳмаджонов 1981 йилда „Ўқитувчи“ нашриётида нашр этилган „Физика курси“ (электр ва магнетизм) дарслиги ва республика телевидениесининг ўқув программаси орқали сиртдан таълим олаётган студентлар учун узоқ йиллар давомида ўқиётган лекциялари бўйича ўқувчиларга танишдир.

Муаллиф физик ҳодиса ва қонуниятларни баён қилишнинг ўзига хос оригинал услубини таклиф этади: физиканинг ҳар бир бўлимида шундай тушунчалар, терминлар ишлатиладики, уларни физиклар ёки шу соҳага яқин касб эгалари ўз-ўзидан равшан бўлган (яъни ортиқча изоҳнинг ҳожати бўлмаган) элементар сўзлардек қабул қилишади. Лекин худди шу элементар тушунчаларга етарлича изоҳ берилмаслиги студентлар томонидан ҳодиса ва қонуниятларнинг физик моҳиятини тушуниб етмасликнинг асосий сабабларидан бири эканлигини муаллиф ўзининг узоқ йиллар давомида олиб борган илмий-методик изланишларида аниқлади. Шунинг учун муаллиф бундай масалаларга катта аҳамият бериб, абстракт тушунчалар ва микродунё ҳодисалари билан боғлиқ мавзуларни баён этишда макродунёдаги ўхшаш ҳодисаларни эслатиш усулидан кенг фойдаланган, ўзбек тилшунослиги тараққиётининг ҳозирги босқичи терминологиясига амал қилган ҳолда физик ҳодиса ва тушунчалар моҳиятини тўғрироқ акс эттирадиган терминларни ишлатишга интилди.

Мазкур китобда оптика, атом ва ядро физикаси баён этилган бўлиб, у СССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлигининг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида ёзилган. Ўқув материални баён қилишда бирликларнинг Халқаро системаси (СИ) дан фойдала-

нилган. Лекин СТ СЭВ 1052—78 га асосан фойдаланилмайдиган бир қатор бирликлар билан СИ бирликлари орасидаги муносабат ҳам келтирилганки, бу муносабатлар 1981 йилгача нашр этилган китобларда қўлланилган бирликлардан СИ бирликларига ўтиш имконини беради.

Программада кўрсатилган асосий материал дарликда тўлиқ акс этирилган. Бундан ташқари ҳозирча тугалланмаган баъзи қизиқарли мунозаралар ҳам қисқагина баён этилган. Агар мазкур мунозаралар билан қизиқсангиз ёки бўлажак мутахассислигингиз туфайли физиканинг бирор соҳаси бўйича билимингизни чуқурлаштирмоқчи бўлсангиз махсус адабиётга мурожаат қилиш керак. Сизнинг ушбу китоб ҳажмидаги физик тасавурларингиз бу ишда пойдевор бўлиб хизмат қилади.

Фикримча, мазкур китоб, худди муаллифнинг аввалги китобидек, фақат олий ўқув юртларининг студентлари учунгина эмас, балки физика асослари ихчамроқ ҳажмда ўқитиладиган педагогика институтларининг студентлари ва ўқитувчилар учун ҳам фойдали бўлади.

*Махсус муҳаррир Р. Б. Бекжонов*

Республикамиз олий ўқув юртларида юздан ортиқ инженер-техник ихтисосликлар бўйича мутахассислар тайёрланмоқда. Бу ихтисосликларнинг аксариятида, СССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлиги тасдиқлаган ўқув планларига асосан, физика фанининг назарий асосларини уч ўқув семестри давомида 136 соат (лекция) ўқитиш планлаштирилган.

Ўқув материални семестрлар бўйича тақсимлаш ва уларни баён этиш кетма-кетлиги ЎзССР Олий ва ўрта махсус таълим министрлиги илмий-методик советининг Қарорига асосан республика олий техника ўқув юртлари „Физика“ кафедралари учун базавий кафедра деб ҳисобланадиган Тошкент Политехника институти „Физика“ кафедрасининг тавсияларига амал қилинган ҳолда тузилган. Мазкур китобдаги ўқув материални физика ўқитиладиган охириги семестрда 34 соатда баён этилиши лозим. Бундай қисқа ўқув вақтига мўлжалланган „Физика курси“ дарслигинияратиш учун бир қатор илмий методик изланишлар ўтказилди. Бу изланишлар борасида синовдан муваффақиятли ўтган методик услублар дарсликда акс эттирилди.

Мазкур китоб устида ишлашнинг барча босқичларида ўзининг қимматли фикр ва мулоҳазалари билан яқиндан ёрдам берган Ўзбекистонда хизмат кўрсатган фан арбоби, ЎзССР ФА нинг мухбир-аъзоси, Абу Райҳон Беруний номидаги Давлат мукофотининг лауреаги Р. Б. Бекжоновга чуқур миннатдорчилик билдиришни муаллиф ўзининг бурчи деб ҳисоблайди. Шунингдек, китоб қўлёзмаси билан танишиб ўзларининг танқидий мулоҳазалари билан дарслик сифатини яхшилашга қўшган ҳиссалари учун Тошкент Политехника институти „Физика“ кафедрасининг мудир Д. М. Миркомилловга ва шу кафедра доцентлари Х. А. Ризаев,

Ў. Қ. Назаров, Ш. М. Комолхўжаевга ҳамда мураккаб терминлар ўзбекча эквивалентларини танлашдаги фойдали мунозаралари учун филология фанлари кандидати Т. Алиқуловга муаллиф ўзининг самимий ташаккурини билдиради.

Дарсликнинг янада яхшиланишига қаратилган барча таклиф ва мулоҳазаларни муаллиф мамнуният билан қабул қилади.

Дарслик ҳақидаги барча таклиф ва мулоҳазаларингизни қуйидаги адресга юборишингизни сўраймиз: 700129, Тошкент, Навоий кўчаси, 30. „Ўқитувчи“ нашриёти, физика-математика адабиёти редакцияси.

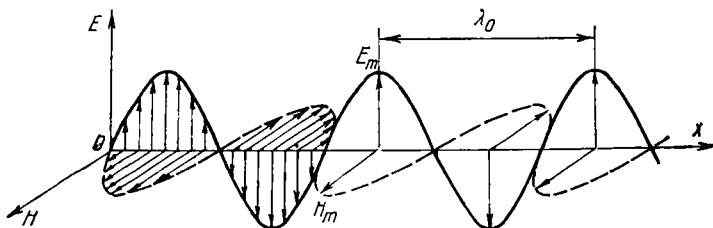
## ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

### 1-§. Ёруғлик тўлқин

Электромагнит тўлқин назариясига асосан, фазонинг ихтиёрий нуқтасида электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши қўшни нуқталарда ўзгарувчан магнит майдонни вужудга келтиради. Бу майдон эса, ўз навбатида, ўзгарувчан электр майдонни пайдо қилади ва ҳоказо. Бу ўзгаришлар фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига узатилади, натижада електромагнит тўлқиннинг ҳар томонга тарқалиши содир бўлади. *Электромагнит тўлқин тарқалаётганда фазонинг ҳар бир нуқтасида электр ва магнит майдонлар даврий равишда* (масалан,  $\omega$  частота билан) *ўзгариб туради*. Бу ўзгаришлар  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторларнинг тебранишлари сифатида ифодаланади:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_m \cos(\omega t + \varphi_0) = E_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0), \\ \mathbf{H} &= H_m \cos(\omega t + \varphi_0) = H_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Бунда  $E_m$  ва  $H_m$  — мос равишда электр ва магнит майдон кучланганлиги векторларининг максимал (амплитуда) қийматлари,  $\omega t + \varphi_0 = \varphi$  — тебраниш фазаси,  $\varphi_0$  — бошланғич фаза,  $\nu$  — тебраниш частотаси,  $\omega = 2\pi\nu$  — циклик частота.



1.1- расм.

**Е** ва **Н** векторларнинг тебранишлари бир хил фазода ва ўзаро перпендикуляр текисликларда содир бўлади. 1.1-расмда *Ox* йўналиш бўйича тарқалаётган тўлқин тасвирланган. Электромагнит тўлқин **Е** ва **Н** векторларнинг фазода тебранишидан иборатдир. Лекин соддалаштириш мақсадида биз бундан кейинги мулҳазаларимизда фақат **Е** векторнинг тебранишлари тўғрида гапиримиз, **Н** векторни эса деярли эсга олмаймиз. **Аммо** **Е** векторга перпендикуляр йўналишда **Н** вектор ҳам тебранаётганлигини унутмаслик керак. Агар тўлқиннинг турли нуқталаридаги **Е** векторлар фақат бир текисликда ётса, бундай тўлқинни *ясси электромагнит тўлқин* деб, бу текисликни эса *тебраниш текислиги* деб атаймиз. 1.1-расмда тасвирланган тўлқин ясси электромагнит тўлқиндир.

Максвелл ҳисоблашлар асосида электромагнит тўлқинлар  $3 \cdot 10^8$  м/с тезлик билан тарқалиши лозим, деган хулосага келди. Бу қиймат кейинчалик оптик усуллар билан аниқланган ёруғлик тезлигига тенг бўлиб чиқди. Бу эса ёруғлик — электромагнит тўлқиндир деб талқин қилишга имкон беради.

Ҳозирги вақтда энг замонавий тажрибалар асосида *ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги*  $c = (299792456,2 \pm 1,1)$  м/с деб қабул қилинган.

Ҳақиқатан, кейинчалик амалга оширилган текширишлар электромагнит тўлқинларнинг частоталар диапазони ниҳоят кенг эканлигини кўрсатди. Хусусан, инсон кўзи сеза оладиган электромагнит тўлқинларнинг частоталари

$$\nu = (0,75 \div 0,40) \cdot 10^{15} \text{ Гц} \quad (1.2)$$

диапазонда ётади. Бундай частотали тўлқинларнинг вакуумдаги узунлиги

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6} \text{ м} = (0,40 \div 0,75) \text{ мкм} \quad (1.3)$$

интервалга тўғри келади. Электромагнит тўлқинларнинг бу диапазонини *ёруғлик тўлқинлар* деб юритилади. Механик тебранишлар частоталарининг маълум диапазонини инсон товуш тарзида қабул қилганидек, электромагнит тўлқинлар частоталарининг юқорида келтирилган диапазонини кўзимиз ёруғлик сифатида қайд қилади.

Электромагнит тўлқинларнинг ёруғлик диапазони етарлича кенг. Уни бир қатор монохроматик ёруғлик



тўлқинларнинг йиғиндисидан иборат, деб қараш мумкин. *Монохроматик ёруғлик тўлқин* деганда ёруғлик диапазонидаги  $\Delta\nu$  частоталар интервали ниҳоят кичик бўлган ёруғлик тўлқин тушунилади. Монохроматик ёруғлик тўлқин бизнинг кўзимизда маълум рангли ёруғлик сифатида намоён бўлади. Масалан, тўлқин узунликлари 0,55 дан 0,56 мкм гача бўлган интервалдаги нурланишни инсон кўзи яшил ранг тарзида қабул қилади. Частоталар интервали  $\Delta\nu$  қанчалик кичик бўлса, нурланиш монохроматикроқ бўлади. Ҳар қандай реал монохроматик ёруғлик тўлқин учун  $\Delta\nu$  чекли қийматга эга. Юқоридаги (1.1) ифода эса идеал монохроматик тўлқин учун ўринлидир.

Ёруғлик нурларининг йўналишига перпендикуляр қилиб хаёлан  $S$  юзни жойлаштирайлик. Бу юз орқали бирлик вақтда ўтаётган ёруғлик тўлқинларнинг энергияси *ёруғлик оқими* ( $\Phi$ ) деб аталади ва  $J/c$  ёки  $Wt$  ҳисобида ўлчанади. Бирлик вақт ичида юз бирлиги орқали ўтаётган ёруғлик оқими, яъни

$$I = \frac{\Phi}{S} \quad (1.4)$$

*ёруғлик оқимининг зичлиги* ёки *ёруғлик интенсивлиги* дейилади.

Ёруғлик интенсивлиги  $Wt/m^2$  ҳисобида ўлчанади. Ёруғлик интенсивлиги ёруғлик тарқалаётган муҳитнинг синдириш кўрсаткичи  $n$  га ва ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал:

$$I \sim n E_m^2. \quad (1.5)$$

## 2-§. Ёруғлик интерференциясининг моҳияти

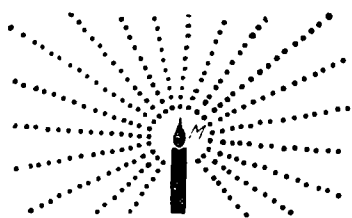
Ёруғликнинг электромагнит тўлқин назариясини XIX асрнинг иккинчи ярмида Максвелл яратган. Лекин бу давргача ҳам ёруғлик табиаги тўғрисида иккита гипотеза мавжуд эди:

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).

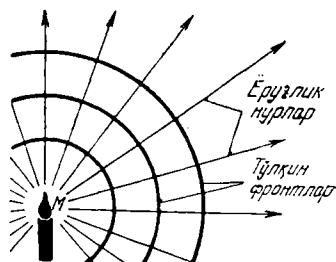
2. *Тўлқин гипотезани* эса Гюйгенс яратди. 1.3-расмда тўлқин гипотезага асосан,  $M$  манбадан ёруғликнинг нурланиши тасвирланган. Манбадан тарқалаётган тўғри

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 бахслар



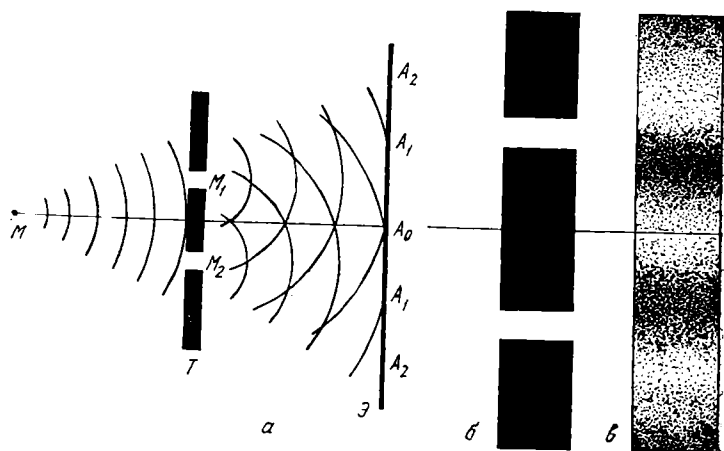
1.2- расм.



1.3- расм.

давом этди. Лекин 1801 йилда ёш инглиз физиги Юнг амалга оширган тажриба барча олимларнинг диққатини ўзига жалб қилди.

Бу оддий, лекин ажойиб тажрибанинг схемаси 1.4-расмда тасвирланган. Бунда  $M$  — ёруғлик манбаи,  $M_1$  ва  $M_2$  лар тўсиқдаги жуда тор тирқишлар. Улар



1.4- расм.

бир-биридан  $1 + 2$  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 кузатилган 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  $A_0$  ва  $A_2$  соҳаларида учрашиб, бир-бирини кучайтиради. Бу тўлқинлар экраннинг  $A_1$  соҳасида учрашганда эса бир-бирини сусайтиради, аниқроғи бир-бирини йўқотади. Шу мисолни ёруғликнинг электромагнит тўлқин назарияси асосида муҳокама қилайлик. Бунинг учун (1.1) ифодадан фойдаланиб,  $M_1$  ва  $M_2$  лардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларни мос равишда

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{1m} \cos(\omega t + \varphi_{10}), \\ E_2 &= E_{2m} \cos(\omega t + \varphi_{20}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

тенгламалар билан ифодалайлик. Ҳар қандай электромагнит тўлқиннинг, хусусан, ёруғлик тўлқиннинг электр ва магнит майдон кучланганликлари ҳам майдонлар суперпозицияси принципига бўйсунди. Шунинг учун (1.6) тенгламалар билан ифодаланадиган частоталари бир хил бўлган икки ёруғлик тўлқин экраннинг бирор нуқтасида учрашиб қўшилиши туфайли вужудга келган натижавий тўлқин ҳам  $\omega$  частота билан тебранади. Натижавий тўлқин амплитудаси ( $E_m$ ) қўшилувчи тўлқинлар амплитудалари билан қуйидагича боғланган:

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m} E_{2m} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.7)$$

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 фаззда тебранаётган бўлса, (1.7) ифодадаги

$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$  бўлади. Шунинг учун натижавий ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси

$$E_m = E_{1m} + E_{2m}$$

бўлади. Бундай ҳол экраннинг  $A_0$ ,  $A_2$  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

$$E_m = |E_{1m} - E_{2m}|$$

деган хулассага келамиз. Шунинг учун экраннинг  $A_1$  соҳаларида энг кам ёруғлик кузатилади. †

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

$$|E_{1m} - E_{2m}| < E_m < E_{1m} + E_{2m} \quad (1.8)$$

муносабат бажарилади.

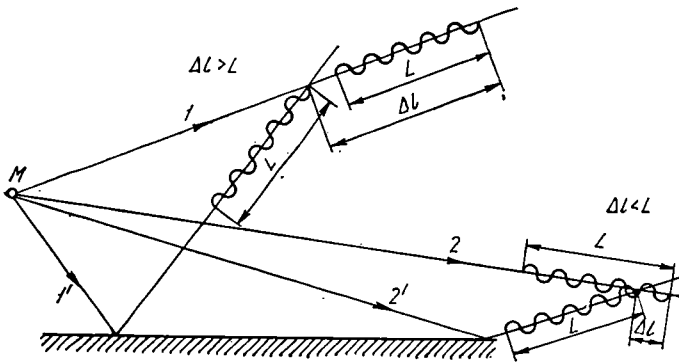
Қўшилувчи тебранишлар амплитудалари тенг, яъни  $E_{1m} = E_{2m}$  бўлган хусусий ҳолда, экраннинг  $A_1$  соҳаларида қўшилувчи ёруғлик тўлқинлар бир-бирини бутушлай йўқотади, натижада қоронғилик кузатилади.  $A_0$ ,  $A_2$  соҳаларида эса натижавий ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси 2 марта, интенсивлиги эса 4 марта ошади.

### 3-§. Когерентлик

Юнг тажрибасида  $M_1$  ва  $M_2$  тирқишлардан чиқаётган ёруғлик тўлқинларнинг устма-уст тушиши натижа-сида ёруғлик интерференцияси рўй беради. Бошқача қилиб 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 чиқаётган ёруғлик тўлқинларнинг частоталарини бирхил, фазаларининг фарқи эса ўзгармас деб ҳисоблаганимизни эслайлик ((1.6) га қ.). Бу шартлар бажарилганда қўшилувчи ёруғлик тўлқинлар

когерент тўлқинлар дейилади. Когерент ёруғлик тўлқинлар устма-уст тушгандагина турғун интерференцион манзара кузатилади. Табиий ёруғлик манбалари (хусусан, ёниб турган электр лампочкаси ҳам) эса когерент бўлмаган тўлқинлар нурлантиради. Ҳақиқатан, табиий ёруғлик манбалари сочаётган ёруғлик



1.5- расм.

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:

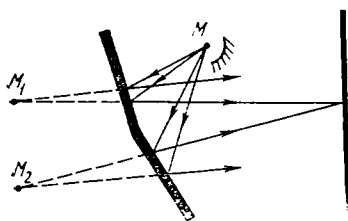
$$L = c \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 10^{-8} \text{ с} \approx 3 \text{ м.} \quad (1.9)$$

Ёруғлик манбаидаги атомлар хаотик равишда „чақнаб“ ва „ўчиб“ туради. Шунинг учун турли атомлар томонидан чиқарилган тўлқин тизмаларининг частоталари, амплитудалари ва бошланғич фазалари турлича бўлади. Ҳатто ёруғлик филтр 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

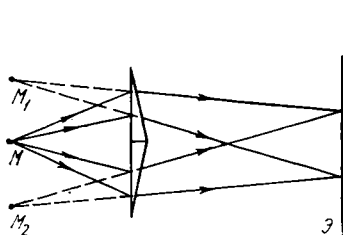
монохроматик ёруғлик тўлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида вужудга келадиган интерференцион манзара жуда қисқа вақт сақланиб туради. Сўнг навбатдаги тўлқинлар тизмаси туфайли янги интерференцион манзара вужудга келади. Лекин бу манзарадаги максимум ва минимумларнинг жойлашуви олдинги тўлқинлар тизмаси туфайли вужудга келган интерференцион манзарадан фарқ қилади. Шу тариқа интерференцион манзаралар жуда тез ўзгариб туради. Инсон кўзи эса секунднинг ўнли улушларига тенг вақт ичидаги ўзгаришларни сезишга қодир, холос. Бу вақт ичида интерференцион манзара бир неча миллион марта ўзгаришга улгуради. Демак, биз бу миллион манзаранинг устма-уст тушишини кузатамиз, холос. 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 нурлан-тирилган, аммо 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 бўлганлиги учун улар интерференциялашади. Аммо 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.



1.6- расм.



1.7- расм.

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

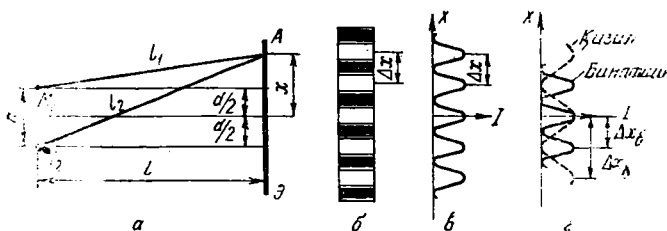
Шу принцип, яъни табиий ёруғлик манбаидан чиқаётган нурнинг ўзини ўзи билан интерференциялаштириш принципи асосида ёруғликнинг бир қатор интерференция усуллари амалга оширилган.

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 остида ёндоштирилади.  $M$  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 учрашади. 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 манбалари чизма текислигида бир-биридан  $d$  масофа узоқликда жойлашган бўлсин (1.8-а расм.). Мансаларга параллел қилиб улардан  $l$  масофа узоқликда ( $l \gg d$ ) Э экран жойлаштирайлик. Экранда ихтиёрий  $A$  нуқтани



1.8- расм.

танлаб слайлик. Бу нуқтанинг мансалардан узоқлигини мос равишда  $l_1$  ва  $l_2$  деб, экраннинг марказий чизиғидан узоқлигини  $x$  деб белгилайлик. Бу нуқтага когерент  $M_1$  ва  $M_2$  мансалардан етиб келаётган ёруғлик тўлқинлар учун йўл фарқини ҳисоблайлик. Расмдан кўринишича  $l_1$  ва  $l_2$  лар тўғри бурчакли учбурчакларнинг гипотенузалари. 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,

$$l_2^2 - l_1^2 = 2xd \text{ ёки } (l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd \text{ бўлади.}$$

Агар  $l_2 - l_1 = \delta$  белгилаш киритсак, юқоридаги ифодадан

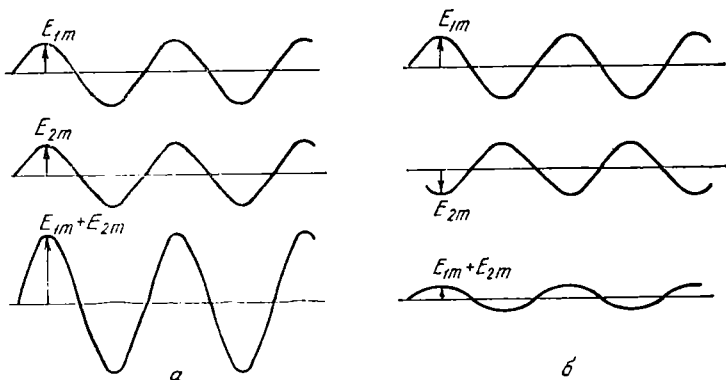
$$\delta = \frac{2xd}{l_2 + l_1} \quad (1.10)$$

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

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



кўринишга келади. Агар  $\delta$  нинг қиймати ёруғлик тўлқиннинг ярим узунлиги ( $\lambda_0/2$ ) га жуфт каррали бўлса,  $A$  нуқтага когерент манбалардан етиб келаётган тўлқин тизмалари бир хил фазаларда бўлади. Бир хил фазадаги тебранишларнинг қўшилиши натижасида вужудга келган натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи теб-



1.9- расм.

ранишлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади (1.9-а расмга қ.). Агар  $\delta$  нинг қиймати ( $\lambda_0/2$ ) га тоқ каррали бўлса, манбалардан  $A$  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 ((1.5) ифо- дага қ.). Шунинг учун экрандаги *интерференцион манзаранинг максимум ва минимум шартлари* қуйидаги кўринишга келади:

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

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

1.8-б расмда экрандаги интерференцион манзара, 1.8-в расмда эса экраннинг марказий чизиғидан икки томонга узоқлашилган сари монохроматик ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши тасвирланган. Бу расмлардан кўришиб турибдики, ~~экраннинг марказий~~ чизиғи бўйлаб интен-

сивликнинг максимуми, бу максимумдан икки томонга қараб ( $x$  ўқи бўйича) навбатма-навбат қоронғи ва ёруғ соҳалар кузатилади. Шунинг 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) экраннинг марказий чизигидан узоқликлари

$$x_k = k\lambda_0 \frac{l}{d}$$

$$x_{k+1} = (k + 1)\lambda_0 \frac{l}{d} \quad (1.14)$$

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,  $\Delta x$  катталики ёруғликнинг тўлқин узунлигига ва тажриба параметрларини ифодаловчи  $l/d$  нисбатга боғлиқ, деган хулосага келамиз. Шунинг учун тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғликдан фойдаланилса, оқ ёруғлик таркибидаги турли рангли ёруғликлар учун интерференцион манзаралар бир-бирига устма-уст тушмайди. Натижада рангбаранг товладиган 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

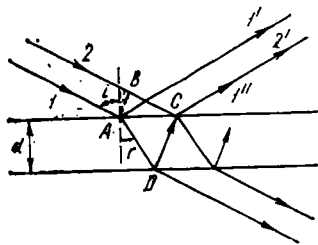
1.10- расмда юпқа шаффоф пластинка катталаштирилган ҳолда тасвирланган. Бу пластинканинг устки ва остки текисликлари ўзаро параллел. Қалинлиги  $d$  га тенг. Пластинкага бирор  $i$  бурчак остида параллел нурлар, яъни ясси ёруғлик тўлқин тушаётган бўлсин. Бу нурлардан жаёлан иккитасини (расмда 1 ва 2 деб белгиланган) ажратиб, улар ҳақида мулоҳаза юргизамиз. Нурларга перпендикуляр равишда ўтказилган  $AB$  те-

кислик ясси ёруғлик тўлқиннинг фронтидир. Бу текисликка етиб келган вақтда 1 ва 2 нурларнинг фазалар фарқи

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

ва йўллар фарқи

$$\delta = 0$$



1.10- расм.

бўлади.  $A$  нуқтага тушаётган 1 нур қисман қайтади (расмда  $1'$  деб белгиланган), қисман синиб  $AD$  йўналишда давом этади. Синган нур пластинканинг остки текислигига етиб бергач, 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 тўлқиннинг 2 нури ҳам тушади. 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 монохроматик нурлар билан ёритилаётган бўлса,  $C$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги 1 ва 2 нурлар учрашгунча босиб ўтган йўлларининг фарқига боғлиқ бўлади. 1 нур  $ADC$  йўли, 2 нур эса  $BC$  йўли 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.

Ёруғлик тўлқин синдириш кўрсаткичи  $n$  бўлган муҳитда вакуумдагига нисбатан  $n$  марта кичик тезлик билан ( $v = \frac{c}{n}$ ) 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 қилиб 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 катталикдир.

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. Буни ҳисобга олиш учун йўллар фарқини ҳисоблаётганда  $\delta$  га ёруғликнинг вакуумдаги ярим тўлқин узунлигини қўшиш ёхуд айириш керак.

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

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

бўлади. Тригонометрик формулалар ёрдамида  $AD$ ,  $DC$ ,  $BC$  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. У ҳолда пластинканинг устки ва остки текисликларидан қайтган нурларнинг интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивлигининг максимуми

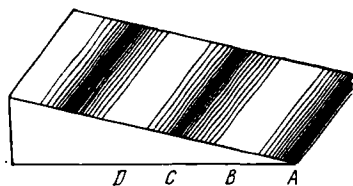
$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (1.18)$$

шарт бажарилганда, минимуми эса

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

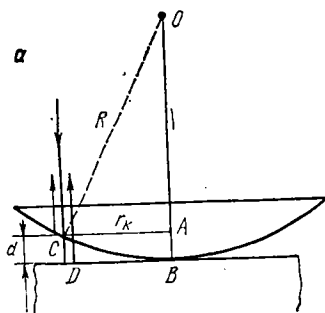
шарт бажарилганда кузатилади. Пластинка ясси-параллел, яъни пластинканинг барча қисмларининг қалинлиги бир хил бўлганлиги учун пластинканинг барча соҳаларида  $\delta$  нинг қиймати бир хил бўлади. Шунинг учун

(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.

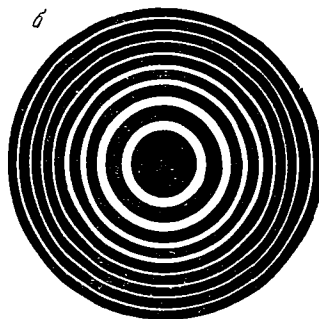


1.11-расм.

2. Нурлар параллел, яъни  $i = \text{const}$ , лекин  $d$  ўзгаришчан 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 понасимен ҳаводан иборат бўлади (1.11-расм). Бу ҳаво псна қалинлиги аста-секин ўзгариб борувчи пластинкадир. Фақат бу пластинканинг молласи ҳаводан иборат. Ҳаво понанинг  $A$  соҳасида қалинлик жуда кичик. Шунинг учун понанинг шиша пластинкалар билан чегаралаш устки ва остиги қатламларидан вайтаётган нурларнинг йўллари фарқи  $\delta = \frac{\lambda_0}{2}$  га жуда яқин бўлади.



б



1.12-расм.

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  $D$  соҳа ва ҳоказоларга дуч келамиз, шунинг учун  $\lambda_0$  тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар билан ёргтилаётган понанинг сиртида 1.11-расмда тасвирлангандек навбатма-навбат келувчи қоронғи ва ёруғ йўл-йўл соҳалар (полосалар) намоён бўлади.

Ясси шиша пластинкага радиуси  $R$  бўлган ясси-қавариқ линза қўйилган бўлсин. 1.12-а расмда бу системанинг кесими тасвирланган. Линза билан шиша пластинка оралиғида ҳаво қатлами ҳосил бўлади. Линза билан пластинканинг туташ нуқтаси  $B$  дан узоқлашилган сари ҳаво қатламининг қалинлиги ортиб боради. Линзанинг ясси томонига тик равишда параллел монохроматик нурлар тушаётган бўлсин. Шу нурлар ичидан бирини хаёлан ажратиб кўрайлик. Бу нур  $C$  нуқтага етиб боргач, қисман қайтади, қисман ҳаво қатлами ичига кириб боради. Нурнинг бу иккинчи қисми  $D$  нуқтадан қайтгач (тушиш бурчаги нолга тенг бўлгани учун ҳаво қатламининг устки ва остки қисмларидан қайтиш бурчаклари ҳамда синиш бурчаги нолга тенг),  $C$  нуқтадан қайтган нур билан интерференциялашади. Интерференциялашувчи нурларнинг йўллар фарқи ҳаво қатламининг қалинлиги  $d$  га боғлиқ. Тажрибада қўланилаётган ясси қавариқ линза  $R$  радиусли сферанинг бир бўлагидан иборат бўлгани учун линза билан пластинканинг туташ нуқтаси  $B$  дан бир хил узоқликдаги нуқталар учун (бу нуқталар маркази  $B$  да жойлашган  $r$  радиусли айланалардан иборатдир) ҳаво қатламини чегараловчи сиртлардан қайтувчи нурларнинг йўллар фарқи бир хил бўлади. Шунинг учун  $B$  нуқта атрофида қоронғи ва ёруғ 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 боғланишни аниқлайлик. Тўғри бурчакли  $AOC$  учбурчакдан қўйидаги тенгликни ёза оламиз:

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

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

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

ифодани ҳосил қиламиз. Натижада ҳаво қатламини чегараловчи сиртлардаги  $C$  ва  $D$  нуқталардан қайтган нурларнинг йўллар фарқи

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

ифода билан аниқланади.

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 бажарилганда *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

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

ифода орқали, қоронғи ҳалқаларнинг радиуслари эса

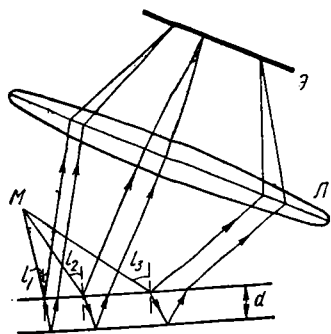
$$(r_k)_{\min} = \sqrt{k \lambda_0 R} \quad (1.24)$$

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 кузатишган полосаларни (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 ( $i_1 = i_2 = i_3$ ) остида тушаётган нурлар пластинканинг устки ва остки сиртларидан қайтиб,  $L$  линзанинг фокал текислигидея жойлашган  $\mathcal{E}$  экранда учрашади ва интерференциялашади. Агар тажрибада монохроматик нурлардан



1.13- расм.

фойдаланилса, ёруғлик интерференциясининг натижаси фақат тушиш бурчаги  $i$  га боғлиқ, холос. Бу ҳолда интерференцион манзара навбатлашувчи эгри чизик 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.

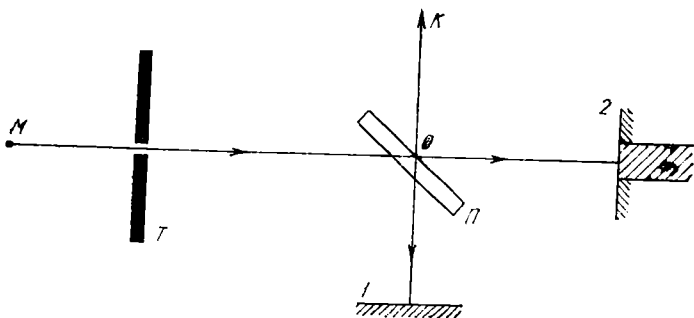
Пластикага оқ ёруғлик тушаётган бўлса, экранда рангбаранг бирдай қиялик полосаларининг системаси намоён бўлади.

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 интерференциясидан фойдаланиб ёруғлик тўлқиннинг узунлигини, жисмларнинг синдириш кўрсаткичи ёки ўлчамларини аниқлаш мумкин. Бунинг учун тузилиши турлича бўлган интерферометрлардан фойдаланилади. Биринчи интерферометр—Майкельсон интерферометрининг ишлаш принципи билан танишайлик.  $M$  манбадан чиқаётган монохроматик ёруғлик нурлари ярим шаффоф  $P$  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  $P$  пластинкадан қисман ўтиб,  $OK$  йўналишда кузатувчининг кўзи томон йўналади.  $2$  кўзгудан қайтган нур  $P$  дан қайтиб, у ҳам  $OK$  бўйлаб йўналади. Бу нур биринчи нур билан интерференциялашиш натижасида экранда қоронғи ва ёруғ полосалардан иборат бўлган интерференцион манзара намоён бўлади.



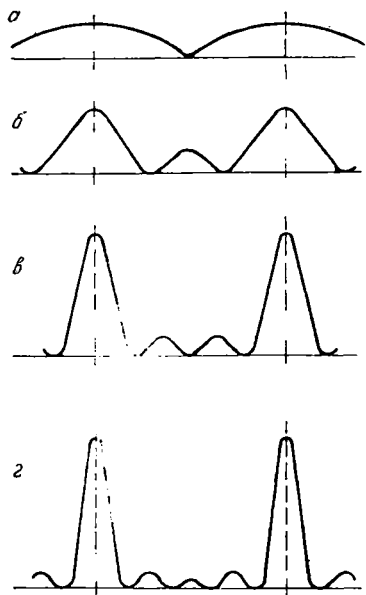


1.14- расм.

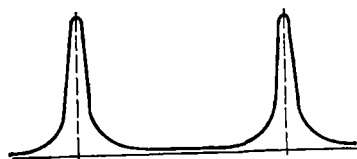
Кўзгулардан бирини (1.14-расмда 2 кўзгу) деформацияси ўрганилаётган жисмга ёпиштириб қўяйлик. Деформация туфайли жисм (унга бириктирилган кўзгу ҳам)  $\lambda_0/2$  масофага пластинка томон силжисин. У ҳолда иккинчи кўзгуга тушиб, ундан  $\Pi$  томон қайтаётган нур  $2\lambda_0/2$  қадар камроқ йўл юради. Бу эса, ўз навбатида, интерференциялашаётган тўлқинлар йўллар 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 вазибаларни ҳал қилишда қўлланиладиган интерферометрларнинг конструкциялари ҳам турлича бўлади. Лекин уларнинг барчасида ўлчаниши лозим бўлган параметр ўзгарувчан, қолганлари эса ўзгармас бўлади.

Аммо икки нурнинг интерференциялашиши туфайли вужудга келадиган манзаранинг бир камчилиги мавжуд: экрандаги ёритилгачлик 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-расмларда тенг амплитудали 2, 3, 4, 5 когерент тўлқинларнинг интерференциялашиши туфайли вужудга келган манзаралар тасвирланган.



1.15- расм.



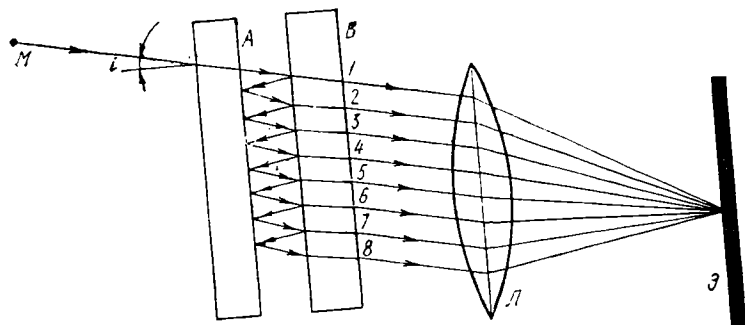
1.16- расм.

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

Қўшилувчи 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 макси-

мумлар ва интенсивлиги нолга тенг бўлган соҳачалар йўқолади.

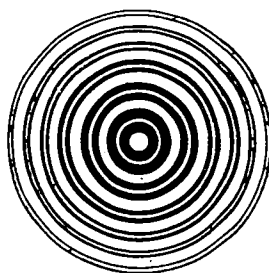
Амплитудалари геометрик прогрессия бўйича камайиб борувчи кўп нурларнинг интерференцияси Фабри—Перо эталонида қўлланилади. Фабри—Перо эталони (1.17- расм) икки ясси-параллел пластинкадан иборат. Бу пластинкаларнинг бир-бирига қараган томонлари юпқа ярим шаффоф кумуш қатлами билан қопланган. Бу қатламларнинг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



1.17- расм.

Расмда ана шу нурлардан бири, аниқроғи, пластинкага  $i$  бурчак остида тушаётган нур тасвирланган. Пластинкалар орасидаги ҳаво қатламида ёруғликнинг йўли 1.17-расмда стрелкалар билан кўрсатилган.  $B$  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 эталонида интерференцион манзара ҳалқасимон шаклга эга бўлади. Агар эталонга тушаётган нурланиш 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.



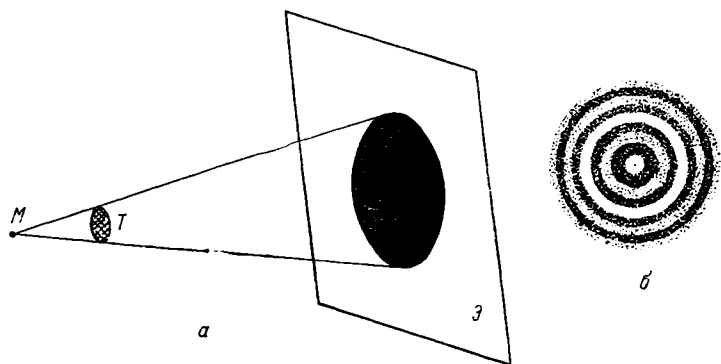
1.18- расм.

## II б о б

### ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

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

Ёруғлик дифракцияси деб аталадиган ҳодисада ёруғлик нурлари шаффофмас тўсиқлардан эгилиб ўтиб гео-



2.1- расм.

метрик соя соҳасига кириб боради. Дифракция сўзи латинча „diffractio“ „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,  $\mathcal{E}$  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.

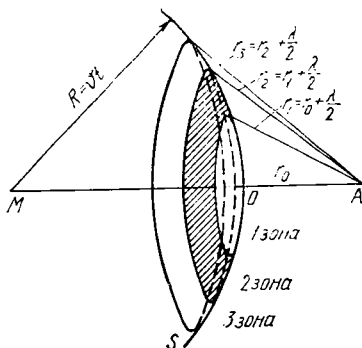
Геометрик оптика қонунларига зид бўлган ёруғлик дифракциясининг моҳиятини қуйидаги тарзда тушунтирилади. Гюйгенс принцигига асосан, тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиламчи тўлқинларнинг манбалари деб ҳисоблаш мумкин. Френель эса Гюйгенс принципини такомиллаштириб, бу иккиламчи тўлқинларнинг манбаларини 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 frontiдаги 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  $v$  деб белгилаймиз) бир жинсли муҳитда тарқалаётган бўлсин. Чекли  $t$  вақтдан сўнг ёруғликнинг тўлқин fronti радиуси  $R=vt$  бўлган сферик сиртдан иборат бўлади. 2.2-

расмда шу сферик сиртнинг бир қисми Стасвирланган. Бу сиртдаги барча нуқталар — иккиламчи когерент тўлқинлар манбаидир. Фазонинг ихтиёрий  $A$  нуқтасидаги ёруғлик тўлқиннинг амплитудасини топайлик. Бунинг учун  $S$  сиртнинг барча нуқталаридан  $A$  нуқтага етиб келаётган иккиламчи когерент тўлқинларнинг йиғиндисини топиш керак. Бу масалани



2.2- расм.

Френелнинг зоналар усулидан фойдаланиб ҳал қиламиз.  $M$  ва  $A$  нуқталарни тўғри чизиқ билан бирлаштирайлик. Бу тўғри чизиқ  $S$  сиртни  $O$  нуқтада кесиб ўтади.  $O$  нуқта  $S$  сиртдаги барча нуқталар ичида  $A$  нуқтага энг яқин жойлашган.  $OA$  ни  $r_0$  орқали белгилайлик. Марказлари  $A$  нуқтада жойлашган, радиуслари эса мос равишда

$$\begin{aligned} r_1 &= r_0 + \frac{\lambda}{2}, \\ r_2 &= r_1 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 2\frac{\lambda}{2}, \\ r_3 &= r_2 + \frac{\lambda}{2} = r_0 + 3\frac{\lambda}{2}, \\ &\dots \end{aligned} \tag{2.1}$$

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  $A$  нуқтагача бўлган масофалар ҳам чизиқли қонун билан жуда секин орта боради (масалан,  $r_3 > r_2 > r_1$ ). Бундан ташқари зоналарнинг номерлари ортган сари  $A$  нуқтадан зоналар юзларининг кўриниш бурчаклари ҳам ортиб боради. Шунинг учун зоналардаги барча иккиламчи тўлқинлар манбаларидан  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик тўлқинларнинг натижавий амплитудалари ( $E_{1m}, E_{2m}, E_{3m}, E_{4m}, E_{5m}, \dots$ ) монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигини ташкил этади, яъни

$$E_{1m} > E_{2m} > E_{3m} > E_{4m} > E_{5m} > \dots \quad (2.2)$$

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

Барча зоналар туфайли  $A$  нуқтада вужудга келаётган натижавий ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси  $E_m$  ни топиш учун айрим зоналар  $A$  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,

$$E_m = E_{1m} - E_{2m} + E_{3m} - E_{4m} + \dots \quad (2.3)$$

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

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \left( \frac{E_{1m}}{2} - E_{2m} + \frac{E_{3m}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km} + \frac{E_{(k+1)m}}{2} \right) + \dots \quad (2.4)$$

Монотон равишда камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигида ((2.2) ифодага қ.) ихтиёрий ҳад шу ҳаднинг четидаги

ҳадларнинг ўртача арифметик қийматига тенглигини, яъни

$$E_{km} = \frac{E_{(k-1)m} + E_{(k+1)m}}{2}$$

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

$$E_m \approx \frac{E_{1m}}{2}. \quad (2.5)$$

Демак, барча Френель зоналари туфайли  $A$  нуқтада уйғотиладиган натижавий тебраниш худди биринчи Френель зонаси таъсирининг ярмидек бўлар экан. Шунинг учун  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғликни кесими худди биринчи Френель зонасининг ярмидек бўлган найча бўйлаб тарқалаётгандек 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 етадлича катта аниқлик билан ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади, деб ҳисоблаш мумкин.

### 3-§. Френель дифракцияси

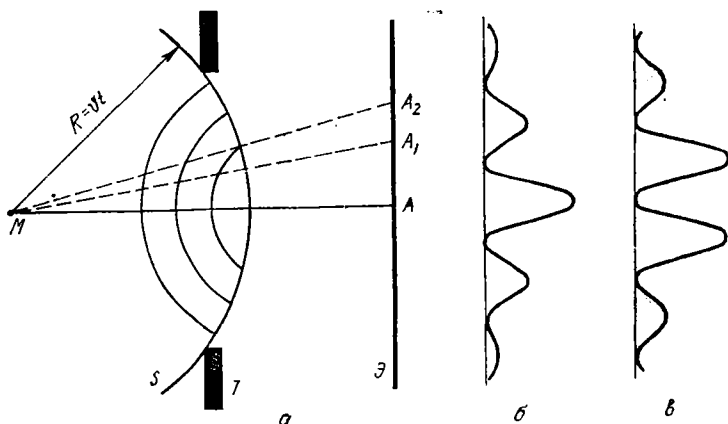
Дифракцион ҳодисалар икки синфга бўлинади. Тўсиққа тушаётган ёруғлик тўлқиннинг fronti сферадан иборат бўлган ва кузатиш нуқтаси чекли масофада жойлашган ҳолдаги дифракцион ҳодисаларни биринчи марта Френель ўрганган. Шунинг учун бу синфга оид ҳодисалар *Френель дифракцияси* деб аталади. Тўсиққа тушаётган нурлар параллел дастани ҳосил қилган ва дифракцион манзара чексизликда мужассамлашган ҳолдаги ҳодисаларни Фраунгофер текширган. Шунинг учун бу ҳодисалар *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 шаффоф  $T$  тўсиқ жойлаштирайлик (2.3-а расм). Э экранни тўсиққа параллел қилиб жойлаштирак,  $M$  манбадан ва доиравий тешикнинг марказидан ўтувчи тўғри чизиқ экранни  $A$  нуқтада ке-

сади. А ни кузатиш нуқтаси сифатида танлаб, тўсиққа етиб келган тўлқин фронтдан Френель зоналарини ажратайлик. Тўсиқдаги тешик зоналардан  $k$  тасини очик қолдиради. Бу зоналардан  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндис (2.3) ифодага асосан) шу нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудасини ифодалайди, яъни:

$$E_m = E_{1m} - E_{2m} + E_{3m} - E_{4m} + \dots \pm E_{km}. \quad (2.6)$$



2.3- расм.

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 очик қолдирган ҳол учун (2.6) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \left( \frac{E_{1m}}{2} - E_{2m} + \frac{E_{3m}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{(k-2)m}}{2} - E_{(k-1)m} + \frac{E_{km}}{2} \right) + \frac{E_{km}}{2} = \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2}. \quad (2.7^a)$$

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

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \left( \frac{E_{1m}}{2} - E_{2m} + \frac{E_{3m}}{2} \right) + \dots + \left( \frac{E_{(k-3)m}}{2} - E_{(k-2)m} + \frac{E_{(k-1)m}}{2} \right) + \frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km} =$$



$$= \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{(k-1)m}}{2} - E_{km}.$$

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

$$E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2}. \quad (2.7^6)$$

$k$  нинг кичик қийматларида (масалан,  $3 + 5$  га тенг бўлганда)  $E_{km}$  ва  $E_{1m}$  лар бир-бирига яқин сонлар ( $E_{km} \approx E_{1m}$ ) бўлади. Шунинг учун  $k$  тоқ бўлганда  $A$  нуқтада ёруғлик интенсивлигининг максимуми ( $E_m =$

$= \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2} \approx E_{1m}$ ),  $k$  жуфт бўлганда эса минимуми

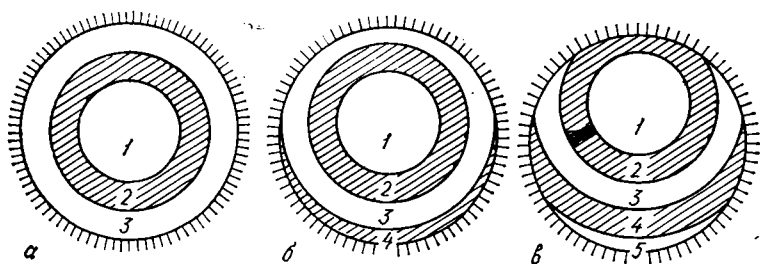
( $E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2} \approx 0$ ) кузатилади. Тўсиқдаги тирқиш

очиқ қолдирган Френель зоналарининг сони катта бўлганда,  $E_{km} \ll E_{1m}$  бўлади. Шунинг учун  $A$  нуқтадаги ёруғлик тўлқиннинг натижавий амплитудаси  $k$

тоқ бўлганда  $E_m = \frac{E_{1m}}{2} + \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2}$ ,  $k$  жуфт бўлганда

ҳам  $E_m = \frac{E_{1m}}{2} - \frac{E_{km}}{2} \approx \frac{E_{1m}}{2}$  бўлади. Бошқача айтганда,

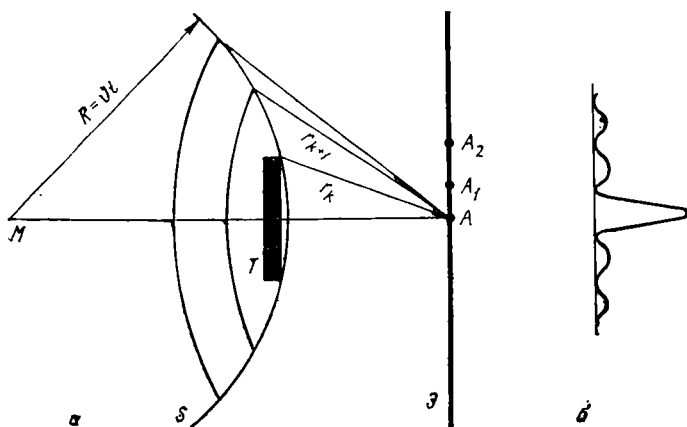
бу ҳолда ёруғлик худди шаффофмас тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек тарқалади. Юқорида юритилган мулоҳозалар фақат  $A$  нуқта учун ўринли эканлигини алоҳида қайд қилайлик. Ҳақиқатан,  $\mathcal{E}$  экрандаги чексиз кўп нуқталар ичидан фақат  $A$  нуқтани  $M$  билан бирлаштирувчи тўғри чизиқ текшириляётган тўсиқдаги доиравий тешик учун симметрия ўқи бўлиб хизмат қилади. Бу ҳолда тўсиқдаги доиравий тешик очиқ қолдирган Френель зоналарининг манзараси 2.4-а расмда тасвирланган. Лекин экраннинг  $A_1$  нуқтаси учун тўсиқдаги доиравий тешик очиқ қолдирадиган Френель зоналарининг манзараси ўзгача бўлади (2.4-б расмга қ.). Бу ҳолда тўсиқ учинчи Френель зонасини қисман беркитяпти. Аммо тўртинчи Френель зонасининг бир қисми доиравий тешикка тўғри келади, яъни очилади.  $A$  нуқтадан янада узоқроқдаги нуқта учун эса тешик очиқ қолдирган зоналарнинг манзараси янада бошқача бўлади (2.4-в расмга қ.). Бу эса экраннинг  $A$  нуқтадан турлича узоқликдаги  $A_1, A_2, \dots$  нуқталарида ёруғлик интенсивлигининг турлича бўлишига сабабчи бўлади.



2.4- расм.

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 параллел қилиб жойлаштирамиз.  $M$  манба ва доиравий дискнинг марказидан ўтувчи тўғри чизик экранни  $A$  нуқтада кеседи.  $A$  ни кузатиш нуқтаси сифатида танласак, тўсиқ  $S$  тўлқин фронтидаги Френель зоналаридан  $k$  тасини беркитади. Шунинг учун  $A$  нуқтадаги ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси  $k+1$  ва ундан катта номерли Френель зоналаридан



2.5- расм.

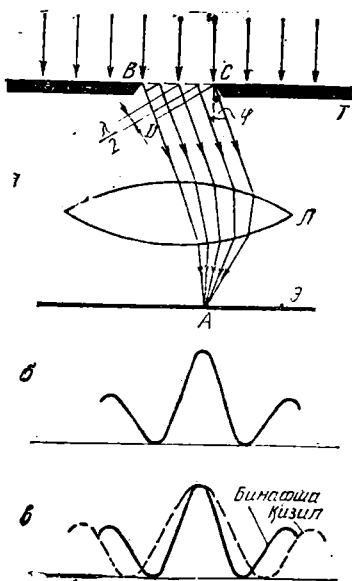
келаётган тўлқинлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$E_m = E_{(k+1)m} - E_{(k+2)m} + E_{(k+3)m} - \dots = \frac{E_{(k+1)m}}{2} + \left( \frac{E_{(k+1)m}}{2} - E_{(k+2)m} + \frac{E_{(k+3)m}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{(k+1)m}}{2}. \quad (2.8)$$

$k$  унчалик катта бўлмаган ҳоллар учун  $E_{1m}$  ва  $E_{(k+1)m}$  бир-биридан кам фарқ қилади. Шу сабабли  $A$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги худди манба ва экран оралиғида ҳеч қандай тўсиқ бўлмаган ҳолдагидек бўлади. Лекин  $A$  нуқтадан бирор масофа узоқликдаги  $A_1$  нуқтани кузатиш нуқтаси сифатида танласак, доиравий диск  $k+1$  Френель зонасини қисман беркитади, иккинчи томондан  $k$  зона қисман очилади. Шунинг учун  $A_1$  нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги  $A$  нуқтадагига нисбатан заифроқ бўлади.  $A_1$  дан ҳам узоқроқ жойлашган  $A_2$  ни кузатиш нуқтаси сифатида танлаганимизда эса тўсиқ Френель зоналарини янада бошқачароқ тарзда беркитади. Натижада экраннинг  $A$  нуқтадан турлича узоқликдаги нуқталарида ёруғлик интенсивликлари 2.5-б расмда тасвирланганидек бўлади. Дифракцион манзара эса навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқалар кўринишига бўлиб,  $k$  нинг тоқ қийматларида ҳам, жуфт қийматларида ҳам манзаранинг маркази (яъни  $A$  нуқта) ёруғ бўлади. Экранда  $A$  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 узунлиги кенлиги ( $BC = a$ ) дан анча катта 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 ясси 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 тарқалаётган иккиламчи тўлқинлар экраннинг  $A$  нуқтасига (линза йиғувчи бўлганлиги учун кузатиш



2.6- расм.

нинг охирларидан  $CD$  га параллел текисликларни  $BC$  билан учрашгунча давом эттирсак, тирқишдаги  $BC$  тўлқин фронгини бир хил кенгликдаги тасмачаларга ажратган бўламиз. Ёнига-ёни жойлашган икки тасмачанинг мос нуқталаридан танланган йўналиш бўйича (яъни  $\varphi$  бурчак остида)  $A$  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 жойлашади, деган хулосага келамиз. Кузатиш бурчаги  $\varphi$  нинг саъзи қиймағларида 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

бурчаги  $\varphi$  нинг ҳар бир қийматиغا экраннинг бирор нуқтаси мос келади) бир хил фазада етиб келмайди, чунки бу нурлар оптик йўлларининг узунликлари бир хил эмас. Тирқишнинг чап ( $B$ ) ва ўнг ( $C$ ) чеккаларидан  $A$  нуқтага етиб келаётган ёруғлик нурларининг оптик йўллар фарқини топайлик. Бунинг учун  $C$  нуқтадан нурлар йўналишига перпендикуляр  $CD$  ни тушираемиз. У ҳолда  $BD = BC \cdot \sin \varphi = a \cdot \sin \varphi$  кесма изланаётган йўллар фарқи бўлади.  $BD$  ни хаёлан  $\lambda/2$  узунликдаги кесмачаларга ажратайлик. Бу кесмачалар-

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

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

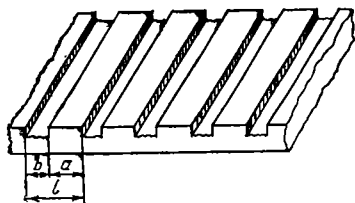
Бу шартни қансатлаштирувчи  $\varphi$  нинг қийматларига мос келувчи экран нуқталарида иккиламчи тўлқинларнинг таъсири фақат битта Френель зонасининг таъсиридек бўлади. Шунинг учун бу нуқталарда ёруғлик интенсивлигининг максимумлари кузатилади.

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 жойлашади. Одатда максимумларга номерлар берилади. Бу номерлар (2.11) ифодадаги  $k$  нинг қийматларига мос келади. Марказий максимум учун  $k = 0$ . Сўнгра биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли максимумлар (уларга  $k = 1, 2, 3, \dots$  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. Экраннинг 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 ранглар марказий максимум томонидаги қисмларни эгаллайди.

## 5-§. Дифракцион панжара

*Дифракцион панжара деганда бир-биридан  $b$  узоқликда жойлашган бир хил  $a$  кенгликдаги тирқишлар тўпламидан иборат оптик асбоб тушунилади.*



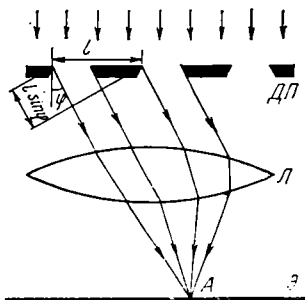
2.7- расм.

Одатда дифракцион панжарани қуйидаги усулда ясалади: шаффоф шиша пластинкани махсус машина ёрдамида тирнаб бир-бирига параллел бўлган энсиз ариқчалар ҳосил қилинади (2.7- расм). Шиша пластинканинг тирналган қисмлари (эни  $b$  бўлган ариқчалар) ёруғлик нурлари учун шаффофмас бўлади. Ариқчалар оралиғидаги қисмлар (кенглиги  $a$  га тенг бўлган шаффоф тасмачалар) ёруғлик нурлари учун тирқишлар вазифасини бажаради. Қўшни тирқишларнинг мос нуқталари орасидаги масофа

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

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 гараграфда баён этилганидек бўлади. Панжара таркибидаги икки ёки ундан ортиқ тирқишлар туфайли вужудга келадиган дифракцион манзарани топшиш учун эса фақат алоҳида тирқишдан чиқаётган нурларнинг экраннинг муайян нуқтасида ўзаро интерференциясинигина эмас, балки айти нуқтага турли тирқишлардан келадиган нурларнинг интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак.



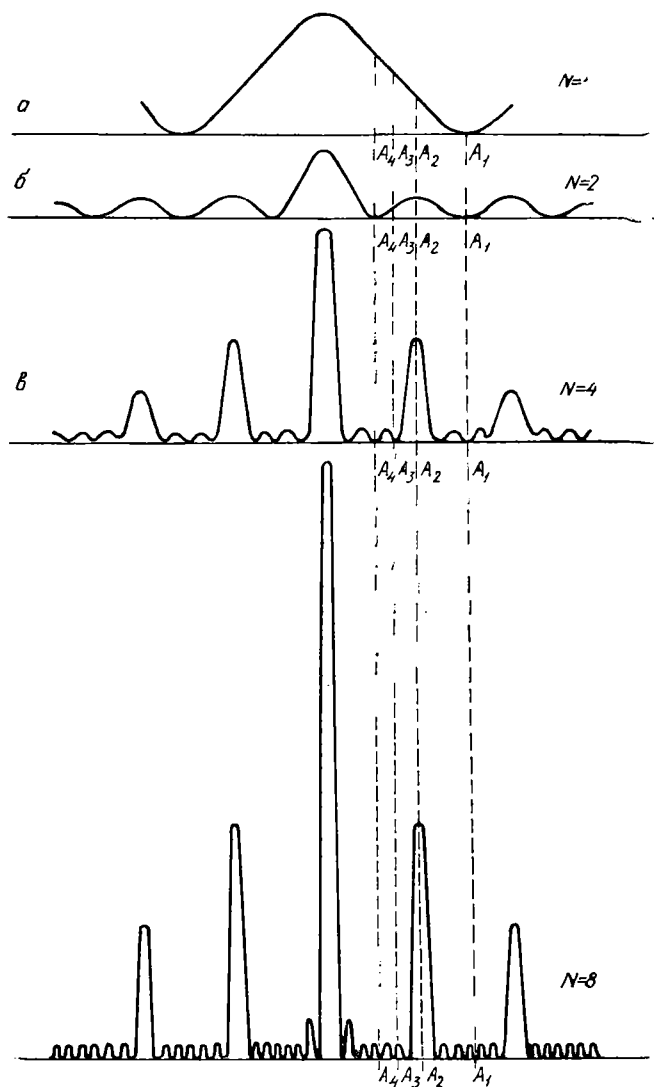
2.8- расм.

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

1. Кузатиш бурчагининг қиймати (2.10) шартни, яъни

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

ни қаноатлантирсин. Бу ҳолда ҳар бир алоҳида тирқишдан  $\varphi$  бурчак остида чиқаётган нурлар экраннинг



2.9- расм.

$A_1$  нуқтасида интерференциялашиши натижасида қоронғилик (ёруғлик интенсивлигининг минимуми) кузатилади (2.9-  $a$  расмга қ.). Тирқишлар сони икки ёки ундан ортиқ бўлганда ҳам экраннинг  $A_1$  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  $A_2$ ,  $A_3$ , ёки  $A_4$  нуқталарида интерференциялашади (2.9-а расмга қ.). Натижада бу нуқталарда ёруғлик кузатилади. Агар тирқиш бир эмас, балки иккита бўлсачи? 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 йўллар фарқи ярим тўлқин узунликка жуфт каррали —

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

бўлади. Бу ҳолда иккала тирқишнинг мос нуқталаридан келаётган нурлар  $A_2$  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 каррали —

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

бўлади. Натижада иккала тирқишнинг мос нуқталаридан чиқаётган нурлар экраннинг бирор  $A_4$  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  $A_3$  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 оралик 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  $i$ - тирқиш асосий максимум йўналишида жўнатаётган ёруғлик тўлқиннинг амплитудаси  $E_{im}$  бўлсин. Экраннинг асосий максимум вужудга келадиган нуқтасига барча тирқишлардан тебранишлар бир хил фазада етиб келади. Шунинг учун натижавий тебраниш амплитудаси

$$E_m = \sum_{i=1}^N E_{im} = N E_{im}$$

бўлади, чунки алоҳида тирқишлардан келадиган тебранишлар амплитудалари ўзаро тенг. Бундан асосий максимумнинг интенсивлиги

$$I \sim E_m^2 = N^2 E_{im}^2 \quad (2.15)$$

га тенг бўлади. Демак, *дифракцион панжара туйғайли вужудга келадиган манзарадаги асосий 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 сақлайдилар. (2.13) шартга асосан асосий максимумлар ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ. Бундан фақат нолинчи тартибли ( $k = 0$ ) асосий максимумлар истиснодир. Ҳақиқатан,  $k = 0$  бўлганда  $\lambda$  нинг ҳар қандай қийматлари учун асосий максимум  $\varphi = 0$  бурчак остида кузатилади, яъни оқ ёруғлик таркибидаги барча монохроматик тўлқинларининг нолинчи асо-

сий максимумлари устма-уст тушади. Шунинг учун дифракцион манзаранинг марказидаги ( $\varphi = 0$ ) асосий максимум оқ бўлади. Лекин биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли ( $k = 1, 2, 3, \dots$ ) асосий максимумлар турли тўлқин узунликли монохроматик ёруғликлар учун турлича бурчаклар остида кузатилади. Масалан, тўлқин узунлиги каттароқ бўлган қизил ёруғликнинг ( $\lambda_{\text{қизил}} = 0,76$  мкм) асосий максимума бинафша ёруғликнигига ( $\lambda_{\text{бинафша}} = 0,40$  мкм) қараганда каттароқ бурчак остида кузатилади. Умуман, монохроматик ёруғликка тегишли бўлган асосий максимумнинг экрандаги тасвири дифракцион панжаранинг тирқишларига параллел бўлган жуда энсиз чизиқ шаклида намоён бўлади. Панжарадан оқ ёруғлик ўтаётган бўлса, экранда спектр деб аталадиган рангли ўзаро параллел энсиз чизиқлар кузатилади. Бу чизиқларнинг ҳар бири айрим ёруғликка тегишли бўлиб, бу чизиқлар, одатда, *спектрал чизиқлар* деб аталади. Спектрнинг тартиби (яъни  $k$  нинг қиймати) юқорилашган сари спектр таркибидаги чизиқлар бир-биридан яхшироқ ажралган бўлади.

Ҳар қандай оптик асбоб сингари дифракцион панжаранинг ҳам асосий характеристикаси—униң *ажрата олиш қобилиятидир*. Ажрата олиш қобилияти деганда дифракцион панжаранинг тўлқин узунликлари бир-бирига яқин бўлган нурларни ажратиш хусусияти тушунилади. Масалан, панжарага тушаётган ёруғлик икки монохроматик нурнинг 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 асосий максимума биринчи нурнигига нисбатан каттароқ бурчак остида кузатилади. Экранда эса бу нурларнинг асосий максимумлари ёнма-ён жойлашган икки спектрал чизиқ тарзида намоён бўлади. Лекин спектрал чизиқнинг кенглиги кичик бўлса ҳам, барибир 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-расмда  $\delta\lambda$  нинг турлича қийматлари учун  $k$ - тартибли спектрдаги икки қўшни чизиқлар (яъни асосий максимумлар) тасвирланган. Бунда  $\lambda$  тўлқин узунликли нур асосий максимумининг интенсивлиги нуқта-

вий 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 камайиб, ниҳоят, бутунлай йўқолиб кетади (2.10-в расмга қ.).

Бу икки максимумни бири-биридан ажрим бўлиш чегараси сифатида Релей қўйидаги 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 бўлмайди. Бу даражада бири-бирига яқин тўлқин узунликли нурлар ягона нур сифатида қабул қилинади. Лекин ажрата олиш қобилияти янада яхши бўлган панжара бу икки нурни ажрата олиши мумкин.

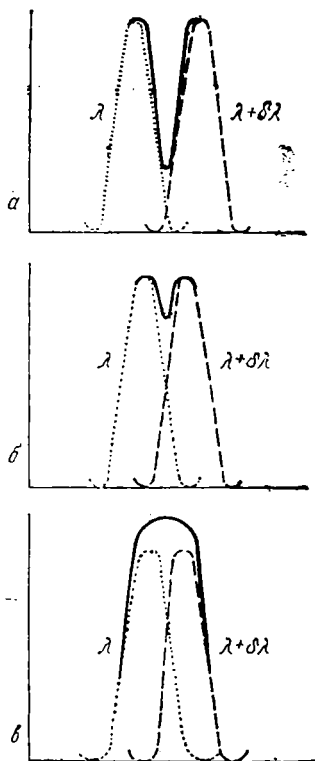
Умуман, оптик асбоб ажрата оладиган икки спектрал чизиқ тўлқин узунликларининг фарқи  $\delta\lambda$  ни ажратиш мумкин бўлган спектрал масофа деб,  $\lambda/\delta\lambda$  эса асбобнинг ажрата олиш қобилияти деб аталади.

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

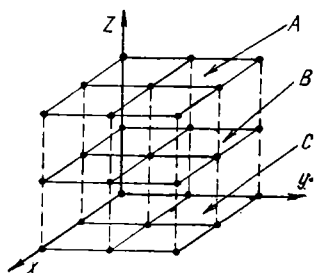
$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (2.16)$$

## 6-§. Фазовий панжаралардаги дифракция

Олдинги параграфда муҳокама қилинган дифракцион панжарада иккиламчи тўлқинларнинг манбалари вази-



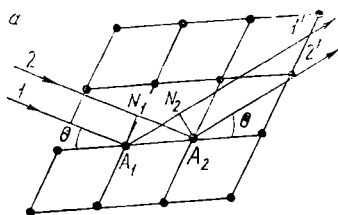
2.10- расм.



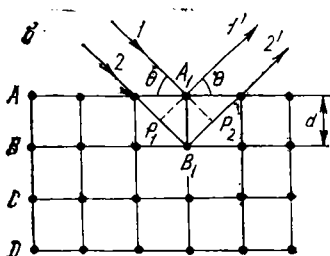
2.11- расм.

фасини бажарувчи тирқишлар бир чизиқда жойлашган. Шунинг учун баъзан „чизиқли дифракцион панжара“ деган ибора ҳам ишлатилади. Фазовий дифракцион панжара-чи? Бу саволга жавоб бериш учун кристалларнинг тузилишига мурожаат қилайлик. 2.11- расмда кубик системага оид бўлган кристалл панжара тасвирланган. Панжаранинг тугунларида бир-бирдан 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. Биккиламчи 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 нурлари*дан 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 кристални бир қатор ўзаро параллел тўрсимон текисликлар (2.11-расмдаги ХОУ текислигига параллел бўлган А, В, С лар) дан иборат деб тасаввур қилайлик. Бу текисликлар билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб параллел нурлар тушаётган бўлсин. 2.12-а 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



2.12-а расм.



2.12-б расм.

$N_1 A_2 = A_1 A_2 \cos \theta$  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 текшири-лаётган 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 мулоҳозалар 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 юқори қатламидаги тўрсимон текисликдан қайтади. Аксарият қисми эса кристалл ичига кириб боради. Рентген нурларининг барча жисмлардаги синдириш кўрсаткичи 1 га жуда яқин. Бошқача айтганда, рентген нурлари энг юқориги тўрсимон текислик ( $A$ ) га қандай бурчак остида тушса, қуйироқдаги текисликлар ( $B, C, \dots$  лар) га ҳам худди шундай бурчак остида тушади. Бу текисликлардан қайтган нурлар интерференцияла-шишининг натижаси уларнинг йўллар фарқига боғлиқ. Йўллар фарқини 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  $A, B, C \dots$  тўрсимон текисликларни чизма текислиги билан кесишиши туфайли ҳосил бўлган манзарани тасвирлайди), излана-ётган 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 нурланишининг тўлқин узунлигига бутун каррали бўлса, яъни

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

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 умумлаштирса 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 слимларнинг 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 кристаллнинг доимийси  $d = 3,029 \times 10^{-10}$  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 макси-

мумлар ( $k = 1; 2; 3; \dots$ ) кузатилмайди. Бу ҳолда тўлқин худди бир жинсли муҳитдан ўтаётгандек кристаллдан ўз йўналишини ўзгартирмасдан ўтади. Одатда кристалл панжараларининг доимийси  $d \sim (10^{-10} + 10^{-9})$  м чамасида бўлади. Демак,  $\lambda \approx (0,40 + 0,75) \cdot 10^{-6}$  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 шарти* бўлиб хизмат қилади. Аслида бу шарт фақат идеал кристаллар учунгина ўринли. Реал кристалларда эса иссиқлик ҳаракат туфайли панжаранинг тугунлари орасидаги масофалар хаотик равишда ўзгариб туради. Шунинг учун, ҳатто ёруғлик нурлари учун ҳам реал кристалларни тўла-тўқис оптик бир жинсли кристалл деб айта олмаймиз.

Вульф-Брэгг тенгламасида учта катталиқ—кристалл панжаранинг доимийси  $d$ , нурларнинг сирпаниш бурчаги  $\theta$  ва тўлқин узунлиги  $\lambda$  қатнашади. Тажрибада бу уч катталикдан 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 билан шуғулланувчи фан бўлими *рентгеноструктуравий анализ* деб аталади.

## 7-§. Голография

Голография деган ибора грекча „holo“ „тўлиқ“ ва „graph“ „ёзаман“ сўзларидан ташкил топган бўлиб, у *буюмларнинг ташқи кўринишини „ёзиб олиш“ нинг маҳсус усулини* англатади. Бу усул 1947 йилда инглиз физиги Д. Габор томонидан кашф қилинган. Голографиянинг моҳияти буюмдан келаётган (қайтиш ёхуд синиш туфайли) нурланишнинг тўлқин фронтини фотопластинкага қайд қилиш (ёзиб олиш), сўнг буюмнинг тасвирини вужудга келтириш мақсадида бу фронтни тиклашдан иборат.

У ҳолда *голографиянинг фотографиядан 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 тасвир-

лари равшан бўлавермайди. Фотоаппаратни бирор текисликка равшан қилиб мосланган бўлса, буюмнинг шу текисликда ётувчи нуқталарининг тасвирлари равшан бўлиб чиқади. Буюмнинг бу текисликдан берироқдаги 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 мияси ҳажмий буюмларни уларнинг ясси тасвирларига қараб билиб олишга „ўрганиб қолганлигидир“.

Фотографияда тасвирларнинг яссилик характерини қуйидагича тушунтирилади: фотопластинкада буюмнинг айрим нуқталаридан қайтган нурларнинг нисбий интенсивликлари қайд қилинади, 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 қонунлари—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 дейилади. Иккинчи қисми эса қайтаргич пластинка (Л) дан қайтиб фотопластинкага тушади. Уни таянч тўлқин дейилади. 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 тўлқинлар-

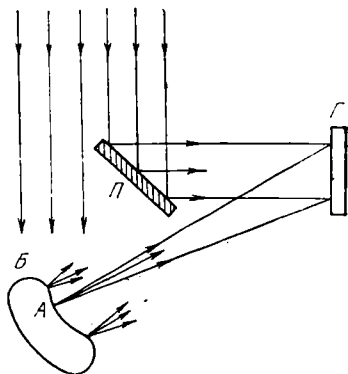


нинг амплитудалари қўшилади. Шунинг учун позитив голограмманинг бундай нуқталари шаффофроқ (негатив голограммада эса хирароқ) бўлади. Буюм ва таянч тўлқинлар фазалари мос бўлмаган тарзда етиб келган голограмма нуқталари эса қоронғироқ бўлади.

2.13-расмдаги буюмнинг ёритилаётган нуқталаридан бири — А нуқтани танлаб олайлик. Бу нуқтадан тарқалаётган сферик тўлқинлар фотопластинкада ясси таянч

тўлқин билан қўшилиб навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқачалар шаклидаги интерференцион манзарани вужудга келтиради. Буюмни ташкил этувчи барча нуқталар интерференцион манзараларининг 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 фотографик тасвир эмас-да.



2.13-расм.

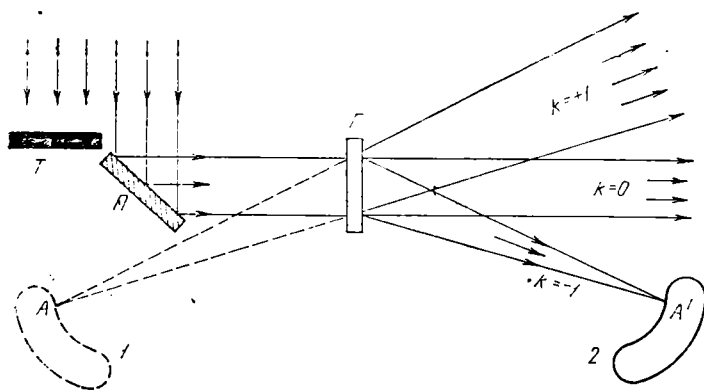


2.14-расм.

Демак, буюмнинг голограммаси нотекис жойлашган нақш-симон ёруғ ва қоронғи соҳалар (навбатлашувчи 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 фойдаланиб унинг тасвирини ҳосил қилиш учун голограммага уни ҳосил қилишда қўлланилган таянч тўлқинни туширайлик. Бунинг учун голограммани ҳосил қилиш қурилмасининг ўзидан фойдаланиш мумкин, яъни когерент ёруғлик дастасининг биринчи қисми (2.15-расмга қ.)  $T$  тўсиқ билан беркииб қўямиз.

Таянч тўлқиннинг голограммадаги дифракцияси туйфайли буюмнинг тасвирлари вужудга келади. Бунда буюмнинг айрим нуқталарига мос бўлган голограммадаги интерференцион манзара (яъни навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқачалар) ўзини мустақил тутати, 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



2.15- расм.

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 голограммадан, 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 жолга 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 голограммадан 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.

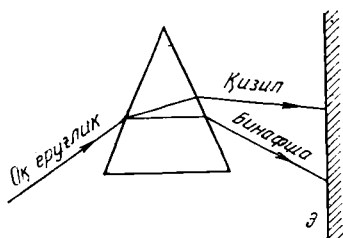
### III б о б

## ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗARO TAЪСИРИ

### 1-§. Ёруғлик дисперсияси

Ньютон тажрибалар асосида ёруғлик дисперсиясини кашф этди. Дисперсия латинча „dispergere“ („сочмоқ“) сўздан олинган. Умуман, ёруғлик дисперсияси деган-

да 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



3.1-расм.

„оқ ёруғлик“ қизилдан бинафшагача рангдаги ёруғликлар, спектрларига ажралган. Агар турли моддалардан ясалган призмалар туфайли олинган спектрларни бир-бири билан солиштирилса, қуйидагилар маълум бўлади:

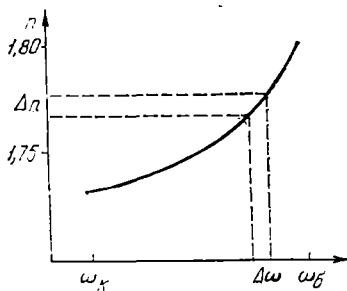
1) бир хил частотали ( $\omega = \text{const}$ ) нурлар бу призмаларда турлича бурчакларга оғади;

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 ёруғлик частотасига боғлиқлик функцияси

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

билан ҳам фарқланади, деган хулосага келинади.

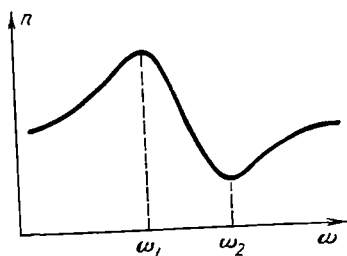
Тушаётган электромагнит тўлқинларнинг частоталари ортган сари барча шаффоф моддаларнинг синдириш кўрсаткичлари ҳам монотон равишда ортиб боради.



3.2-расм.

3.2-расмда шиша учун  $n$  нинг  $\omega$  га боғлиқлиги тасвирланган. Бинафша нурлар қизил нурларга nisbatan шишада кўпроқ синиши ҳақидаги маълум факт расмда ўз аксини топган. Бирор частоталар интервали  $\Delta\omega$  да синдириш кўрсаткичининг ўзгариши  $\Delta n$  ни характерловчи  $\Delta n / \Delta\omega$  катталики *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.



3.3- расм.

Шиша учун оқ ёруғлик соҳасининг барча қисмларида нормал дисперсия, ультрабинафша ва инфракизил 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 ( $10^{14} + 10^{15}$ ) 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 ( $F_{эл} = -eE$ ) ва лорентц кучи ( $F_л = -e[vB]$ ) таъсир қилади:

$$F = F_{эл} + F_л = -eE - e[vB]. \quad (3.3)$$

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 вазиятга қайтаришга ҳаракат қилади. Бу куч  $x$  силжишга пропорционал:

$$F_{\text{қайт}} = -kx.$$

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

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

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:

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

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 моменти  $p_0 = -ex_0$  га тенг

Модданинг бирлик ҳажмидаги атомлар сонини  $N$  деб белгиласак, қутбланиш вектори  $P$  нинг қиймати

$$P = N \cdot p_0 = \frac{N e^2}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0. \quad (3. 8)$$

Кучланганлиги  $E_0$  бўлган электр майдондаги модда учун  $P$  нинг қиймати мазкур модданинг диэлектрик қабул қилувчанлиги  $\kappa$ , ёки диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  (улар орасида  $\epsilon = 1 + \kappa$ , боғланиш мавжуд) орқали қуйидагича ифодаланади:

$$P = \kappa \epsilon_0 E_0 = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0. \quad (3. 9)$$

(3. 8) ва (3. 9) ифодаларни солиштирсак,

$$\epsilon = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3. 10)$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

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

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

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

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

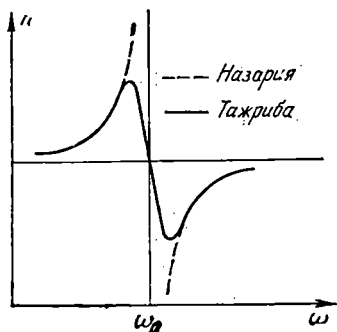
Кўпчилик ҳолларда  $\mu = 1$  бўлгани учун

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (3. 11)$$

ифода ҳосил бўлади. (3. 10) дан фойдаланиб (3. 11) ни қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{e^2}{\omega_0^2 - \omega^2}} \quad (3. 12)$$

Бу формула асосида ҳисобланган  $n$  нинг қийматларини  $\omega$  га боғлиқлик графиги 3. 4-расмда тасвирланган. Умуман, муҳитнинг синдириш кўрсаткичи тўлқин частотасига монанд равишда ортиб боради. Лекин тўлқин частотаси  $\omega$  муҳитдаги электр зарядлар хусусий тебранишларининг частоталаридан бири  $\omega_0$  га яқинлашганда



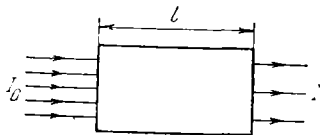
3.4- расм.

$n$  ning қиймати кескин ортиб кетади.  $\omega$  ning қиймати  $\omega_0$  га юқори частоталар томонидан яқинлашганда эса  $n$  ning қиймати кескин камайиб кетади. Бошқача айтганда,  $\omega$  ning қиймати  $\omega_0$  га яқин бўлган соҳада  $n = f(\omega)$  функция узилишга эга бўлади (3. 4-расмдаги пунктир чизиқ). Бунинг сабаби назарий мулоҳазаларда тебранма ҳаракатнинг сўни-

шини ҳисобга олинмаганлигидир.

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 тажрибада кўзатиладиган графиги (3. 4-расмдаги узлуксиз чизиқ)  $\omega_0$  атрофида ҳам узилиб қолмайди. Баъзи жисмларда резонанс частоталар бир нечта бўлади. Шунинг учун тушаётган ёруғликнинг частото-



3.5- расм.



таси бу резонанс частоталарга яқин бўлганда ютилиш кескин ортиб кетади.

Умуман, тажрибаларнинг кўрсатишича моддадан ўтувчи ёруғлик интенсивлиги (3. 5-расм) экспоненциал қонун бўйича ўзгаради:

$$I = I_0 e^{-\kappa d} \quad (3. 13)$$

Бу ифодада  $I_0$  — жисмга тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги,  $I$  — қалинлиги  $l$  бўлган жисмдан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги,  $\kappa$  — ютилиш коэффиценти 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  $\kappa$  нинг физик маъноси келиб чиқади. Ҳақиқатан,  $I = I_0 e^{-\kappa l}$  бўлса,  $I = I_0/e$  га айланади. Бундан, жисмдан ўтаётган ёруғлик интенсивлигини  $e$  марта камайтирадиган қатламнинг қалинлигига тескари бўлган катталиқ ютилиш коэффицентидир, деган хулосага келамиз. Жисмда ёруғликнинг ютилиш коэффиценти худди синдириш кўрсаткичи каби, тушаётган ёруғликнинг частотасига боғлиқ.

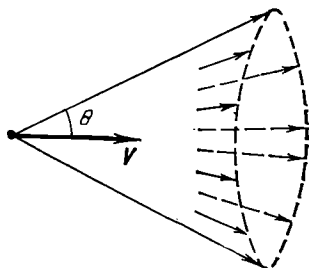
### 3-§. Вавилов-Черенков нурланиши

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

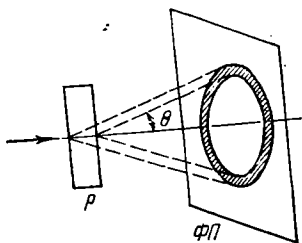
Бу ҳодисанинг назариясини 1937 йилда И. Е. Тамм ва И. М. Франк яратди. 1958 йилда Черенков, Тамм ва Франкларнинг ишлари Нобель мукофоти билан тақдирланди.

Вавилов—Черенков нурланиши кузатилаётган ҳолларда электрон тезлиги ёруғликнинг тезлигидан катта эканлигига назарияда алоҳида эътибор берилди. Дастлаб, бу фикр нисбийлик назариясига зид бўлиб кўрилади. Лекин, аслида нисбийлик назарияси юқоридаги фикрга мутлақо қарши эмас. Нисбийлик назариясига асосан, зарядланган зарра доимо 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 фазавий 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

$$c > v > \frac{c}{n} \quad (3.14)$$



3.6- расм.



3.7- расм.

шарт бажарилгандагина Вавилов—Черенков нурланиши кузатилади. Масалан, сувга жойлаштирилган  $\text{Co}^{60}$  изотопидан тарқалаётган юқори энергияли бета-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 (3.6- расм). Нурланиш бурчаги  $\theta$  нинг қиймати

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} \quad (3.15)$$

муносабатдан аниқланади. Ҳақиқатан, электронлар дастаси-

нинг йўналишига перпендикуляр равишда рангли фотоплёнка жойлаштиради (3. 7-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 силжитиши 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. 15) муносабат билан аниқланувчи йўналишдан бошқа барча йўналишлардаги нурланиш сўнади. Шунинг учун тажрибада фақат зарядли зарра траекторияси билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган нурланиш кузатилади.

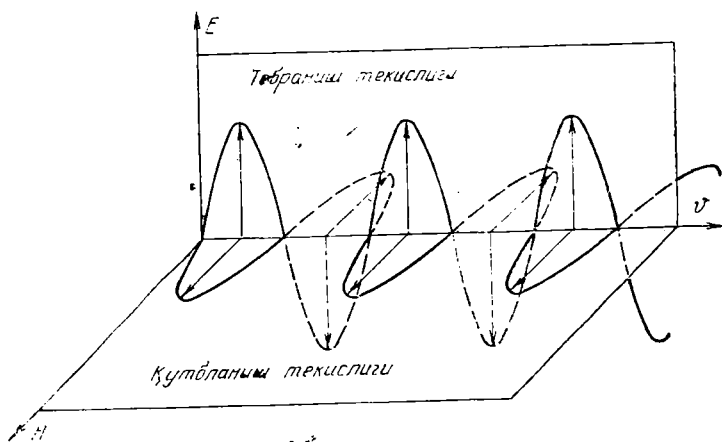
Вавилов — Черенков нурланиши юқори энергияли зарраларнинг тезликларини ўлчашда кенг қўлланилмоқда.

## IV б о б

### ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

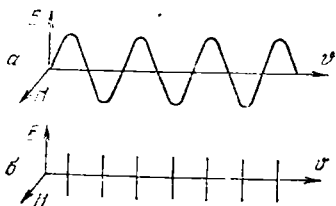
#### 1-§. Табиий ва қутбланган ёруғлик

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 „нурлангич“ лар) дан чиқаётган 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 (яъни нурнинг тарқалиш тезлиги  $v$  вектор йўналишига) перпендикуляр ҳамда ўзаро перпендикуляр бўлган  $E$  ва  $H$  векторларнинг тебранишлари сифатида тасаввур

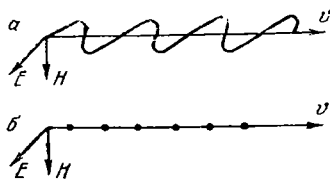


4.1-расм.

қилишимиз керак (4.1-расм). Бунда  $E$  вектор тебраландиган текисликни *тебраниш текислиги* ва  $H$  вектор тебраландиган текисликни *қутбланиш текислиги* деб аталади. Лекин тасвирни 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-расм.



4.3-расм.

4.2-а ва 4.3-а расмларда тасвирланган ёруғлик тўлқинлар, яъни  $E$  векторларнинг тебранишлари фақат битта текисликда содир бўладиган ёруғлик тўлқинлар яъни қутбланган ёруғлик деб аталади. Демак, табиий ёруғлик манбаининг алоҳида атомидан бир нурланиш жараёнида чиқарилган ёруғлик тўлқин яъни қутбланган ёруғликка ёрқин мисол бўлади. Кейинги расмларда тебраниш текислиги чизма текислиги билан мос тушадиган яъни

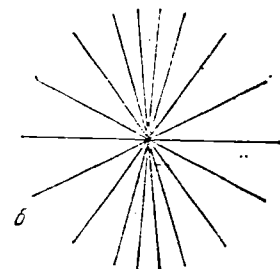
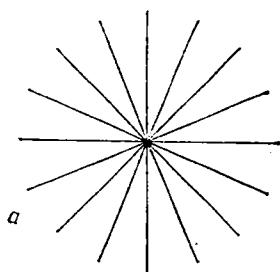
қутбланган ёруғликни  $\mathbf{v}$  векторнинг йўналишига перпендикуляр ўтказилган бир қатор чизиқчалар билан тасвирлаймиз (4. 2-б расм). Тебраниш текислиги чизма текислигига перпендикуляр бўлган ясси қутбланган ёруғликни эса  $\mathbf{v}$  вектор йўналишидаги бир қатор нуқталар билан тасвирлаймиз (4. 3-б расм).

Юқоридаги мулоҳазалар табиий ёруғлик манбаининг алоҳида атоми бир нурланиш жараёнида чиқарадиган 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  $\mathbf{E}$  векторнинг йўналиши олдинги тизманики билан боғлиқ бўлмайди. Табиий ёруғлик манбаидаги турли атомлар нурлантираётган тўлқинларнинг  $\mathbf{E}$  векторлари эса турлича йўналишларга эга бўлиб, барча йўналишлар тенг эҳтимолдир. Масалан, ёруғлик нури манбадан кузатувчи томон тарқалаётган ҳолда „нурлангич“ лардан тарқалаётган тўлқинлар  $\mathbf{E}$  векторларининг бирор ондаги 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.

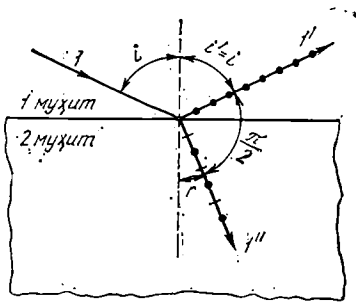
Агар ёруғлик таркибида бирор йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга қараганда кўпроқ бўлса, қисман қутбланган ёруғлик билан иш тутаётган бўламиз (4. 4-б расм). Қисман қутбланган ёруғликни табиий ва ясси қутбланган ёруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилиш мумкин.

## 2-§. Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши

Табиий ёруғлик манбадан тарқалаётган ёруғлик қутблан-



4. 4-расм.



4.5- расм.

тиб турувчи чегарага тушаётган бўлсин (4. 5-расм). У қисман қайтади ( $I''$  нур) ва қисман синади ( $I'''$  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 nisbatan кўплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга nisbatan кўпроқ эканлигини билдиради.

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

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}. \quad (4. 1)$$

Иккинчи томондан, 4. 5-расмдан фойдаланиб,  $i + r = \pi/2$ , деган хулосага келамиз. Шунинг учун (4.1) ни қуйидагича ўзгартириб ёза оламиз:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(\frac{\pi}{2} - i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i. \quad (4. 2)$$

Бу муносабатни *Брюстер қонуни* деб,  $i$  бурчакни эса *Брюстер бурчаги* (ёки тўла қутбланиш бурчаги) деб

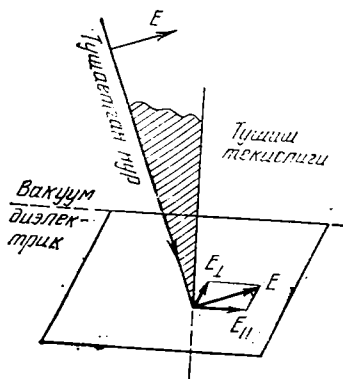
маган бўлади, яъни нурга перпендикуляр барча йўналишлардаги тебранишлар мавжуд бўлади. Лекин табиий ёруғликдаги баъзи йўналишлар бўйича содир бўлувчи тебранишларни сусайтириш, ҳаттоки мутлақо йўқотиш усуллари ҳам бор. Шундай усулларнинг бири билан танишайлик.

Табиий ёруғлик нури икки диэлектрикни ажрати

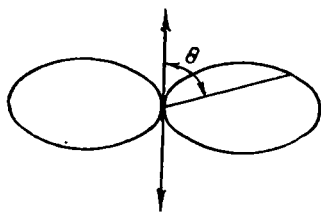
юритилади. Масалан, шиша учун ( $n = 1,53$ ) Брюстер бурчаги  $56^\circ$  га яқин. Бошқача айтганда, табиий ёруғлик нури шиша пластинкага  $56^\circ$  бурчак ҳосил қилиб туширилса, қайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тўла қутбланган бўлади.

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.

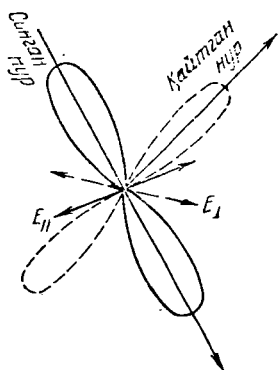
Энди, бу нурлар нима учун қутбланади? — деган саволга жавоб берайлик. Диэлектрикка тушаётган ёруғлик нури табиий нурдир. Табиий нурни ясси монохроматик тўлқинларнинг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин. Бу тўлқинларнинг ихтиёрий биттаси устида мулоҳазаларимизни давом эттирайлик. Ясси монохроматик тўлқиннинг (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 сси қутбланган иккилам-



4.6- расм.



4.7- расм.



4.8- расм.

чи тўлқимлар тарқалади. Хусусан,  $E_{\perp}$  таъсирида тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тебранувчи,  $E_{\parallel}$  таъсирида эса тушиш текислигига 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 те-

кислигига перпендикуляр йўналишдаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишлардан кўпроқ бўлади. Ёруғлик диэлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган бўлса,  $E_{\parallel}$  қайтган нур билан устма-уст тушади. Натижалада қайтган нур йўналиши бўйлаб  $E_{\perp}$  таъсирида иккиламчи тўлқинлар мутлақо нурлантирилмайди. Шунинг учун қайтган нур тўла қутбланган бўлади.

Синган нурнинг қисман қутбланишини қуйидагича тушутирилади. 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

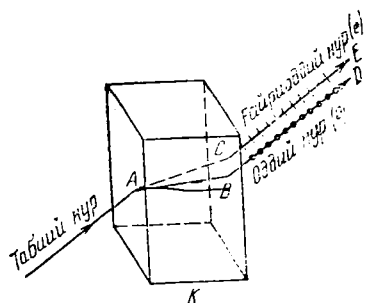
Физик хусусиятлари йўналишларига боғлиқ бўлмаган муҳит *изотроп муҳит* деб, аксинча, йўналишларига боғлиқ бўлган муҳит, *анизотроп муҳит* деб аталади.

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

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

2) тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати айни муҳит учун ўзгармас катталиқ.

Бу нисбат шу муҳитнинг синдириш кўрсаткичига тенг.



4.9- расм.

Анизотроп кристалларда (масалан, исланд шпатида) ёруғлик синганда манзара ўзгача бўлади (4.9- расм). Табиий нур  $K$  кристалнинг  $A$  нуқтасига тушгач икки нур ( $AB$  ва  $AC$  лар) га ажралади. Бу нурлар кристалдан чиққач, табиий нурга параллел йўналишда ( $BD$  ва  $CE$ ) давом этадилар.

Кристалда нурларнинг синиши текширилганда қуйдагилар аниқланди:

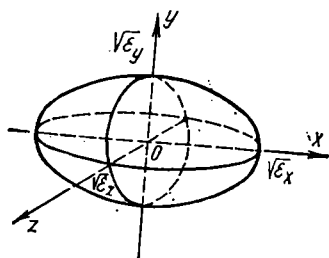
1) синган нурлардан бири ( $AB$ ) Снеллиус қонунига тўла бўйсунди;

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 шпатининг оддий нур учун синдириш кўрсаткичи 1,653 га, ғайриоддий нур учун эса синдириш кўрсаткичининг қиймати нурнинг йўналишига боғлиқ бўлиб, кристалнинг оптик ўқи йўналишида 1,658 га, кристалнинг оптик ўқиغا перпендикуляр йўналишда 1,486 га тенглиги аниқланди. Эътибор берсангиз, нурнинг йўналиши кристалнинг оптик ўқиغا нисбатан

аниқланыпти. У ҳолда *кристалнинг оптик ўқи нима?* — деган савол туғилади, албатта. Бу саволга жавоб бериш учун кристаллоптиканинг баъзи элементлари билан танишайлик.

Ҳар қандай муҳитда ёруғликнинг тарқалиш қонунларини муҳитга тушувчи бирламчи тўлқин ва ёруғлик



4.10- расм.

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 синдирувчанлиги  $\mu = 1$  бўлганлиги учун *кристалларнинг оптик анизотропияси уларнинг диэлектрик синдирувчанлигининг анизотропияси маҳсулидир* ( $n = \sqrt{\epsilon}$  муносабатни эсланг), деб ҳисобласа бўлади. Натижада кристалл диэлектрик синдирувчанлигининг 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 синдирувчанлигининг яриминчи 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 кесилган нуқталари  $O$  нуқтадан мос равишда  $\sqrt{\epsilon_x}$ ,  $\sqrt{\epsilon_y}$ ,  $\sqrt{\epsilon_z}$  узоқликда жойлашгандир. У ҳолда эллипсоиднинг тенгламаси

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

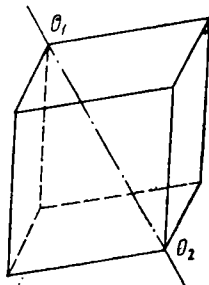
кўринишда бўлади. Одатда, эллипсоид муҳитнинг оптик индикатрисаси, (4.3) эса унинг тенгламаси деб аталади.

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

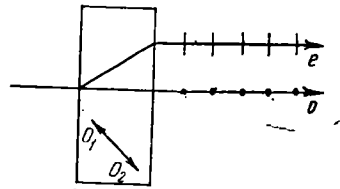
2)  $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$  бўлса, оптик индикатриса  $OX$  ўқи атрофидаги айланма эллипсоид шаклига эга бўлади. Бу эллипсоидни  $YOZ$  текислик билан кесилса, айлана ҳосил бўлади. Демак,  $OX$  га перпендикуляр бўлган барча йўналишлар бўйича  $\epsilon$  нинг қийматлари бир хил экан. Бундай кристални бир ўқли кристалл,  $OX$  ўқни эса кристалнинг  $O$  нуқта учун оптик ўқи деб аталади. Шунини алоҳида қайд қилиш лозимки, кристалнинг бирор нуқтада 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 кристалнинг оптик ўқи бўлаверади.

*Кристалнинг оптик ўқи орқали ўтган ҳар қандай текислик кристалнинг бош текислиги деб аталади.* Бош текисликлар чексиз кўп бўлиши мумкин. Шунинг учун, одатда, ёруғлик нури ва оптик ўқ орқали ўтувчи текисликни кристалнинг 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 кристалдир. Бу кристалнинг оптик ўқи қандай йўналган?



4.11- расм.



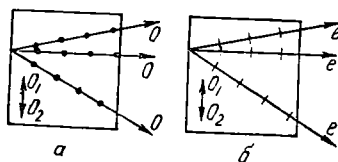
4.12- расм.

Исланд шпатининг кристалл панжараси ромбоэдр шаклига (4.11- расм) эга. Ромбоэдр қийшайган кубга ўхшайди. Унинг  $O_1$  ва  $O_2$  бурчакларини бирлаштирувчи тўғри чизик, яъни кичик диагонал кристалнинг 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 чизик ёки кристалл ичидаги унга параллел бўлган ихтиёрий йўналишни исланд шпати кристаллининг оптик ўқи деб қабул қилинади.

Исланд шпати билан ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, фақат кристалнинг оптик ўқига параллел равишда ёруғлик тушган тақдирда нурни иккига ажралиб синиши кузатилмас экан, холос. Бошқа барча йўналишларда нур иккига ажралиб синади. 4. 12- расмда кристалл сиртига нормал равишда тушаётган нур тасвирланган. Бу ҳолда кристалнинг оптик ўқи  $O_1$   $O_2$  ва тушувчи нур ўзаро параллел бўлмаганлиги учун нур кристалда иккига ажралади. Снеллнус қонунига бўйсунувчи оддий нур ўз йўналишини ўзгартирмайди. Ғайриоддий нур эса ўзининг „ғайриоддий“ хусусиятини намойиш қилиб нормал йўналишдан оғади. Шунини алоҳида қайд қилмоқ лозимки, бу нурнинг „ғайриоддий“ лиги кристалга кириш ва чиқишда ҳамда кристалл ичида намоён бўлади. Кристалдан 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 йўналишда, 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 кристалнинг оптик ўқи билан турлича ҳосил қилиб тарқалаётган оддий нурлар тасвирланган. Бу нурларнинг  $E$  векторлари кристалнинг бош текислигига пер-



4.13- расм.

пендикуляр йўналишда тебранади. Демак, барча йўналишлардаги оддий нурларнинг  $E$  векторлари кристалнинг оптик ўқига перпендикулярдир. Бир ўқли анизотроп кристалнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишларда (4. 10-расмдаги  $OX$  га перпендикуляр йўналишларда)  $\epsilon$  нинг қиймати ўзгармас эди. Бундан оддий нурнинг синдириш кўрсаткичи

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

деган хулосага келамиз.

Ғайриоддий нурнинг  $E$  вектори кристалнинг бош текислигида жойлашган (4. 13-б расм). Расмдан кўринишича,  $E$  ва кристалнинг оптик ўқи орасидаги бурчак ғайриоддий нурнинг йўналишига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати 0 дан  $\pi/2$  гача ўзгаради. Бу эса ғайриоддий нур учун бир ўқли анизотроп кристал (4. 10-расмга қ.) нинг синдириш кўрсаткичи

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

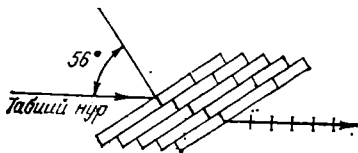
деган хулосага олиб келади.  $E$  ва оптик ўқ орасидаги бурчакнинг  $\pi/2$  га тенг қиймати кристалнинг оптик ўқи бўйлаб йўналган ғайриоддий нурга тегишли бўлиб, бу ҳолда  $n_e = n_o$  бўлиб қолади. Ҳақиқатан, тажрибаларда фақатгина оптик ўқ йўналишида ёруғликнинг иккига ажралиб синиши кузатилмади. Сарик ёруғликдан ( $\lambda_o = 0,589$  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 кристалдаги синиш бурчаклари ҳам фарқланади. Натижада оддий ва ғайриоддий нурлар бир-биридан ажралиб давом этадилар.

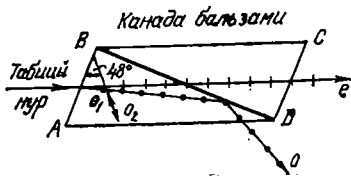
#### 4-§. Поляризаторлар

Табий 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.

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.



4.14- расм.



4.15- расм

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 қутубланган нурга ажралади. Бирор усул ёрдамида бу нурлардан бирини йўқотсак, жисмдан фақат битта қутбланган (оддий ёхуд ғайриоддий) нур чиқади, холос. Масалан, француз олими Николь томонидан тақлиф этилган поляризатор (4.15-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 ( $n_d = 1,550$ ) исланд шпатининг оддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ( $n_o = 1,65$ ) кичик, ғайриоддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ( $n_e = 1,515$ ) катта. Шунинг учун табиий ёруғлик Николь призмасининг  $ABD$  қисмида ккки 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 ( $n_o > n_d$ ) 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 юлқа қатлаmidан бемалол ўтади, чунки  $n_e < n_d$ . Шу тариқа Николь призмаси (ёки оддийгина николь) дан фақат ғайриоддий нур ўтади, унинг тебра-

нишлари призманинг бош текислигига мос бўлган текисликда (4.15-расмдаги ҳолда 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, ундан фақат ғайриоддий нурлар чиқади. Демак, дихроизм хусусияти кескин намён бўладиган анизотроп кристалларда иккига ажралиб синган нурлардан бири ўз-ўзидан йўқолади. Бу эса улардан поляризатор сифатида фойдаланиш имконини беради;

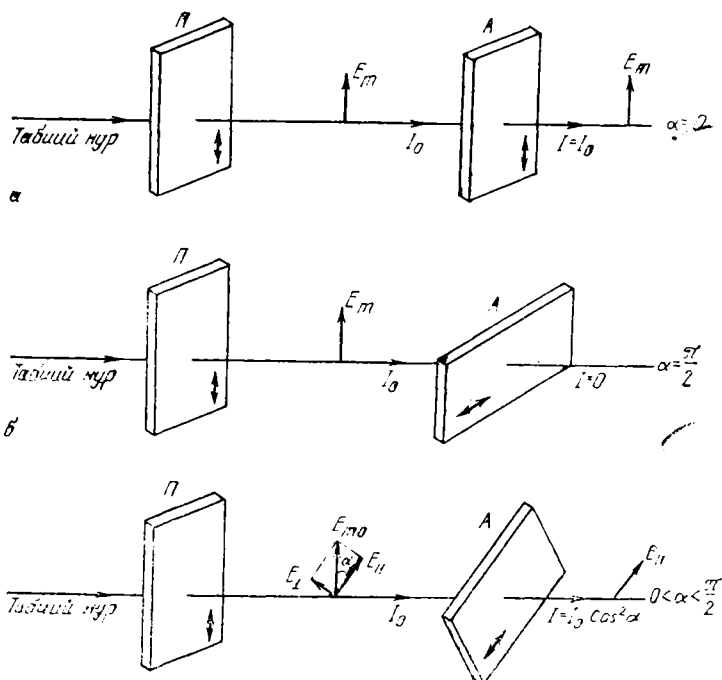
4) поляризатор сифатида поляроидлардан ҳам фойдаланилади. Поляроид юпқа целлюлоид плёнкасида иборат бўлиб, унга герпатитнинг ингичка кристалчалари киритилган бўлади. Герпатит дихроизм хусусияти жуда кучли бўлган жисмдир. Герпатитнинг 0,1 мм қалинликдаги пластинкасида оддий нур тамоман ютилади. Поляроид тайёрланаётганда герпатит кристалчалари бир йўналишда жойлаштирилади. Шунинг учун целлюлоид плёнка ёруғликни иккига ажратиб синдириш, синган нурлардан бирини ютиб, иккинчисини ўтказиш хусусиятларига эга бўлади. Ҳозирги вақтда поляроид плёнкалар кенг ленталар шаклида тайёрланмоқда.

## 5- §. Малюс қонуни

Поляризаторлардан фақат қутбланган ёруғлик олиш мақсадидагина эмас, балки нурни қутбланган ёки қутбланмаган эканлигини ва қутбланган нурнинг тебраниш текислигини аниқлаш (анализ қилиш) учун ҳам фойдаланилади. Шундай мақсадда ишлатиладиган поляризатор *анализатор* деб аталади.

Поляризатор вазифасини ўтаётган турмалин пластинкага (4.16-расм) перпендикуляр равишда табний нур тушаётган бўлсин. Поляризатордан ўтган нур ясси қутбланган, унинг тебранишлари поляризаторнинг оптик ўқиға параллел йўналишда содир бўлади. Бу ясси қутбланган нур йўлиға иккинчи турмалин пластинкасини жойлаштирайлик. У анализатор (А) вазифа-

сини бажаради. Тажрибаларнинг кўрсатишича, поляризатордан ва анализатор оптик ўқларининг йўналишлари ўзаро параллел бўлса (4. 16- а расмга қ), поляризатордан ўтган ёруғликни анализатор тўлиқ ўтказди, яъни  $I = I_0$ . Иккала пластинка ( $\Pi$  ва  $A$ ) нинг оптик ўқлари ўзаро перпендикуляр бўлса, (4. 16- б расм), анализатордан



4.16- расм.

ёруғлик тамоман ўтмайди, яъни  $I=0$ . Оралиқ вазиятларда эса, яъни пластинкалар оптик ўқлари орасидаги бурчак  $0 < \alpha < \pi/2$  бўлганда (4. 16- в расм) анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги  $0 < I < I_0$  интервалдан ўзгаради. Охирги ҳолни Сатафсилроқ муҳокама қилайлик.

Поляризатордан ўтган ёруғлик тўлқин  $E$  векторининг амплитуда қийматини  $E_m$  деб белгилайлик.  $E_m$  векторни икки ташкил этувчига шундай ажратайликки, биринчи ташкил этувчи —  $E_{\parallel}$  анализатор оптик ўқига параллел, иккинчи ташкил этувчи —  $E_{\perp}$  эса унга перпендикуляр бўлсин. Бу амал битта тўлқинни иккита



ўзаро перпендикуляр текисликларда тебранувчи ясси қутбланган тўлқинларнинг йнғиндиси деб ҳисоблашга эквивалентдир. Албатта, анализатор орқали  $E$  векторининг амплитуда қиймати

$$E_{\parallel} = E_m \cos \alpha \quad (4.6)$$

бўлган тўлқин ўтади. Ёруғлик интенсивлиги амплитуда квадратига пропорционал ( $I \sim E^2$ ) бўлганлиги учун, (4.6) га асосланиб,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (4.7)$$

муносабатни ёза оламиз. Бу ифода Малюс қонунини ифодалайди: *анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги анализатор ва поляризаторнинг оптик ўқлари орасидаги бурчак косинусининг квадратига пропорционалдир.*

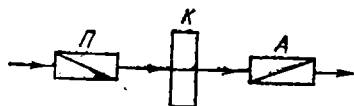
Шуни қайд қилайликки, Малюс ўзининг қонунини ёруғликни тўлқин эмас, балки корпускула деб тасаввур қилиш асосида чиқарган. Кейинчалик Араго томонидан ўтказилган аниқ фотометрик ўлчашлар Малюс қонунининг тўғрилигини тасдиқлади.

## 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 танишайлик.

Шаффоф анизотроп жисмларни унга тушувчи ясси қутбланган ёруғликлар ёдамида 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. Табiiй монохроматик ёруғлик поляризатор вазифасини ўтовчи  $P$  николга тушади. Ундан чиққан ясси қутбланган нур  $K$  кристалл пластинкадан ўтиб, анализатор вазифасини ўтовчи  $A$  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 эслагади. Бу ҳолда анализатордан ёруғлик ўтмайди, албатта. Агар николлар оралиғига изотроп кристалдан кесиб олинган пластинка жойлаштирилса ҳам аҳвол ўзгармайди, яъни

анализатордан ёруғлик ўтмайди. Энди анизотроп кристалдан кесиб олинган пластинкани ўз жойига, яъни николлар ораллигига жойлаштирайлик.



4.17- расм.

Натижада аҳвол ўзгаради, системадан ёруғлик ўтади. Сабаби нимада? Сабаби шундаки, поляризатордан чиққан ёруғликнинг қутбланганлик ҳолатини кристалл пластинка ўзгартиради. Ҳақиқатан, кристалга 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 тўлқиннинг тебраниш текисликлари мос тушиши керак.

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

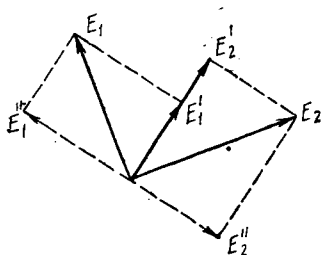
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (4.8)$$

мазкур ёруғликнинг тўлқин узунлиги  $\lambda$  учун ўзгармасдир. Бу ифодада  $d$  — пластинканинг қалинлиги. Иккинчи шарт эса биринчи қарашда бажарилмайдигандек бўлиб кўринади, чунки кристалл пластинкада иккига ажралган оддий ва ғайриоддий нурларнинг  $E$  векторлари ўзаро перпендикуляр текисликларда тебранишлари лозим. Аммо бу нурларнинг  $E$  векторлари (4. 18- расмдаги  $E_1$  ва  $E_2$  лар) нинг анализатор бош текислигига параллел ташкил этувчилари  $E'_1$  ва  $E'_2$  лар) бир текисликда тебранади. Шунинг учун анализатордан чиқаётган иккала нурнинг интерференциялашиши учун барча имкониятлар 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.

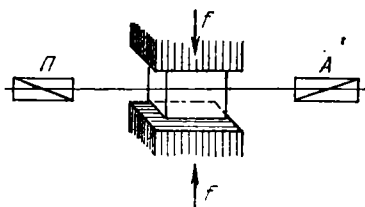
Юқорида баён этилган тажрибада кузатилган ҳодисалар фақат кристалл пластинкалардан ёруғлик ўтган ҳоллардагина эмас, балки поляризатор ва анализатор

оралиғига анизотроп жисмлар жойлаштирилган барча ҳолларда ҳам содир 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.



4.18- расм.



4.19- расм.

1. Шаффоф жисмни сиқиш (ёки чўзиш) натижасида ўзига ҳос шундай бир хусусият вужудга келадики, у оптик ўқи сиқилиш (ёки чўзилиш) йўналишида бўлган кристаллни эслатади (4. 19- расм). Шунинг учун жисм механик деформация таъсирида „квизикристалл“ га айланади, дейиш ҳам мумкин. *Т. Зеебек ва Д. Брюстер механик деформация таъсири туфайли изотроп материалларда ёруғликнинг иккига ажралиб синишини кузатдилар.* Тажрибалардан аниқланишича, 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  $\sigma = F/S$ ) га пропорционал:

$$n_o - n_e = k\sigma \quad (4.9)$$

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

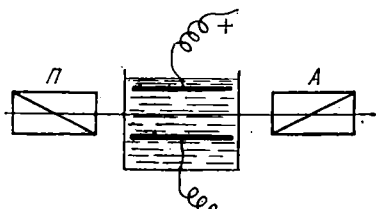
Агар жисмнинг қалинлигини  $d$  деб белгиласак, жисмдан чиққан оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) = \frac{2\pi}{\lambda} dk\sigma \quad (4.10)$$

бўлади. Бу ифода интерференцион манзарадаги максимум ва минимумларнинг вазиятларини аниқлайди. Агар

тажрибада оқ ёруғликдан фойдаланилса, манзара турли рангларга бўялган бўлади. Ранглар тақсимоти жисм ичидаги зўриқишлар тақсимотига боғлиқ.

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



4.20-расм.

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 қутб-лашининг самарасидир. Ташқи электр майдон таъсирида диэлектрик молекулалари электр майдон йўналишига nisbatan маълум йўналишда ориентацияланади. Бу эса диэлектрикнинг анизотропик хусусиятга, хусусан оптик анизотропияга эришишига сабабчи бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, электр майдонга перпендикуляр йўналишдаги ғайриоддий ва оддий нурлар учун қутб-ланган 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 узунлик  $\lambda$  ва температурага боғлиқ. Температура ошган сари  $B$  камаяди, чунки температура юқорилашганда иссиқлик ҳаракатининг дезориентацион таъсири ҳам кучаяди.  $d$  қалинликдаги суюқлик қатламидан ўтаётган оддий ва ғайриоддий

нурларнинг фазалар фарқи учун қуйидаги ифодани ёза  
ламир:

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

Керр эффектида жисмларнинг анизотропик хусусиятлари  
сескин намоён бўлади. Масалан,  $d = 0,143$  м бўлган  
идишга солинган нитробензол устида  $\lambda_o = 5 \cdot 10^{-7}$  м  
ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса,  $E_T = 3 \cdot 10^6$   
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. Шуни ҳам қайд қилайликки, (4.12) ифодага  
иксон,  $\Delta\varphi$  ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ эмас.

Керр эффектнинг яна бир ажойиб хусусияти шун  
дан иборатки, майдон таъсир этган замон (аниқроғи  
тахминан  $10^{-9}$  с вақт ичида) жисм анизотропик ҳолат  
га 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  
техниканинг соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Масалан,  
гез кинога олишда, тез ўзгарадиган процессларни тек  
ширишда 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 юритила  
ди. Таъсирловчи магнит майдон йўналишига перпенди  
куляр равишда тарқалаётган ғайриоддий ва оддий  
нурлар учун текширилаётган жисм синдириш кўрсат  
кичларининг фарқи

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

бўлади. Бунда  $C$  — Коттон—Мутон доимийси. У жисм  
нинг табиатига, тўлқин узунлигига ва температурага  
боғлиқ.

## 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 нурланишда нурланаётган 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

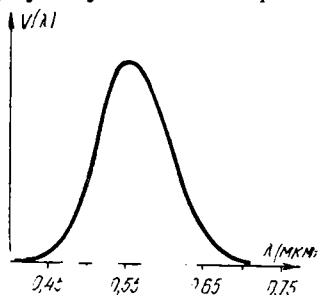
Ҳар қандай нурланишнинг асосий характеристикаси сифатида унинг оқими қабул қилиниши керак. Бирор юз орқали *нурланишнинг оқими* деганда бирлик вақтда шу юз орқали ўтаётган нурланиш энергияси тушунилади:

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

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 мсс келувчи нурланиш оқими билан фарқланади. Нурланиш спектрининг турли қисмлари турлича хусусиятларга эга бўлиб, ўз-

ларини турлича намоён қилади. Масалан,  $\lambda = (0,40 + + 0,75)$  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.



5.1-расм.

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 ҳам мавжуд. Масалан, ёруғлик тўлқинларнинг оқими люмен (лм) ларда ўлчанади. Манتيқий жиҳатдан ёруғлик оқимининг бирлиги асосий бирлик сифатида танлаб олиниши лозим эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра, СИ да ёруғлик кучининг бирлиги асосий 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). Бир кандела —  $101325$  Па босим остида бўлган платинанинг қотиш температурасидаги (яъни  $2042$  К даги) тула нурлангичнинг

$\frac{1}{600\,000}$  м<sup>2</sup> юзидан перпендикуляр йўналишда нурлантирилайётган ёруғлик кучидир.

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

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

Тажрибалар асосида тўлқин узунлиги  $\lambda = 0,555$  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 ёруғликнинг 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 туяётган бўлсин. Бу оқим қисман қайтади ( $\Phi_k$ ), қисман жисмда ютилади ( $\Phi_{ю}$ ), қолган қисми эса жисмдан ўтади ( $\Phi_y$ ), яъни

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

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

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

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

$\Phi_y / \Phi = D$  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 узунликлари турлича бўлган (умумий ҳолда  $0 < \lambda < \infty$ ) нурланиш-



лар учун ўринли. Тажрибаларнинг кўрсатишича,  $\rho$  ва  $a$  нинг қийматлари жисмнинг температурасига ва жисмга тушаётган нурланишнинг  $\lambda$  тўлқин узунлигига боғлиқ. Шунинг учун  $T$  температурали жисмнинг  $\lambda$  тўлқин узунликли нур қайтариш қобилиятини  $\rho_{\lambda,T}$ , нур ютиш қобилиятини эса  $\alpha_{\lambda,T}$  билан белгиласак, (5.7) ифодани қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

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

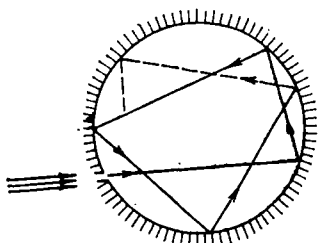
Умуман,  $\rho_{\lambda,T}$  ва  $\alpha_{\lambda,T}$  лар 0 дан 1 гача бўлган интервалда ўзгариши мумкин. Икки чегаравий ҳолни кўрайлик:

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. Ихтиёрий тўлқин узунликли нур тешик орқали ковакка кириб қолгач, унинг ички деворларидан кўп марта қайтгандан кейингина қайтиб чиқа олади. Ҳар бир қайтиш жараёнида нур



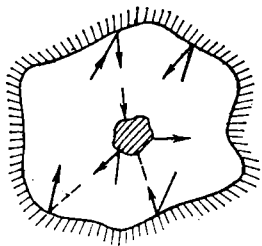
5.2- расм.

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.

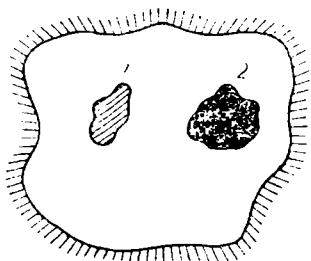
Жисмнинг нур қайтариш ва нур ютиш қобилиятларидан ташқари яна бир характеристикаси мавжудки, у  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланаётган электромагнит тўлқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталиқни  $T$  температурадаги жисмнинг нур чиқариш қобилияти деб аталади ва  $e_T$  орқали белгиланади.  $\rho$  ва  $a$  лар ўлчамсиз катталиқлар, чунки улар жисмга тушаётган нурланиш оқимининг улуши билан характерланади 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  $e_{\lambda,T}$  катталиқдан ҳам фойдаланилади. Бу катталиқ  $T$  температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурлантирилаётган 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 ҳавосини 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 орасида 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, нур-



5.3- расм.



5.4- расм.

лангич (нур чиқарувчи жисм) билан нурланишнинг мувозанатда бўлиши фақатгина иссиқлик нурланиш содир бўладиган ҳоллардагина кузатилади. 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 бошлангич ҳолатидан узоқлашаверади.

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 узатиш бўлган жараён амалга оширилган бўлади. Бундай жараённи амалга ошириш мумкин эмас, чунки у термодинамиканинг иккинчи бош қонунига зиддир. Демак, термодинамик мувозанат ҳолатидаги жисмлар системасига онд 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 алмашинувдини миқдоран муҳокама қилайлик. Бу жисмлар ҳар бирининг бирлик юзидан бирлик ақтда 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. Шундан ташқари, иккинчи жисм нурлантирган энергиянинг биринчи жисм қайтарган қисми, яъни  $(1 - a_T) E_T$  а тенг нурланиш энергияси ҳам иккинчи жисм томонидан ютилади. Натижада иккинчи жисм учун энергия балансининг ифодасини

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

ёрунишда ёзиш мумкин

(5.9) ва (5.10) ифодаларнинг иккаласидан ҳам 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 нур ютиш қобилиятларининг нисбати өзгармас катталиқ бўлиб, у айни температурадаги абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилитига тенг.

Агар иккала жисм оралиғига фақатгина  $\lambda$  дан  $\lambda + d\lambda$  гача интервалдаги тўлқин узунликли нурланишларни ўтказадиган, бошқа нурланишларни эса тамоман айтарадиган филътр жойлаштирсак, юқоридагиға ўхшаш мулоҳазалар асосида Кирхгофнинг дифференциал онунн

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

ифода билан аниқланишини исботлаш мумкин. Кирхгоф онунн қуйидагича таърифланади: *ихтиёрый жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларининг нисбати бу жисмнинг табиатиға боғлиқ бўлмай, барча жисмлар учун тўлқин узунлик ва температуранин*

универсал функцияси дир ва у абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти  $E_{\lambda, T}$  га тенгдир. Кирхгоф қонунидан қуйидаги муҳим натижалар кели чиқади:

1. (5.11) ва (5.12) ифодалардан

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

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:

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

Демак, ихтиёрий 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 бутунлай нурлантирмайди.

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

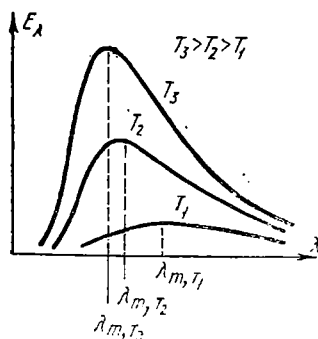
Иссиқлик нурланиш назариясининг энг асосий вазифаси абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг температура ва тўлқин узунликка боғлиқлик характерини аниқлашдан иборат. Бу соҳада олиб борилган изланишлар туфайли кашф этилган асосий қонунлар билан танишайлик. Биринчи қонун *Стефан—Больцман қонуни* (баъзан 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

қийматини тажрибалар асосида  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$  деб аниқланган.

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



5.5- расм.

эгри чизиклар асосида қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри узлуксиздир.

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

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

$$\lambda_m T = b, \quad (5.16)$$

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.

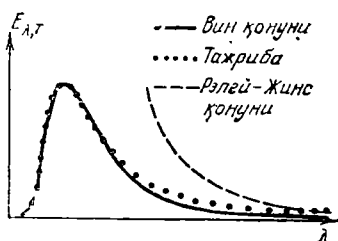
5.5-расмдаги эгри чизикларни тушунтириш учун термодинамика ва статистик физика қонунларига асосланиб абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти  $E_{\lambda, T}$  нинг ифодасини ҳосил қилиш йўлида кўп уринишлар бўлган. Улар ичида эътиборга лойиқ бўлгани иккита:

1. Термодинамик мулоҳазалар асосида Вин

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

формулани таклиф этди. Бунда  $\alpha$  ва  $\beta$  — тажрибалардан фойдаланиб танланадиган доимийлар. Вин бу доимий-

ларни шундай танлаб олдики, натижада (5.17) асосида ҳисобланган  $E_{\lambda, T}$  нинг қийматлари (5.6-расмдаги узлуксиз чизик) 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.



5.6- расм.

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 муваффақиятсиз чиқди:

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

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 ихтиёрий температурада жисм — нурланиш системаси мувозанатда бўлиши мумкин.

Тажрибага мос келишлик нуқтаи назаридан Рэлей —  
— Жинс формуласи Вин формуласига нисбатан ёмон-  
роқдек туюлади. Лекин назарий жиҳатдан бундай  
эмас. Рэлей — Жинс формуласи классик физикага қатъ-  
ий равишда таяниб ҳисобланган. Унга ихтиёрий танлаб  
олинадиган константалар аралаштирилмаган. Шунинг  
учун „ультрабинафша ҳалокат“ *классик назария му-  
ҳам тажрибалар натижаларини тушунтиришга*  
*қодир эмаслигидан* далолат берди. Макс Планкнинг  
этиборини жалб қилган аҳвол ана шундай эди.

#### 4-§. Планк формуласи

Классик физика қонунларига таяниб,  $E_{\lambda,T}$  нинг таж-  
риба билан мос келувчи ифодасини топишдаги муваф-  
фақиятсизликларнинг сабаби — классик назария замини-  
да камчилик мавжудлигидир. Макс Планк ана шундай  
хулосага келди ва 1900 йилда „ультрабинафша ҳало-  
катни“ бартараф қилиш учун классик назарияга зид  
бўлган ўзининг гипотезасини илгари сурди. Планк  
гипотезасининг моҳияти қуйидагидан иборат: *жисмлар-  
нинг нурланиши узлуксиз эмас, балки алоҳида*  
*улушлар (квантлар) сифатида чиқарилади.* Нурланиш  
ҳар бир улушининг, яъни нурланиш квантининг энер-  
гияси

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

га тенг. Бунда  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  — нурланишнинг частотаси,  $h$  —  
Планк доимийси номи билан машҳур бўлган универсал  
константа. Ҳозирги вақтда *квант* сўзи фақат нурла-  
нишдагина 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.

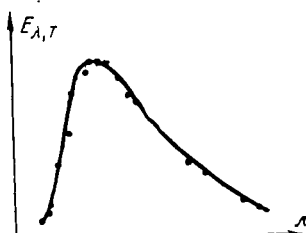
(5.20) га асосан, қисқа тўлқин узунликлар соҳасида  
нурланиш квантининг энергияси ортиб боради.  $\lambda \rightarrow 0$  да  
эса квант энергияси шу даражада катта бўлиши лозим-  
ки, натижада жисм иссиқлик ҳаракатининг энергияси  
ҳатто биттагина квант чиқаришга ҳам етмайди. Қисқа  
тўлқин узунликлар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



Планк юқорида баён этилган ўзининг гипотезасига асосланиб ва статистик физика қонуналаридан 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 чизиқ) тажриба қийматлари (шу расмдаги нуқталар) билан тўлқин узунликларнинг барча соҳаларида мос келади. Планк формуласидан фойдаланиб абсолют қора жисм нурланишининг эмпирик равишда аниқланган барча қонуналарини ҳосил қилиш мумкин.



5.7-расм.

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

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

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

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

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

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

Бу ифодада

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

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 ҳосил қилиш учун абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг максимумига мос келувчи  $\lambda_m$  тўлқин узунликни топиш лозим. Бошқача қилиб айтганда

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

шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунлигининг қийматини топиш керак. Бунинг учун (5.23) белгилашлардан фойдаланган ҳолда (5.21) дан ҳосила оламиз. Ҳосилани нолга тенглаштириб вужудга келтирилган тенгламани ечсак, унинг ечими

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

кўринишда бўлар экан. Бу ифодани

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

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

Шундай қилиб, классик назарияга зид бўлган гипотезасига таяниб чиқарилган Планк формуласи абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятини ифодаловчи универсал функция  $E_{\lambda,T}$  ни ҳамда абсолют қора жисм нурланишининг эмпирик қонунларини муваффақиятли тарзда тушунтира олди.

## 5-§. Оптик пирометрлар

Иссиқлик нурланиш қонунларига асосланиб юқори температураларни ўлчаш усуллари оптик пирометрия деб аталади. 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 қобилияти  $E_T$  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:

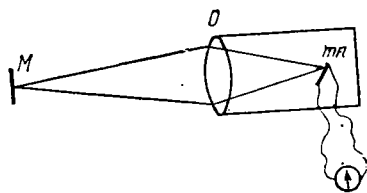
$$e_T = a_T E_T, \quad (5.27)$$

бунда  $a_T$  — абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур ютиш қобилияти, баъзан уни жисмнинг қоралик 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 температура*си 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

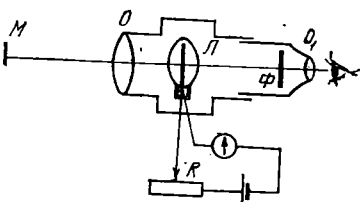
$$T_{\text{рад}} = T \sqrt[4]{a_T} \quad (5.28)$$

муносабат билан аниқланишини топамиз.

5.8-расмда радиацион пирометрнинг тузилиш схемаси тасвирланган. Жисм ( $M$ ) нинг нурланиши термопара ( $тп$ ) га туширилади. Термопара занжирига уланган гальванометр шкаласи абсолют қора жисмнинг кель-



5.8- расм.



5.9- расм.

винларда ифодаланган температурасига мослаб даражаланади. Шунинг учун бу пирометр ихтиёрий жисмнинг радиацион температурасини аниқлашга имкон беради.

2. *Равшанлик пирометри.* Бу пирометрнинг тузилиши 5.9-расмда тасвирланган. Температураси аниқланиши лозим бўлган жисмдан келаётган нурланиш чўгланувчи лампа ( $L$ ) толасининг текислигига объектив ( $O$ ) ёрдамида мосланади. Окуляр ( $O_1$ ) ёрдамида лампа толаси ва нурлангич жисм сиртининг тасвири кузатилади. Окуляр олдида жойлаштирилган фильтр ( $\Phi$ ) спектрнинг бир қисмини ўтказидади. Одатда, спектрнинг  $\lambda = 0,66$  мкм га яқин бўлган қисмидаги соҳанани ажратадиган филтрдан фойдаланилади. Лампа толасининг равшанлиги  $R$  реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин. Агар лампа толасининг равшанлиги жисм сирти тасвирининг равшанлигидан сртиқ бўлса, тола тасвир фониде ажралиб туради. Аксинча, толанинг равшанлиги кам бўлса, лампанинг толаси қоронгироқ бўлиб кўринади. Агар тола равшанлиги тасвир равшанлигига тенглашиб қолса, нурлангич жисм сирти 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 нурлангич жисм температурасини аниқлаш мумкин. Агар нурлангич 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 қуйидаги муносабат билан боғланган:

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

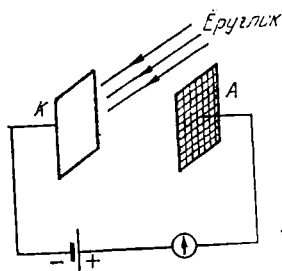
Юқорида баён этилган икки усулдан ташқари Виннинг силжиш қонунидан фойдаланиб нурлангич жисмнинг температурасини аниқлаш ҳам мумкин. Бунинг учун жисм нур чиқариш қобилиятининг спектрал характеристикасини ўлчаш ва муайян спектр учун  $\lambda_m$  ни аниқлаш керак.  $\lambda_m$  эса жисм температураси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

## VI боб

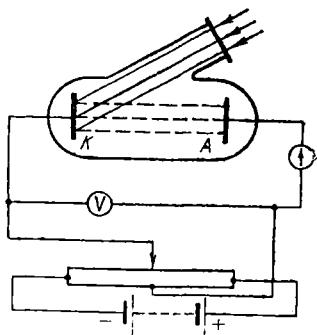
### ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ХУСУСИЯТЛАРИ

#### 1-§. Фотоэффект ва унинг қонунилари

*Фотоэффект* — ёруғлик таъсирида жисмдан электроннинг ажралиб чиқишидир. Бу ҳодисани биринчи марта 1887 йилда Г. Герц кузатган. Фотоэффект бўйича тажрибий текширишларни рус физиги А. Г. Столетов (ажарди (1888 — 1889 йиллар). Столетов тажрибасининг хемаси 6.1-расмда тасвирланган. Икки металл электроддан бири пластинка шаклида, иккинчиси эса ўрсимон шаклда ясалган бўлиб, улар гальванометр анижирига уланган. Қурилма қоронғиликка жойлаштирилганда занжир бўйлаб электр ток кузатилмади. Лекин катод вазифасини ўтаётган пластинканинг ёритилиши биланоқ занжирда ток пайдо бўлади. Анод вазифасини таётган тўр ёритилса, занжирда электр ток вужудга елмайди. 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.



6.1- расм.

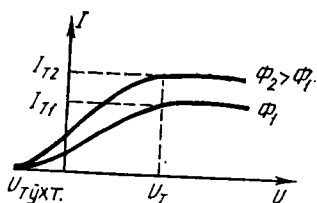


6.2- расм.

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

рилса, тўйиниш токининг қиймати ҳам ўзгаради. Масалан, 6.3-расмда тасвирланган графикларда  $I_{T1} < I_{T2}$ , чунки  $\Phi_1 < \Phi_2$ . Бу тажрибалар фотоэффектнинг биринчи қонунини келтириб чиқарди: муайян фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фототокнинг тўйиниш қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.



6.3- расм.

Анод ва катод орасидаги кучланиш нолга тенг бўлган ҳолда ҳам фототок мазжуд 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 қўядилар. Натижада занжирдаги фототок тўхтаб қолади. Бу ҳолга мос келувчи тормозловчи кучланишнинг қиймати  $U_{тўхт}$  ни тўхтатувчи кучланиш (баъзан тўхтатувчи потенциал) деб аталади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, тормозловчи майдон кучайтирилган сари (6.3-расмдаги графикнинг  $U < 0$  қисмига қаранг) фототок охишта камайиб боради ва  $U = U_{тўхт}$  да  $I = 0$  бўлиб қолади. Демак, фототокдан ажралиб чиқаётган фотоэлектронларнинг тезликлари турлича.  $U = U_{тўхт}$  бўлганда, ҳатто, энг катта тезликка эга бўлган фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам тормозловчи майдон қаршилигини енга олмайди. Бу чегаравий ҳолдан фойдаланиб қуйидаги муносабатни ёза оламиз:

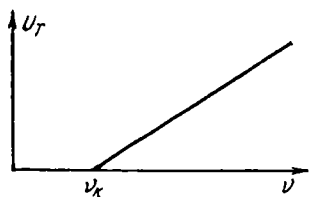
$$e U_{тўхт} = \frac{1}{2} m_e v_{\max}^2, \quad (5.1)$$

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

(6.1) ифодадан  $U_{тўхт}$  нинг тажрибада олинган қийматларига мос келувчи  $v_{\max}$  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 чиқаятган 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 тезлик-



6.4- расм.

лари орасидаги боғланиш графиги ўрнига ёруғлик частотаси ва тўхтатувчи кучланиш орасидаги боғланишни ифодаловчи графигни чизиш қулайроқ. Тажрибада аниқланган шундай грифик 6.4- расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича,  $U_{тўхт}$  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 таъсир этиши лозим. Чегаравий частотага мос бўлган

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.  $\lambda_k$  нинг қиймати ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, у фақат фотокатод материалининг химиявий табиатига ва сиртининг ҳолатига боғлиқ.

$$\lambda_k = \frac{c}{\nu_k} \quad (6.2)$$

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 хусу-



снятларини тўла характерлайди. Лекин шунини 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, кўриладиган ҳолда ёруғлик электр юритувчи куч вазифасини бажаради. Уни *фотоэлектр юритувчи куч* дейилади.

Электр юритувчи кучларни ҳосил қилувчи гальваник элемент ёхуд термосэлементга 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 металлдан 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 рўй 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 металдаги электрон маълум миқдордаги энергияни жамғариб олиши керак. Бу энергия электроннинг металдан чиқиши (яъни чиқиши  $A_0$ ) 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 акс эттира олмайди, деган фикр вужудга келди. Бу фикр 1905 йилда А. Эйнштейн ёруғликнинг квант назариясини яратишига сабаб бўлди. Эйнштейн бу соҳала Планк гипотезасини ривожлантириб қуйидаги ғояни илгари сурди: *ёруғлик квантлар тариқасида нурланибгина қолмай, балки ёруғлик энергиянинг тарқалиши ҳам, ютилиши ҳам квантлашган 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 тақминан 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 энергия таъсирлашувдан сўнг электроннинг энергиясига айланади.* Агар бу энергия етарлича катта (яъни  $h\nu > A_0$ ) бўлса, металдан электрон ажралди чиқарилди. Энергиянинг қолган қисми эса металдан ташқарига чиқиб олган электрон (яъни фотоэлектрон)нинг максимал кинетик энергияси сифатида намоён бўлади. Шунинг учун

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

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

(6.3) ифода ташқи фотозффе́кт учун Эйнштейн тенгламаси деб аталади. „Ташқи фотозффе́кт“ иборасининг ишлатилишига сабаб шундаки, юқорида баён этилган ҳолларда фотозэлектронлар 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 фотозффе́ктнинг бу турини *ички фотозффе́кт* деб аталади.

Эйнштейн тенгламаси фотозффе́ктнинг барча қонунларини тушунтира олади. Хусусан, фотозффе́кт амалга ошиши учун лозим бўладиган фотон энергиясининг энг кичик қиймати, (6.3) га асосан, электроннинг металдан чиқиш ишининг қийматига тенг, яъни

$$h\nu_k = A_c \quad (6.4)$$

Бу тенглик фотозффе́ктнинг „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 заминиде электрон фақат битта фотонни ютади, деган тасаввур ётади. Лекин интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғликлар учун фотозффе́кт қонунлари ўз кучини йўқотади. Ҳақиқатан, агар интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик билан тажриба ўтказилаётган бўлса, металдаги электронга бир вақтнинг ўзида иккита фотон тушиши мумкин. Бу ҳолда электрон ютган энергия иккала фотон энергияларининг йиғиндисига тенг. Бунда содир бўладиган фотозффе́ктни *кўп фотонли фотозффе́кт* деб аталади. Табиийки, кўп фотонли фотозффе́ктнинг „қизил чегараси“ кичик частоталар (катта тўлқин узунликлар) соҳасига силжийди.

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

### 3-§. Фотон ва унинг характеристикалари

Иссиқлик нурланиш, фотозффе́кт ҳодисаларини ёруғликнинг „элементар заргаси“ — фотон тўғрисидаги

тасаввур асосида тушунтирилди. Баён этилган ҳодисалар устида мулоҳазалар юритилганда ёруғлик энергия (яъни электромагнит энергия) ана шу фотонларда муҷассамлашган, деган фикр асос қилиб олинди. Фотон энергияси ва тебраниш частотаси орасидаги боғлиниш  $\epsilon = h\nu$  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  $v \ll c$ . Замонавий 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 эса чекли катталиқ [(6.5) га асосан]. Шунинг учун (6.6<sup>a</sup>) ифода асосида 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 фарқла-

нувчи махсус хусусияти шундан иборатки, фотон тинчликдаги массасига эга бўлмайди. Фотон фақат ҳа- ракатланиш жараёнидагина мавжуд бўлиб, унинг тез- лиги ёруғлик тезлигига тенг.

Ҳар қандай ҳаракатланувчи зарра каби фотон ҳам импульсга эга бўлади:

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

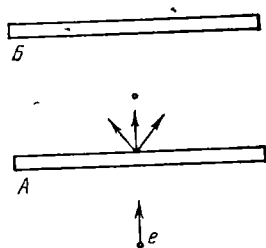
Шундай қилиб, барча зарралар каби фотон ҳам

$$\text{энергия } \epsilon = h\nu,$$

$$\text{масса } m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (6.7)$$

$$\text{импульс } p_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$$

билан характерланади. Фотонлар мавжудлиги бир қатор тажрибаларда тасдиқланди. Шу тажрибаларнинг баъ- зилари билан танишайлик. А. Ф. Иоффе ва Н. И. Добронравов амалга оширган тажрибада (1922 й) зар- рядланган висмут зарраси (Ві) яси конденсатор қопла- малари орасида „муаллақ“ вазиятда туради (6.5- расм), яъни зарранинг оғирлик кучи заррага тескари йўналишда таъ- сир этувчи электр куч билан мувозанатлашган бўлади. Тажри- бада конденсатор қопламалари- дан бири рентген трубкасининг аноди (соддалаштириш мақсадида рентген трубкаси расмда тасвир- ланмаган) вазифасини бажаради. Ниҳоят кичик интенсивликдаги электронлар оқими А анодга ке- либ урилгач, унда тормозлана- ди. Натижада А дан бир секунд- да 1000 га яқин рентген им- пульслари чиқарилади. Бу рентген нурлари таъси- рида зарра 30 минутлар чамасида бир марта „титраб“ мувозанатдан чиққан. Ҳисобларнинг кўрсатишича, шун- дай вақт ичида зарра йўналишида битта рентген кванти нурланар экан. Бу квант зарра билан тўқнашгач фото- эффект ҳодисаси рўй беради. Натижада заряди ўзгар- ган (ажралиб чиққан электрон ҳисобига) зарра мувозанат вазиятдан чиқади. Тажрибани ана шундай тушунтириш мумкин ва у рентген нурларининг жисм билан таъсир-



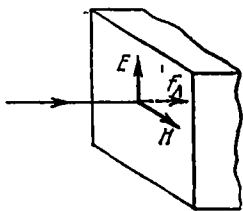
6.5- расм.

лашуви квант характерига эга эканлигини тасдиқлайди. Агар рентген нурлари тўлқин тарзида тарқалади деб тасаввур қилинса, зарядан электроннинг ажралиб чиқиши учун лозим бўладиган энергия  $A_0$  нинг қийматига етгунча йиғилиши лозим. Тажрибаларда қўлланилган рентген нурларининг интенсивлиги ниҳоят кичик бўлганлиги учун, ҳисобларнинг кўрсатишича, бундай энергия ҳар қанча вақт ўтса ҳам йиғилмас экан.

С. И. Евиловнинг фикрига кўра, ёруғлик оқими айрим фотонларнинг йиғиндисидан иборат бўлса, статистик физика қонунарига асосан фотонларнинг флукутуацияси (флукутуация — физик катталиқнинг ўртача қийматидан тасодифий четга чиқишлари) кузатилиши лозим. 1933 - 1942 йиллар мобайнида ўтказилган кузатишларда бу фикр тасдиқланди. Натижада ёруғликнинг фотон табиатини исботловчи яна бир далилга эришилди.

#### 4-§. Ёруғлик босими

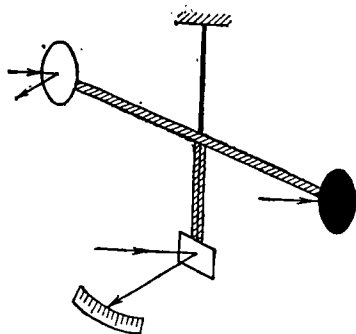
Максвелл назариясига асосан, жисм сиртига тушаётган ҳар қандай электромагнит тўлқин шу жисмга босим беради. Босимни вужудга келишини қуйидагича тушунтириш мумкин. Ясси ёруғлик тўлқин металл сиртига нормал равишда тушаётган бўлсин (6.6-расм).



6. 6-расм.

У ҳолда ёруғлик тўлқиннинг  $E$  ва  $H$  векторлари металл сирти бўйлаб йўналган бўлади. Ёруғликнинг электр майдони таъсирида металл сиртига яқин жойлашган электрон майдонга тескари йўналишда ҳаракатга кела бошлайди. Лекин шу вақтнинг ўзида ёруғлик тўлқиннинг магнит майдони томонидан ҳаракатланаётган электронга лорентц кучи ( $F_L$ ) таъсир қилади. Бу куч металл сиртига перпендикуляр равишда унинг ичига қараб йўналган. Ёри тилаётган 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:

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



6.7- расм.

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

Ёруғлик босимини биринчи бўлиб 1900 йилда П. Н. Лебедев тажрибада аниқлади. П. Н. Лебедев тажрибасининг моҳияти қуйидагидан иборат: осонгина бурилдиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган,

иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган (6.7- расм). Бу қанотларни навбатма-навбат 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 ( $P_{я}$ ) қорайтирилган қанотга берадиган босими ( $P_{к}$ ) 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,

$$P_{я} = \omega (1 + \rho) = 2\omega.$$

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

$$P_{к} = \omega (1 + \rho) = \omega.$$

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

Ёруғлик босимини квант тасавурлар асосида ҳам тушунтириш мумкин. Сиртга нормал равишда тушаётган ясси монохроматик ёруғлик дастасининг бирлик ҳажмида  $N$  та фотон мавжуд бўлсин. Сирт устида асосининг юзи бир бирликка, баландлиги эса  $c$  га тенг бўлган цилиндрни хаёлан тасавур қилайлик. Цилиндр ичидаги  $N \cdot c$  фотонларнинг барчаси бирлик вақтда сиртнинг бирлик юзига тушади. Уларнинг  $\rho Nc$  қисми сиртдан қайтади, қолган қисмини, яъни  $(1 - \rho) Nc$  фо-

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

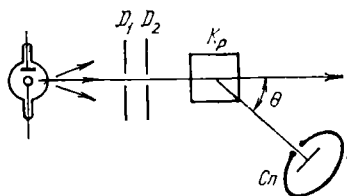
$$P = 2m_{\phi}c \cdot \rho Nc + m_{\phi}c \cdot (1 - \rho) Nc = (1 + \rho) N m_{\phi}c^2. \quad (6.9)$$

Бу ифодадаги  $N m_{\phi}c$  — бирлик ҳажмдаги фотонлар массасидир. Шунинг учун, Эйнштейннинг масса ва энергия орасидаги эквивалентлик қонунига асосан,  $N m_{\phi}c^2$  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  $\lambda =$



6.8-расм.

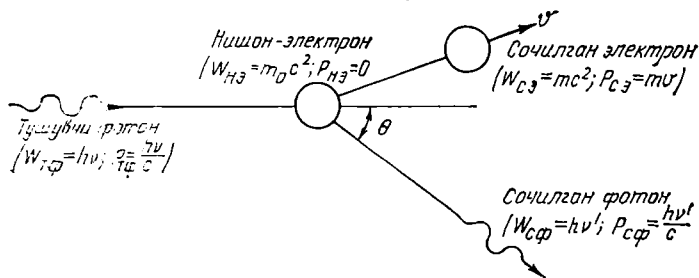
$\text{const}$  бўлади. Лекин бошланғич йўналиш билан нолдан фарқли ихтиёрый  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб сочилган рентген нурларининг тўлқин узунлиги ( $\lambda'$ ) нинг қиймати кристалга тушаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги  $\lambda$  дан катта. Нурларнинг частоталари тўғрисида мулоҳаза 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

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



гуносабат билан ифодаланади. Бунда  $K$  — комптон доийиси бўлиб, унинг тажрибаларда тапилган қиймати  $2,41 \cdot 10^{-12}$  м га тенг.

Тўлқин назарияга асосан, рентген нурларининг ўзгарувчан электр майдони таъсирида кристалдаги атомларнинг электронлари мажбуран тебранадилар ва улар иккиламчи тўлқинлар тарқатадилар. Бу иккиламчи тўлқинлар (сочилган рентген нурлари) нинг частотаси



6.9- расм.

кристалга тушаётган рентген нурларининг частотаси билан бир хил бўлади. Тажрибаларда кузатилаётган сочилган нурлар частотасининг ўзгарувини тўлқин назария мутлақо тушунтира олмайди.

Комптон эффектини ёруғликнинг квант назарияси асосида тушунтирилди. Бунда рентген нурларининг кристалдан сочилиш ҳодисасини рентген фотонларининг кристалдаги эркин электронлар билан тўқнашуви маҳсулидир, деб ҳисобланади. Энергияси  $W_{тф} = h\nu$  ва импульси  $p_{тф} = \frac{h\nu}{c}$  бўлган фотон электрон билан тўқнашаётган бўлсин (6.9- расм). Тўқнашиш содир бўлгунча нишон электроннинг энергияси  $W_{HЭ} = m_0 c^2$  (бунда  $m_0$  — электроннинг „тинчлик“ вазиятидаги массаси) ва импульси  $p_{HЭ} = 0$  қийматлар билан характерланади. Тўқнашиш туфайли электрон фотон энергиясининг бир қисмини қабул қилади ва  $v$  тезлик билан ҳаракатга келади. Натижада бу сочилган электрон  $W_{сэ} = mc^2$  энергияга ва  $p_{сэ} = m\nu$  импульсга (бу ифодаларда  $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ ) эришади. Фотоннинг ўзи бошланғич йўналиш билан  $\theta$  бурчак ҳосил қилиб сочилади. Сочилган фотоннинг энергияси ( $W_{сф} = h\nu'$ ) ва импульси ( $p_{сф} = \frac{h\nu'}{c}$ ) тушаётган фотонниқидан кичикрoқ бўлиши та-

бий, 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 ўзгаруви— $\Delta\lambda$  тўғрисида миқдорий ахборот олиш учун энергия ва импульсининг сақланиш қонунларига мурожаат қилиш лозим:

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

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

Бу икки тенгликни биргаликда ечиш натижасида

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6.13)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бу ифодани (6.10) билан солиштирсак, комптон доимийси  $K = \frac{h}{m_0c}$  бўлиши керак, деган хулосага келамиз. Ҳақиқатан,  $h$ ,  $m_0$  ва  $c$  ларнинг қийматларидан фойдалансак,  $K = 2,426 \cdot 10^{-12}$  м ҳосил бўлади. Демак, назарий (6.13) ифода ва тажрибавий (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 жазоб бериш учун қуйидаги тажрибани тасаввур қилайлик. Икки бир-бирига яқин жойлаштирилган тирқишдан ёруғлик ўтаётган бўлсин. Иккала тирқиш очиқ бўлган ҳолда экран ўрнига жойлаштирилган фотопластинкада назбатлашган 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 назбатма-назбат 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 ҳақиқат 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 юриштиш 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

мул оҳазаларда тўлқин манзағасидан электромагнит нурланишнинг модели сифатида фсйдаландик. Умуман, ўлчаш ёки кузатиш натижасида йиғилган ахборотларни назарий жиҳатдан муҳскама қилинаётганда текшириш объекти (ҳодиса) ни соддалаштиришга ёрдам берадиган баъзи фаразлардан фойдаланилади. Бу фаразлар асосида текширилади 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 тажрибаларда кузатиладиган тўлқин ва корпускуляр хусусиятларини бир-бирига қарама-қарши қўйиш керак эмас. Балки ёруғлик бир вақтнинг ўзида иккала хусусиятга ҳам эга, деб ҳисоблаш керак. Бошқача қилиб айтганда, электромагнит нурланишда тўлқин ва корпускуляр хусусиятларнинг диалектик бирлиги кузатилади. Бироқ бу хусусиятлар маълум қонуният асосида намоён бўлади: тўлқин узунликнинг камайиши (частотанинг ортиши) билан электромагнит нурланишнинг корпускуляр хусусиятлари кўпроқ намоён бўлади. Аксинча, тўлқин узунликнинг 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 фсйдаланиб 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 имплитудасининг квадратиغا пропорционалдир.

Шундай қилиб, электромагнит нурланиш физик нуқтаи назардан реал объект бўлиб, у тўлқинга ҳам, корпускулага ҳам ўхшамайди. Тўлқин ва корпускула гасавурлари ҳодисаларни талқин қилишда фойдаланиладиган моделлар бўлиб, улар нурланишнинг бир-бири билан узвий бўлган турли хусусиятларини акс эттиради. Баъзи шароитларда нурланишнинг табиати, асосан, корпускуляр хусусиятлар билан аниқланиб, тўлқин хусусиятлар эса текширилаётган ҳодисанинг унчалик аҳамиятга эга бўлмаган хислатларини ифодалайди. Бошқа хил шароитларда эса нурланишнинг тўлқин табиати ўрганилаётган ҳодисанинг асосий 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 тўғрисидаги модда зарраларининг фақат корпускуляр хусусиятлари эмас, балки тўлқин хусусиятлари ҳам содир бўлиши керак.*

Бошқача қилиб айтганда, де-Бройль гипотезасига асосан, корпускуляр-тўлқин дуализм электромагнит нурланиш учун ҳам, модда зарралари учун ҳам тегишлидир. У ҳолда электромагнит нурланиш фотони 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

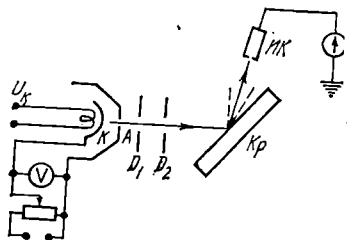
$p = mv$ ) бўлган зарғанинг ҳаракатланиш жараёнида; узунлиги

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

бўлган тўлқиннинг хусусиятлари намоён бўлиши керак деган хулосага 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 оралигидаги электр майдон таъсирида тезлантилади. Электронлар дастаси  $D_1$  ва  $D_2$  диафрагмалар ёрдамида ингичка даста шаклида  $Kp$  кристалга, 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 ўтказилганда электронларни тезлатувчи (яъни  $K$  ва  $A$  лар орасидаги) потенциаллар фарқи 54 В бўлганда (бундай майдонда электрон  $\sim 4 \cdot 10^6 \frac{M}{c}$  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  $1,67 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  бўлиши лозим. Иккинчи томондан, тажрибада қўлланилган электронлар учун, (7.1) ифода асосида, де-Бройль тўлқин узунликини ҳисобласак,  $\lambda \approx 1,67 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  қийматни ҳосил қиламиз. Мос келувчи

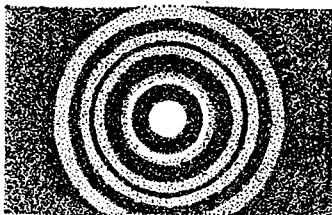


7.1- расм.

7.1- расм.

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.



7.2- расм.

1948 йилда В. Фабрикант, Б. Биберман, ва Н. Сушкинлар 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, тирқиш 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 макроjisм-

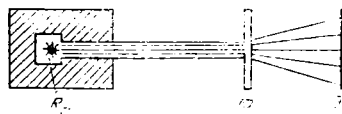
ларнинг массалари катта бўлгани туфайли, (7.1) формулага асосан, уларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари жуда кичик бўлади. Бу эса макројисмларнинг тўлқин хусусиятларини кузатиб бўлмастикнинг сабабидир. Шунинг учун бизнинг онгимизда макројисм ҳақида фақат корпускуляр тасаввур мавжуд бўлади.

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

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

Узоқ вақтлар давомида фанда атом материянинг бўлинмас қисми, „дунё тузилишининг энг элементар ғиштчалари“ деган фикр ҳукмронлик қилиб келди. Атом грекча „атомс“ сўзидан слинган бўлиб, „бўлинмас“ деган маънони англатади.

XIX аср охирларига келганда эса бир қатор машҳур тажрибалар туфайли атомнинг мураккаб тузилиши тўғрисидаги фикр анчагина сйдинлашиб қолди. Бу соҳада, айниқса, *Резерфорд тажрибаси* эътиборга лойиқдир. Бу тажрибанинг схемаси 7.3-расмда тасвирланган. Қўрғошин бўлагининг ичидаги ковакда радио-



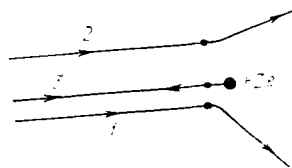
7.3- расм.

актив манба — радиy 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 перпендику-

ляр равишда тушади. Фольгадан ўтган зарралар флуоресценцияланувчи қатлам билан қопланган (Э) 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 ки-



чик бурчакларга оғади. Лекин зарраларнинг бир қисми етарлича катта бурчакларга оғади. Ҳатто орқасиг 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.*



7.4- расм.

Шунинг учун фольгадан ўтиш жараёнида асосий таъсирлашув заряди  $+2e$  га тенг бўлган альфа-зарра ва атом массасининг асосий қисмини ўзида мужассамлаштирган мусбат зарядли  $(+Ze)$  соҳа (бу соҳани ядро деб аташ одат бўлган, ядро — „мағиз“ 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. Тўппа-тўғри ядро томон келаётган альфа-зарра (расмда 3 деб белгиланган) эса кулон кучи таъсирида секинлашиб тўхтайтиди, 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 Қуёшга, 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  $v \sim 10^6 \frac{m}{c}$  тезлик билан ҳаракатланаётган электрон қиймати

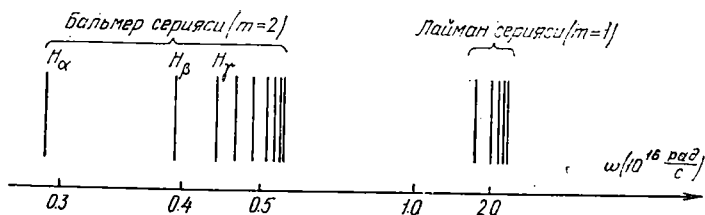
$$a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22} \frac{m}{c^2}$$

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 зақт ўтгач, водород атомининг электрони ядрога йиқилиб тушиши керак. Ваҳоланки, водород атоми барқарордир. Бу мос келмаслик планетар модель дуч келган биринчи қийинчиликдир. Иккинчи қийинчиликнинг моҳияти қуйидагидан иборат: 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 ( $F_{мк} = m_e a = \frac{m_e v^2}{r}$ ) лар тенг бўлади, яъни

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

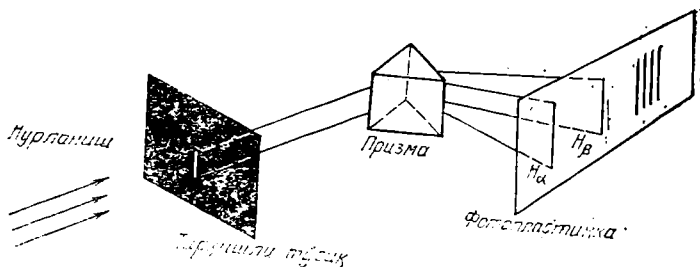
Бу тенглама  $r$  нинг ниҳоят кўп қийматлари учун бажарилади.  $r$  нинг ҳар бир ихтиёрий қийматига эса электрон тезлиги  $v$  нинг ва энергияси  $W$  нинг аниқ қийматлари мос келади. Шунинг учун  $r$  нинг ўзгарувларида (аниқроғи электронни ядрога яқинроқ орбиталарга ўтиши натижасида) чиқариладиган 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. Спектрограф-



7.5- расм.

нинг асосий қисми призма бўлиб, тасмасимон тирқиш дан ўтиб призмага тушаётган турли тўлқин узунликли (частотали) нурланишлар бу призмада турлича синади яъни частотаси кичикроқ бўлган қизил нурланиш частотаси каттароқ бўлган бинафша нурланишга нисбатан кичикроқ бурчакка оғади. Натижада фотопластинкада спектрограф тирқишининг турли частотали нурланишлар



7.6- расм.

вужудга келтирган тасвирлари пайдо бўлади. Тирқиш тасмасимон шаклда бўлганлиги учун тасвир ҳам тасмасимон бўлади. Лекин спектрографни ажратиш қобилиятини ошириш мақсадида тирқишни ниҳоят энсиз қилиб олинадики, натижада ишлов берилган фотопластинкадаги тасвир худди чизиққа ўхшаб кетади (7.6-расмдаги чизиқларга қ.) Шунинг учун бундай нурланиш спектри чизиқли ёки узлукли деб аталади. Шунини алоҳида қай қилайликки, ҳар бир „чизиқ“ бирер 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 спектрадаги чизиқлар тартибсиз эмас, балки группалар тарзида (бу группаларни чизиқлар сериялари деб аташ одат бўлган) маълум қонуният билан жойлашганлиги аниқланди. 7.5-расмда водород атоми спектрининг кўринувчан ва ультрабинафша қисмлари тас-

вирланган. Водород атоми спектридаги барча чизиқлар частоталарини қўйидаги 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, Лашен 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 кўрсатилган  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , ... чизиқларнинг частоталари ҳосил бўлади.

Демак, атомнинг Резерфорд таклиф этган планетар 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 қўйидагидан 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 қонундаси) 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 қаноатлантирувчи квантланган қийматларга эга бўлиши лозим. Бунда  $m_e$  — электроннинг массаси,  $v$  — электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлик,  $r_n$  — орбита радиуси,  $\hbar = \hbar / 2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34}$  Ж·с.

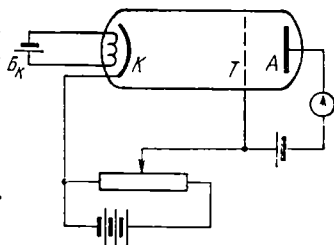
Учинчи постулат (частоталар қонундаси) нинг таъкид-

лашича, 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

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

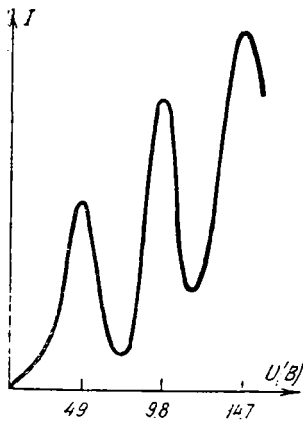
муносабат билан аниқланади.  $W_m < W_n$  шарт бажарилса, квант нурлантирилади,  $W_m > W_n$  бўлганда эса квант ютилади.

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 олинган идиш ичига симобнинг буғлари қамалган. Катод ( $K$ ) қиздирилиши натижасида



7.7- расм.

термоэлектронлар ажралиб чиқади ва улар катод ҳамда тўр ( $T$ ) оралиғидаги электр майдон таъсирида тезлантилади. Катод ва тўр орасидаги потенциаллар фарқи  $U$  бўлса, тўрдан ўтаётган электроннинг энергияси  $eU$  бўлади. Тўр ва анод ( $A$ ) 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 тўрга тушади. Тўрга тушаётган электронлар қанчалик кўп бўлса анод занжирига уланган гальванометр қайд қилаётган ток шунчалик камайиб кетади. Тезлатувчи потенциал  $U$  нинг қиймати реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин.  $U$  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.



7.8- расм.

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 ошяпти. Бундан симоб атомига 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 мос равишда

симобнинг икки ва уч атоми билан тўқнаша, ҳар бир тўқнашувда 4,9 эВ дан энергия бериб, уларни юқори энергетик сатҳга кўтаради. Шу тариқа Франк ва Герц тажрибаси атомнинг турғун ҳолатлари ҳақидаги Бор теориясини 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  $v$  тезлик 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 қансатлантириши 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 тўпамиз. Бундаги  $n$ —асосий квант сон деб аталади ва у бирдан бошланадиган бутун мусбат сонларга тенг бўла олади, яъни

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

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 томсдан, (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 қўйидагича ёза оламиз:

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

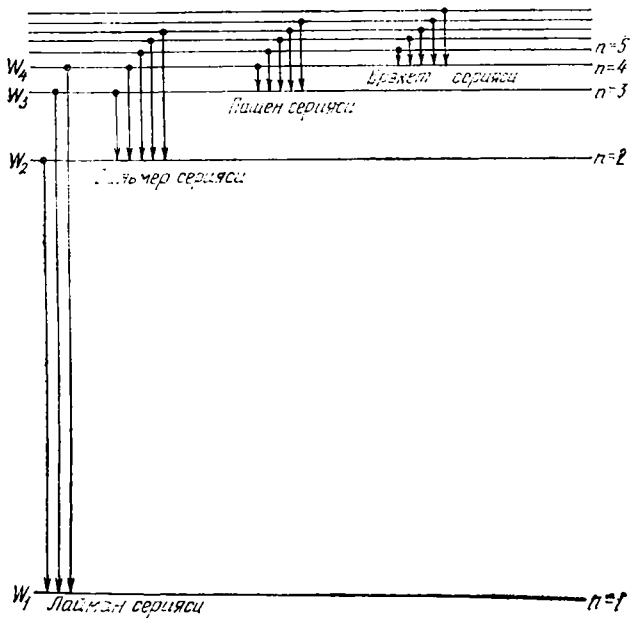
Бу ифодадаги  $r_n$  ўрнига унинг (7.7) билан аниқланувчи қийматини қўйсақ, водород атомининг турғун ҳолатларини характерловчи энергетик сатҳларнинг қийматларини СИ да ҳисоблаш имконини берадиган қўйидаги

$$W_n = - \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^{22} \hbar^2 n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.10)$$

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

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

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 мосанд равишда ўтказилган. Водород атомининг нормал (уйғотилмаган) ҳолатида электрон энг қўйи энергетик сатҳда, яъни асосий квант соннинг  $n=1$  қийматига мос келувчи сатҳда жойлашган бўлади. Агар атомга ташқаридан бирор энергия берилса, электрон  $n=2; 3; 4; \dots$  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  $n=3; 2$  ҳолатлар орқали ҳам қайтиши мумкин. Лекин ҳар бир ўтишда нурландиган фотоннинг энергияси бошланғич



7.9- расм.

ва охирги сатҳлар энергияларининг фарқига тенг бўлади. Масалан, Лайман сериясига оид бўлган чизиқлар уйғонилган ҳолатлардан нормал ҳолатга ( $n = 1$ ) ўтишларда нурланадиган электромагнит тўлқинларга мос келади. Бальмер сериясининг чизиқлари эса  $n = 3; 4; 5; \dots$  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 солиштирсак, 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 катталиқ 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:  $He^+$ ,  $Li^{++}$ ,  $Be^{+++}$  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 „микрозарра“ термини ишлатилади)лар дуалистик хислатларга эгаллиги ҳақида тажрибаларга асосланиб ишонч ҳосил қилинди. Энди ҳаракатланаётган микрозарраларда намоён бўладиган де-Бройль тўлқинларининг табиати ҳақида мулоҳаза юритайлик. Маълумки, электромагнит нурланиш, хусусан ёруғлик ҳам, тўлқин нуқтаи назардан фазода ўзгарувчан электромагнит майдоннинг тарқалишидир. Де-Бройль тўлқинларининг тарқалиши эса ҳеч қандай электромагнит майдоннинг тарқалиши билан боғлиқ эмас. Ҳатто зарядланган микрозарраларнинг фазодаги ҳаракати бирор электромагнит жараён билан боғлиқ бўлиши мумкин-ку, деб фараз қилиб кўрайлик. Ҳақиқатан, тезланишга эга бўлган электроннинг электромагнит тўлқин нурланти-

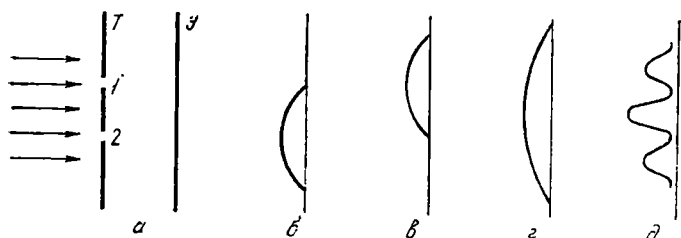
ши кузатилади. Лекин электрон тўғри чизиқли траектория бўйича текис ҳаракатланаётганда ҳеч қандай электромагнит нурланиш вужудга келмаслиги юқоридаги аразни инкор этади. Худди шунингдек, де-Бройль тўлқинларини классик физикада маълум бўлган бошқа троп тўлқинга ўхшатиш асоссиз эканлигини исботлаш мкин.

*Умуман, ҳаракатланаётган микроразрлар билан*

*ушунчалар асосида тасаввур қилиб бўлмайди.* ақиқатан, биз идрок қиладиган дунёда микроразрлар ўхшаган объект мавжуд эмас. Микроразрлар бизнинг сезги органларимизга бевосита таъсир қилмайди. izz микроразрларни на кўра оламиз, на сеза оламиз. *микроразрлар биз шу вақтгача кўрган бирор объект ўхшамайди. У бир вақтнинг ўзида ҳам зарра, ҳам тўлқин хусусиятларини мужассамлаштирган ихсус табиатли материядир.* Унинг табиатини ғалалиги шундаки, микроразрлар дуалистик хислатга эга, жин у бизнинг классик тасаввуримиздаги заррага ҳам, тўлқинга ҳам ўхшамайди.

Масалан, ёруғлик тўлқин ярим шаффоф жисмга шаётган бўлса, икки муҳит чегарасидан ёруғлик қисин қайгади, қисман синиб иккинчи муҳитга ўтади. ошқача айтганда, ёруғлик тўлқин қисмларга бўлиняпти. тар бир муҳитдан иккинчи муҳитга электрон тушаётган бўлса, у иккинчи жисмни ташкил этувчи зарраларлан таъсирлашиш туфайли ё бирор бурчакка оғибракатини давом эттиради, ё жисм томонидан ютилади. Лекин электроннинг бир қисми ютилиб, бир қисми ҳаракатини давом эттирганлигини, яъни уни бўлинлигини ҳеч қандай тажрибада кузатилмаган. Демак, микроразрларнинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган тўлқинли де-Бройль тўлқини) классик тушунчадаги тўлқинга шамайди.

Энди қуйидаги хаёлий тажриба билан танишайлик. скита тасмасимон тирқишли тўсиққа (7.10-а расм) ноэнергетик (яъни энергиялари бир хил бўлган) электронлар оқими тушаётган бўлсин. Экранны ўрнига фотоастинка жойлаштирайлик. Тирқишлардан бирини бертсак, электронлар фақат иккинчи тирқиш орқалиади. Фотопластинкада электронлар кўпроқ тушган ҳалар бошқа соҳаларга нисбатан қорароқ бўлади. унинг учун электронлар фақат иккинчи тирқиш орқатуган ҳолда фотопластинканинг қорайиши 7.10-б



7.10- расм.

расмдагидек, фақат биринчи тирқиш орқали ўтган ҳолдагиси эса 7.10- в расмдагидек бўлади. 7.10- г расмда бир фотопластинканинг ўзига, асвал 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 ҳолдагидек бўлиши лозим эди. Ваҳоланки, ҳосил бўладиган манзара худди икки когерент ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси туфайли вужудга келадиган манзарага ўхшайди (7.10- д расм). Бу тажрибалам куйидаги хулосага келамиз: ҳар бир электроннинг ҳаракатига иккала тирқиш ҳам таъсир кўрсатади. Ажабланышли 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 ҳисобга олган ҳолда, яъни микрозарранинг дуалистик хислатларини ҳисобга олган ҳолда фикр юритсак, юқоридаги тажрибалар асосида чиқарилган хулоса ажабланышли 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 ҳақиқатларини дуалистик хислатларнинг умумийлигига асослашиб де-Бройль тўлқинининг физик маъносини статистик тарзда изоҳлаб берди. Ҳақиқатан фазонинг бирор нуқтасида ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати айна нуқтага тушаётган ёруғ фотонларининг сонига, яъни ёруғлик интенсивлигининг пропорционал эди. Бошқача айтганда, фазонинг бирор нуқтасига фотонларнинг тушиш эҳтимоллиги айна нуқтадаги ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати билан аниқланар эди. Бунга қиёс қилиб М. Борн ҳақиқатларини катта катланаётган микрозарра билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқинининг амплитудасининг квадрати фазонинг айна нуқтасида микрозаррани қайд қилган эҳтимоллигини характерлайди, деб тушунтирди. Демак, электронлар дифракцияси содир бўлган тажрибаларда экраннинг дифракцион максимум кузатиладиган соҳалардаги нуқталарда де-Бройль тўлқинининг амплитудасининг квадрати максимал қийматга эришади. Аксинча де-Бройль тўлқинининг амплитудасининг квадрати минимал қийматларга эга бўлган экраннинг нуқталарида эса дифракцион минимум кузатилади.

#### 4- §. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабати

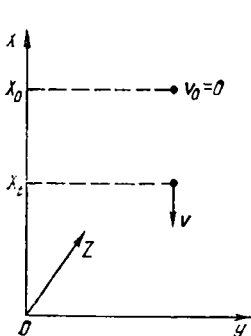
Ҳақиқатларини катта катланаётган микрозарраларда тўлқин хусусиятларининг намоён бўлиши классик механика тушунчаларини микрозарраларга қўллашда қандайдир чегаралар мавжудлигидан далolat беради. Ҳақиқатан, классик механикада жисм (яъни макрозарра) нинг ҳар бир онги ҳолати унинг фазодаги аниқ ўрни (яъни жисм оғирлик марказининг координатаси) ва импульсининг аниқ қиймати билан характерланади. Классик механика сабабият принципи амал қилади. Сабабият принципининг маънаси шундан иборатки, жисмнинг бирор онги ҳолати маълум бўлганда унинг ихтиёрий кейинги вақтлардаги ҳолатларини олдиндан аниқ айтиб берилган мумкин. Бу фикрни қуйидаги мисол устида яққол таъсирларнинг вирлаш мумкин. Массаси  $m$  бўлган макрозарра  $x_0$  баланикдан 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 ўрни  $x_t = x_0 - gt^2/2$  формула орқали, импульсини эса  $p$

$mv = mgt$  формула орқали олдиндан аниқ айтиб бериш мумкин.

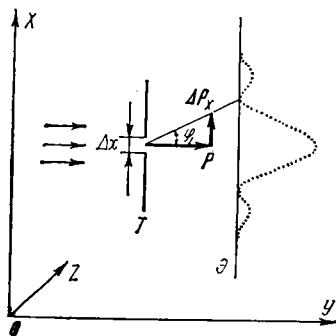
Микрозарра мисолида эса аҳвол ўзгача бўлади. Масалан, тўсиқ ( $T$ ) даги кенглиги  $\Delta x$  бўлган тирқишдан моноэнергетик электронлар дастаси  $OY$  ўқиға параллел равишда ўтаётган бўлсин (7.12-расм). Экран  $\mathcal{E}$  да электронлар фақатгина тирқиш тўғрисидаги соҳагагина эмас, балки дифракция ҳодисасини характерловчи қонуниятларга хос равишда экраннинг барча соҳаларига тушади. Экранга тушаётган электронлар зичлигининг  $OX$  ўқи бўйлаб тақсимооти расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган. Расмдан кўринишича, бу эгри чизиқ битта тирқиш туфайли вужудга келадиган параллел нурлардаги дифракцион манзарани эслатади (II боб, 4-§ га қ.). Ҳақиқатан, тирқиш тўғрисида биринчи тартибли максимум,  $\varphi_1$  бурчак остида эса биринчи тартибли минимум кузатилади.  $\varphi_1$  бурчак, тирқиш 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 зарранинг ҳар ондаги ҳолати унинг ўрни (яъни координатаси) ва импульси орқали ифодаланиши лозим. Тирқишдан ўтаётган пайтдаги электроннинг



7.11- расм.



7.12- расм.

координатаси сифатида тирқишнинг координатасини олиш мумкин. Координатани бундай усул билан аниқлаш туфайли вужудга келган ноаниқлик тирқиш кенглиги  $\Delta x$  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: микрозарранинг импульси ва координатасини бир вақтнинг ўзида ихтиёрий аниқлик билан ўлчаш мумкин эмас. Микрозарранинг 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 ўл-

чами, 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 томондан, классик тасавурлар 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 тасавур қилиб бўлмайди ва, албатта, электрон маълум тезлик билан ҳаракат қилувчи орбита тушунчаси ҳам ўз маъносини йўқотади, деган хулосаларга келамиз. Бошқача айтганда, бу хусусий ҳолда классик тасавурлардан фойдаланиш мумкин эмас.

Иккинчи мисол билан танишайлик. Элементар зарраларни қайд қилиш учун қўлланадиган қурилмалардан бири—Вильсон камерасида электрон қолдирадиган изининг қалинлиги миллиметрнинг ўндан бир улуши чамасида бўлади: яъни  $\Delta x \approx 10^{-4}$  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, холос. Шунинг учун бу хусусий ҳолда электроннинг ҳаракатини характерловчи траектория тушунчаси маънога эга, албатта.

Биз юқорида ноаниқликлар муносабати билан фақат  $OX$  ўқи йўналишидаги тирқиш мисолида танишдик. Бу хулосани  $OY$  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 *Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатлари* деб юритилади.

Гейзенбергнинг 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 тошганлиги учун уни, одатда, *квант механикаси* деб ҳам аталади.

Квант механикасида микрозарранинг ҳолати тўлқин функция билан аниқланади. Тўлқин функцияни  $\Psi$  ҳарфи билан белгиланади ва „пси—функцияси“ деб ўқилади. Квант механикасида 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 шarti 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 тенгламани ечиб 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 ҳосилалари 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 снларида турличадир. Лекин микродунида содир бўладиган аксарият ҳодисаларда микрозарранинг потенциал энергияси вақтга ошкор боғлиқ бўлмайди (стационар ҳолатлар учун). Бу ҳолда  $\Psi$ -функция

иккита купайтувчига ажралио, оири фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ бўлади:

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

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

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

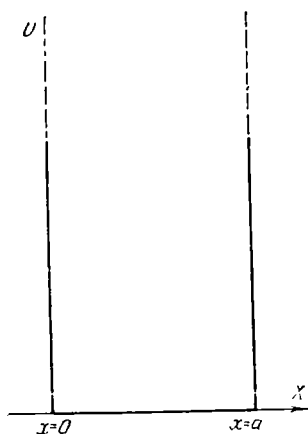
Бу тенгламада  $W$ —микрозарранинг тўлиқ энергияси. (7.23) ифода вақт иштирок этмаган (ёки стационар ҳолат учун) Шредингер тенгласидир. Бундан кейин муҳокама қилинадиган ҳоллар стационар ҳолатлар бўлгани учун (7.23) ни, оддийгина, Шредингер тенгласи деб атайлик.

Шуни алоҳида қайд қилайликки, Шредингер тенгласи, худди Ньютон тенгласи ( $F = ma$ ) каби илгари маълум бўлган мунсабатлардан фойдаланиб чиқарилмайди. У асосий фараз сифатида қабул қилинади. Лекин бу тенгламани микродунё объектларига қўллаш туфайли

вужудга келган хулосалар тажриба натижалари билан жуда мос келади. Буни эса тенгламанинг исботи деб қабул қилиш мумкин.

Бу фикрни тасдиқловчи бир неча мисоллар билан танишайлик.

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



7.13- расм.

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

$x=0$  ва  $x=a$  координаталар билан характерланувчи деворлар микрозаррани фақат  $0 \leq x \leq a$  интервалда ҳаракатланишига 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) тенгламани 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  $|\psi|^2$  (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

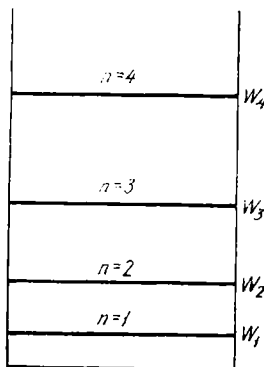
$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2} W_n = \frac{\pi^2}{a^2} n^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7.30)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бундан эса

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

Бу ифодадан қуйидаги хулоса келиб чиқади: потенциал ўрадаги микрозарранинг энергияси ихтиёрий қийматларга эмас, балки бир қатор дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин (7.14- расмга қ.).  $W$  нинг квантлашган бу қийматларини энергетик сатҳлар деб, микрозарранинг энергетик сатҳини аниқловчи  $n$  сон эса квант сон деб аталади.

Шундай қилиб,  $W$  нинг фақат (7.31) ифода билан аниқланувчи қийматларидагина Шре-



1.74- расм.

дингер тенгламаси ечимга эга бўларэкан. Энергиянинг бу қийматларини  $W$  нинг хусусий қийматлари деб, тенгламанинг уларга мос келган ечимларини эса *масал нинг хусусий функциялари* деб аталади.

Энди, (7.31) дан фойдаланиб, қўшни  $W_n$  ва  $W_{n+1}$  энергетик сатҳларнинг бир-биридан „узюқлиги“ни топайлик:

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

Бу ифодалан фойдалансак, кенглиги атом ўлчамига мос келувчи ( $a \sim 10^{-10}$  м) потенциал ўрадаги электрон ( $m_e \sim 10^{-30}$  кг) энергиясининг хусусий қийматлари учун

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{-20}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^2 (2n + 1) \text{ эВ}$$

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

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 10^{-26} \cdot 10^{-1}} (2n + 1) \text{ Ж} = 0,34 \cdot 10^{-18} (2n + 1) \text{ эВ}$$

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шунчалик зич жойлашган эканки, уларни квазиузлуксиз (узлуксизга ўхшаш) деб ҳисобласа ҳам бўлади. Шуни ҳам қайд қилайликки, фақат  $a \rightarrow \infty$  дагина  $\Delta W = 0$  бўлади, яъни энергетик спектр узлуксиз қийматларга эга бўла олади. 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 мисол), баъзи ҳолларда амалда сезилмайдиган даражада (иккинчи мисол) бўлади. Умуман, энергетик сатҳларнинг жойлашув характери тўғрисида мулоҳаза юргизганда,  $n$  квант соннинг таъсирини ҳам ҳисобга олиш керак. Бунинг учун (7.32) ни (7.31) га бўлсак,

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

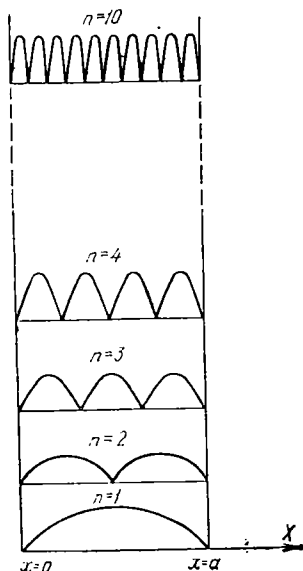
муносабатни ҳосил қиламиз.  $n$  нинг анча катта қийматларида каср суратидаги 1 ни ҳисобга олмаса ҳам бўла-

ди. Натижада  $n$  нинг етарлича катта қийматлари учун (7.33) ифода қуйидаги кўринишда ёзилади:

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

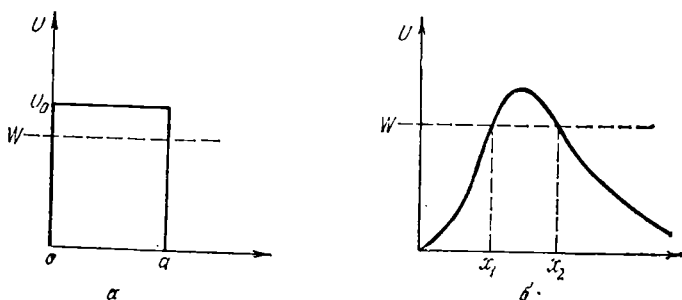
Демак,  $n$  катталашган сари  $\Delta W$  нинг қиймати  $W_n$  га нисбатан кичиклашиб боради. Натижада энергетик сатҳлар бир-бири билан туташадиган даражада яқинлашиб кетади. Бошқача айтганда, квант соннинг катта қийматларида квант механикасининг хулссалари классик физикада олинадиган натижаларга мос келиши керак. Бу қоида Бор томонидан аниқланган бўлиб, уни *мослик принципи* деб аталади. Мослик принципининг бажарилишига потенциал ўра деворларидан турли ораликларда 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 (кўрилаётган масаланинг хусусий функцияларини деб гапирсак ҳам бўлади) топиб,  $|\psi|^2$  нинг графигини қуриш керак.

7.15-расм. а)  $|\psi|^2$  нинг  $x$  га боғлиқлик графиги  $n$  нинг турли қийматлари учун тасвирланган. 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



7.15- расм.

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.



7.16- расм.

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

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

Микрорарранинг классик физикага мутлақо зид 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 микрорарранинг таъсирини тўсиқ ичида ҳам қайд қилиш эҳтимоллиги мазжудлигидан далолат беради. Шунинг учун ҳам микрораррани

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 коэффициентини

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U_0 - W)} dx} \quad (7.34)$$

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

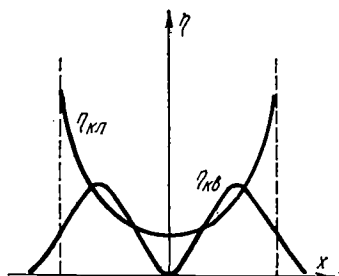
$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U - W)} dx}, \quad (7.35)$$

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

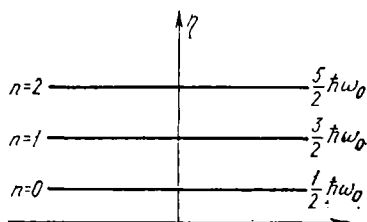
3.  $x$  ўқи бўйлаб квазиэластик  $F = -kx$  куч таъсирида ҳаракатланувчи  $m$  массали зарра гармоник осциллятор деб аталади. Классик физикада бундай осциллятор

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

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  $\eta_{кл}$  7.17-расмда параболасимон чизиқ билан тасвирланган. Бу графикдан кўринишича,  $x$  нинг қиймати  $\pm A$  га яқинлашганда  $\eta_{кл}$  нинг қиймати ниҳоятда ортиб кетади.



7.17- расм.



7.18- расм.

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

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

ифода билан аниқланувчи энергиялардагина 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 асосан, координатаси  $x$  бўлган нуқтада зарранинг бўлиш эҳтимоллиги  $\eta_{kv}$  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 кўриниб турибдики, классик нуқтаи назардан рухсат этилган соҳа (яъни  $x$  нинг қиймаглари  $-A$  дан  $+A$  гача бўлган соҳа назарда тутил-япти) дан ташқари нуқталарда ҳам зарранинг бўлиш эҳтимоллиги нолдан фарқли. Бунинг сабаби зарранинг тўлқин хусусиятга эгаллигидир.



# VIII б о б

## 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

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

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 куйидаги икки ҳолда ечимга эга бўлар экан:

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

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

шартни қансатлантирувчи 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 ўзгинасидир. Лекин шуни қайд қилмоқ лозимки, Бор назариясида (7.10) ифода постулат (фараз)ларга таянган ҳолда чиқарилган эди. Квант механикасида эса микрозарраларнинг 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 устида 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:

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

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

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

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

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

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

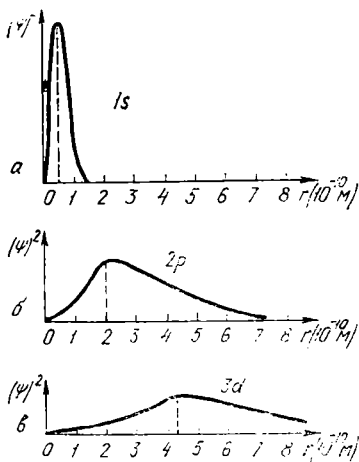
$$L_z = \pm m \hbar \quad (8.7)$$

шарт оажариладиган иуналишларигина 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 қатнаштирамыз. 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 функцияларни ёза оламиз. Бу тўлқин функциялар билан характерланувчи ҳолатлардаги электрон энергиялари айнан бир хил қийматга эга [кўрилаётган 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 айнаш карралаги* деб аталади. Юқорида муҳокама қилинган мисолдаги энергетик сатҳнинг айнаш 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 моменти 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 ҳам ўз маъносини йўқотади. Лекин квант механикаси электроннинг фазони у ёки бу соҳасида қай қилиш эҳтимоллиги тўғрисида ахборот бера олади. 8.1-расмларда мос равишда  $1s, 2p, 3d$  ҳолатлардаги электрон-



8.1- расм.

ларни ядродан  $r$  масофадаги нуқталарда қайд қилиш эҳтимоллигининг зичлигини тасвирловчи графиклар келтирилган. Расмлардан кўринишича, энг катта эҳтимоллик билан электронни қайд қилиш мумкин бўлган нуқталарнинг геометрик ўринлари Бор орбиталарига мос келади.

$1s$  дан бошқа ҳолатлар уйғонган ҳолатлар дейилади. 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 ихтиёрий ўтишлар ҳам амалга сшавермас экан. Атомнинг бошланғич ва охириги ҳолатларининг орбитал квант сонлари фақатгина бир бирликка ўзгарадиган, яъни

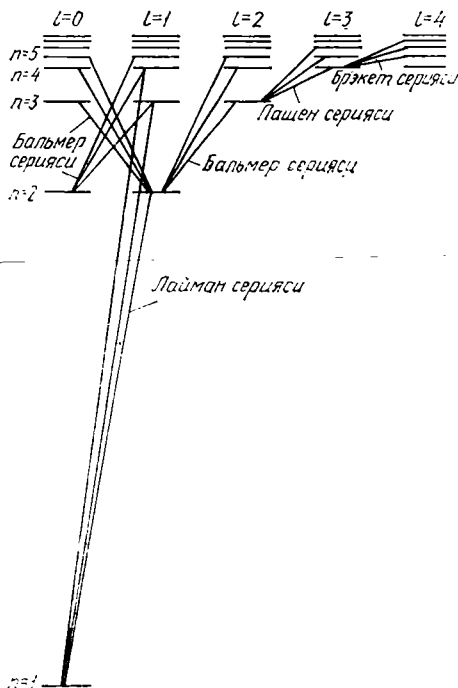
$$\Delta l = \pm 1$$

бўладиган ўтишларгина амалга сшади. 8.2-расмда водород атоми спектрини квант механикаси тасавурлари асосида амалга сшиши тасвирланган.

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

## 2-§. Штерн ва Герлах тажрибаси

$s$  ҳолат ( $l = 0$  назарга тутилади) дан бошқа барча ҳолатлар ( $l \neq 0$  бўлганда) даги электронларнинг ядро майдонидаги ҳаракати туфайли вужудга келадиган импульс моментлари [(8.4) ифодага асосан] нолдан фарқ-



8.2- расм.

ли бўлади. У ҳолда  $L$  векторга тескари йўналган магнит момент вектори  $p_m$  ҳам нолдан фарқли:

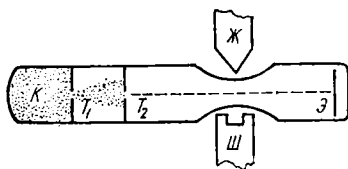
$$\vec{p}_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \quad (8.8)$$

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 моменти  $L_{ат}$  (ёки магнит моменти  $p_{мат}$ ) ни эса атом таркибидаги айрим электронларнинг импульс моментлари (магнит моментлари) нинг вектор йиғиндиси сифатида аниқланади, яъни  $L_{ат} = \sum L_i$  ва  $p_{мат} = \sum p_{mi} L_{ат}$ . Штерн ва Герлах томонидан ажойиб тарзда амалга оширилган тажрибада магнит

момент векторининг фазодаги ихтиёрий йўналишлари эмас, балки баъзи (бошқача айтганда рухсат этилган) йўналишларигина амалга ошиши исботланди. Бу тажрибада қўлланилган қурилма схематик тарзда 8.3- расмда тасвирланган. Қиздириладиган  $K$  камерадан буғланиб чиққан атомлар тасмасимон тирқишли тўсиқлар ( $T_1$  ва  $T_2$ ) дан ўтгач, даста шаклига келади. Сўнгра атомлар дастаси



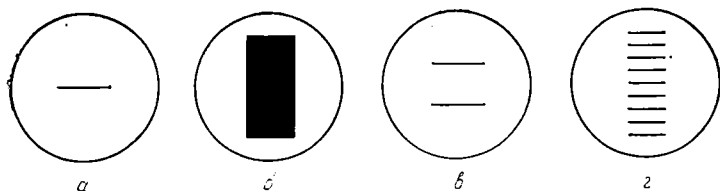
8.3- расм.

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 доғнинг шакли тўсиқдаги тирқишнинг 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 томсидан таъсир этувчи куч

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

бўлади. Бу ифодада  $\alpha$  бурчак  $p_m$  нинг майдонга нисбатан ҳолатини аниқлайди. Бошқача қилиб айтганда,  $\alpha$  бурчак — майдон градиенти  $\frac{\partial B}{\partial z}$  ва  $p_m$  орасидаги бурчак. В 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 ҳаратланаётган атомларга таъсир этувчи куч атом магнит



8.4- расм.

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 шаклидаги 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 биржинслимаслигини характерловчи  $\frac{\partial V}{\partial z}$  нинг маълум қиймати асосида (8.10) ифодадан фойдаланиб  $p_m$  нинг  $z$  ўқига (яъни  $V$  йўналишига) 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

таъсирга утказилган таъдирда бир хиссини булмаган маъдон унга ҳеч қандай таъсир қилмайди, деган хулосага келишимиз мумкин. Ваҳоланки, тажрибада даста икки симметрик компонентага 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 илгари 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 ишлатилишига сабаб шундаки, дастлаб, электронни ўз ўқи атрофида айланивчи 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 термин истеъмолда қолаверди. Замонавий тушунчаларга асосан, *спин ва спин магнит момент худди заряд ва масса каби электронни характерловчи асосий катталиклардир*. Электрон спинининг қиймати

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

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

$$L_{спz} = s \hbar, \quad (8.12)$$

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

$$s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \quad (8.13)$$

қийматларга эга бўлиши мумкин. Электроннинг спин магнит моментининг пресекияси ва  $L_{спz}$  қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$\mu_{ez} = -\frac{e}{m_e} L_{спz} = -s \frac{e\hbar}{m_e} = \mp \frac{e\hbar}{2m_e} = \mp \mu_B. \quad (8.14)$$

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 компснентага ажралишининг сабаби шу тарзда тушунтирилади.

#### 4-§. Паули принципи

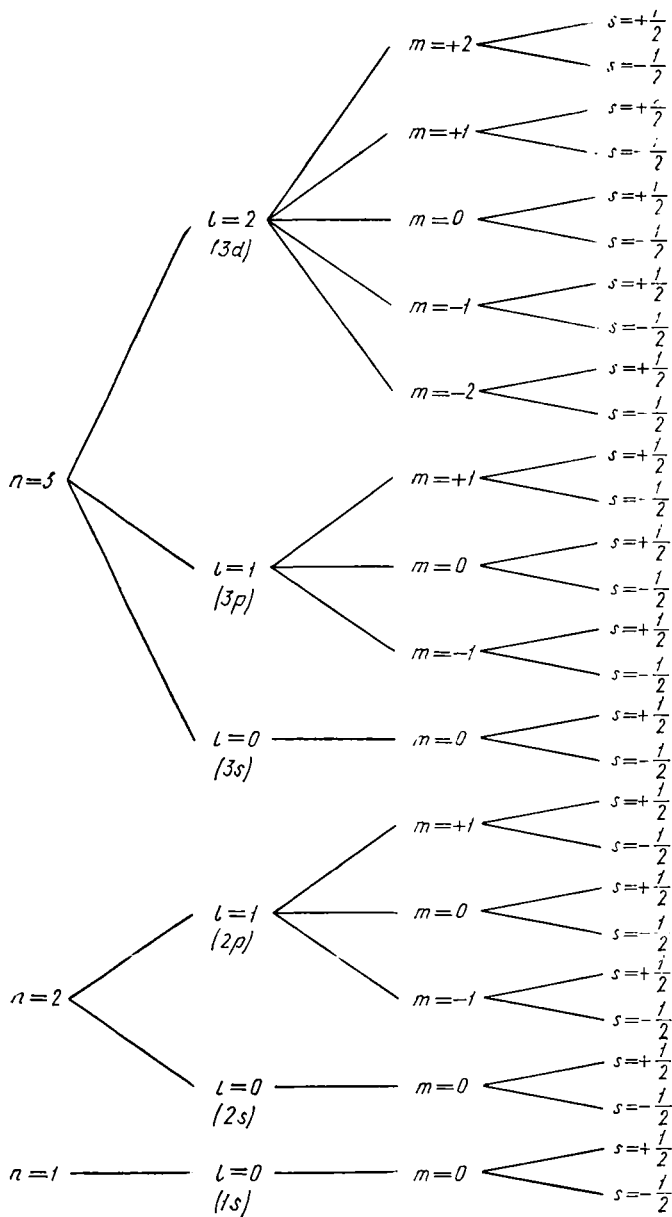
Квант механикасида атомдаги энергетик сатҳлар тўртта квант сон билан характерланади:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1 \dots, (n-1); \\ m &= -l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l; \\ s &= -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (8.15)$$

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 та,  $n=2$  билан характерланувчи сатҳлар сони эса 8 та,  $n=3$  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



8.5- расм.

бир хил энергия билан характерланади. Лекин кўп электронли атомларда ўзаро таъсир туфайли аиниц йўқолади ва атомдаги энергетик сатҳлар барча квант сонларга боғлиқ бўлади.

Энди, кўп электронли атомда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимоти 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 жойлашишлари керак.

Иккинчи принцип, уни кашф қилган олим шарафига Паули принципи деб юритилади. Умуман, Паули принципи квант механикасининг асосий принципларида 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 қилиб айтганда, бирор система таркибидаги зарраларни бошланғич моментда „худди номерлагандек“ белгилаб олайлик. У ҳолда зарраларнинг траектория бўйича ҳаракатини кузатиш натижасида 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“ ажрати олиш имкониёти бўлмайди, албатта. Зарраларни бири-биридан фарқ қилиб бўлмаганлиги учун ҳам уларни ўрни алмашиб қолгани билан эҳтимоллик ўзгармайди. Умуман, квант механикасида кўп сонли зарраларни тавсиф қилишда Ферми-Дирак ҳамда Бозе-Эйнштейн статистикаларидан фойдаланилади. Спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси  $L_{sz}$  нинг қиймати 0 ёки  $\hbar$  га бутун қаррали бўлган зарралар Бозе-Эйнштейн статистикасига бўйсунди, зарраларнинг ўзларини эса *бозонлар* деб аталади.  $L_{sz}$  нинг қиймати  $t$  га яримли бутун қаррали бўлган зарралар Ферми-Дирак статистикасига бўйсунди, бундай зарралар *фермионлар* деб аталади. Фақат электронларгина эмас, балки позитрон, протон, нейтронлар ҳам фермионлар ҳисобланади. Барча фермионлар учун Паули принципи ўрнили бўлиб, у қуйидагича таърифланади: бир хил фермионларда

шқил топган системада айнан бир ҳолатда бир вақтнинг ўзида биттадан ортиқ фермион бўлиши мумкинмас. Паули принципини атомдаги электронларга татбиқилган ҳолда қуйидагича таърифласа ҳам бўлади. *Атомдаги  $n, l, m, s$  квант сонлар тўплами билан характерланувчи ихтиёрый энергетик сатҳда биттадан ортиқ электрон бўлиши мумкин эмас.*

## 5-§. Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси

Олдинги параграфда баён қилинган маълумотлар асосида элементлар даврий системасини талқин этайлик. Биринчи элемент—водороддан бошлайлик. Унинг биттагина электрони бор. Шунинг учун Паули принципига сосан, бу электрон 8.5-расмда тасвирланган ихтиёрый энергетик сатҳда жойлашиши мумкин эди. Лекин минимал энергия принципига 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 қилинган квант сонлар тўплamlари билан аниқланади. Ҳар биридан биринчи электрон навбатдаги энергетик сатҳни эгаллайди. Ҳар биридан иккинчи 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 қобикни ташқил қилади. Одатда, қобикларни латин ҳарфлари билан белгиланади. Масалан,  $n = 1$  бўлса  $K$ -қобик;  $n = 2$  бўлса  $L$ -қобик;  $n = 3$  ни  $M$ -қобик;  $n = 4$  ни  $N$ -қобик ва ҳоказо. Мулоҳазаларни шу тарзда давом эттириб, навбатдаги элементлар атомларидаги охириги электронлар ҳолатларини аниқловчи квант сонлар тўплamlари ҳақида маълумотлар олаверамиз. 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 енгил 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 лозим эди. Ваҳоланки, амалда  $n = 4, l = 0, m = 0, s = -\frac{1}{2}$  квант сонлар

1-жадвал

| Элемент | Тартиб номери | Охириги электроннинг квант сонлари |     |     |                | Қобилардаги 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 |   |
| 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 |   |
| <hr/> |    |   |   |    |                |   |   |   |   |
| K     | 19 | 4 | 0 | 0  | $-\frac{1}{2}$ | 2 | 8 | 8 | 1 |
| Ca    | 20 | 4 | 0 | 0  | $+\frac{1}{2}$ | 2 | 8 | 8 | 2 |

гўплами 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.

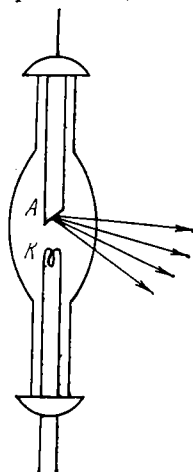
1-жадвалдан элементларнинг даврийлиги ҳам кўришиб турибди. Масалан,  $n$  нинг қийматлари бир хил бўлган ҳар бир группа химиявий жиҳатдан актив бўлган элементдан бошланиб инерт газ билан тугалланади. Бу группалар даврий жадвалдаги қаторларни ташкил этади.

Умуман, элементлар химиявий хусусиятларининг даврийлигини ўхшаш элементлар атомларининг четки қобикларидаги электрон конфигурациянинг такрорланиши билан тушунтириш мумкин. Масалан, Si ва C га эътибор беринг. Уларнинг химиявий хусусиятлари бири-бирига ниҳоят ўхшаш. Шунинг учун бу элементлар атомларидаги охириги электронларни ифодаловчи учта квант сон ( $n$  дан ташқариси) ҳам айнан бир хил.

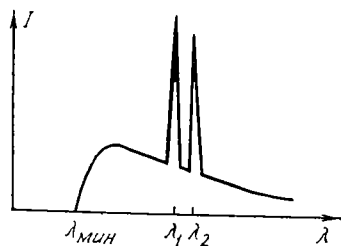
## 6 - §. Рентген спектрлари

1895 йилда В. Рентген томонидан кашф этилган ва унинг номи билан аталадиган нурларнинг тўлқин узунликлари  $(0,01 \div 800) \cdot 10^{-10}$  м га тенг. Рентген нурлари 8.6-расмда схематик тарзда тасвирланган рентген трубкасида ҳосил қилинади. Махсус трансформаторга уланадиган вольфрам сим 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 материалининг ичига кириб бориш жараёнида тормозланади. Бундай рентген трубкасида ҳосил қилинган рентген нурларининг спектрал таркиби электронлар энергияси ва анод материалига 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  $\lambda_{\text{мин}}$  қиймат билан чегараланган туташ спектрдир. *Туташ спектр электронларнинг кескин тормозланиши тufайли ҳосил бўлади.* Бу процесснинг моҳияти 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 ўз-



8.6- расм.



8.7- расм.

гариши 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 материалда тормозланиб тўхтаган бўлсин. Энергиянинг  $W_2$  қисми анод материалнинг ички энергиясини орттиради, яъни анод материални 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.  $W_3 = W_1$  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

$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{hc}{eU}. \quad (8.17)$$

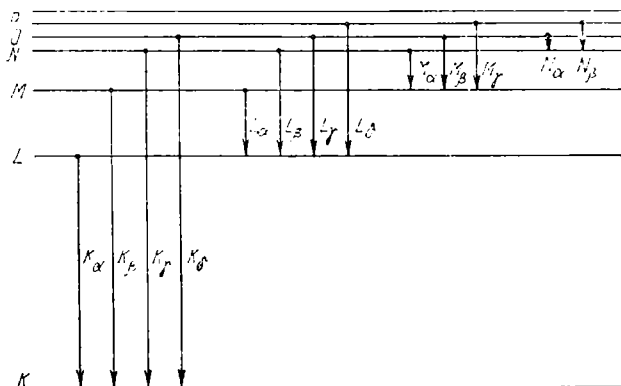
Бу ифодадан кўриниб турибдики, туташ рентген спектрининг чегараси анод материалга боғлиқ эмас.

Энди, *характеристик рентген нурларининг табиати* билан танишайлик. Анодда тормозланаётган электронларнинг бир қисми анод материали атомларининг ичига кириб, бу атомларнинг  $K, L, M, \dots$  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. Харак-



теристик 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:

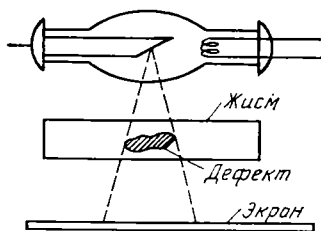
$$\sqrt{\nu} = a(Z - b), \quad (8.18)$$



8.8- расм.

бунда  $\nu$  — характеристик рентген нурларининг частотаси,  $Z$  — атомнинг тартиб нумери,  $a$  — айни серия чизиқлари учун доимий миқдор,  $b$  — экранлаш доимийси.  $b$  нинг маъноси 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 соҳаларида кенг фойдаланилади. Масалан, 8.9-расмда схематик тарзда тасвирланган қурилмада жисм ичидаги дефект-



8.9- расм.

қўйиб, дефектнинг расмини слиш ҳам мумкин. Баён этилган бу принцип *рентгенодефектоскопия* деб аталади.

## 7-§. Молекулалар

Бир жинсли модданинг Сарча 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 тузилган молекулалардир. Ош тузи молекуласи ( $NaCl$ ) эса ҳар хил атомлардан ташкил топган молекулага мисол бўла олади. Молекула барқарор система. Бу эса молекулани ташкил этувчи атомлар ўзаро таъсирлашувчи кучлар билан боғланганлигидан далолат беради. Бу боғланишларнинг моҳияти билан танишайлик.

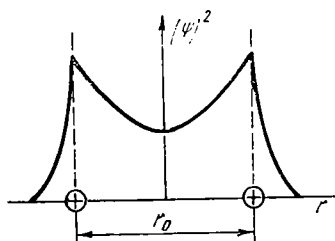
Ишқорий металл атомидаги валент электрон ядро билан жуда заиф боғланган. Галлоид атомида эса электрон қобиқнинг тўлиши учун битта электрон етишмайди. Шунинг учун металл атомидаги валент электрон галлоид атомга ўтади. Натижада металл атоми мусбат зарядланган ионга, галлоид атоми эса манфий зарядланган ионга айланади. Бу қарама-қарши зарядли ионлар, Кулон қонунига асосан, ўзаро тортишади. Кулон кучи таъсирида ионлар бир-бирига яқинлашади. Лекин уларнинг яқинлашувига кичик масофаларда намоён бўладиган ўзаро итаришув кучлари тўсқинлик қилади. Масофанинг бирор қийматида бу икки куч тенглашади, яъни металл ва галлоид атомларидан ташкил топган барқарор система вужудга келади. Баён этилган боғла-

ниш 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 бошлайди. 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 фарқи бўлади. Атомлар янада яқинлашганда уларнинг „электрон булутлари“ шунчалик туташиб кетадикки (8.10-расм), бу ҳолда биринчи атомнинг электрони ёхуд иккинчи атомнинг электрони деган сўзлар ўз маъносини йўқотади.

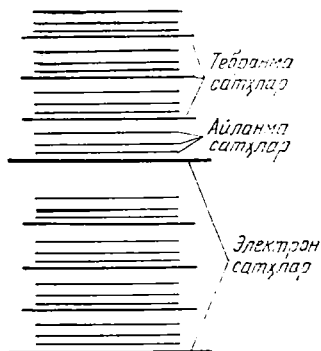
Бунда квант механикасидаги бир хил зарраларни фарқ қилиб бўлмаслик принципини ҳам ҳисобга олиш керак. Чунки иккала атомдаги электронлар бир-биридан фарқланмайди: иккала электроннинг заряди ҳам, массаси ҳам, спини ҳам бир хил.

Бундай ҳолатда иккита атомдан иборат системадаги ҳар бир электрон бир вақтнинг ўзида иккала атомга ҳам тегишли бўлади. Бу эса Паули принципига зид эмас, чунки бир ҳолатда қамама-қарши спинли икки электрон бўлиши мумкин. Иккала электроннинг умийлашуви туфайли ядролар оралиғида „электрон булут“ зичлигининг ортиши (8.10-расмга қ.) ядроларни



8.10- расм.

каби молекуляр нурланиш ҳам молекуланинг бир стациснар энергетик сатҳдан ундан қуйроқ сатҳга ўтишида вужудга келади. Лекин молекула стациснар ҳолатининг энергияси бир қатор факторларга боғлиқ. Масалан, икки атомдан ташкил топган молекуланинг энергияси уч қисмдан ташкил топади: 1) молекула электрон қобигининг 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- расм.

лар 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

бир-бирига максимал яқинлаштиришга ҳаракат қилади. Улар орасидаги масофанинг бирор  $r_0$  қийматида икки атомли барқарор молекула мавжуд бўлади. Ковалент боғланишнинг вужудга келиш манзараси ана шундай.

Энди, молекулалар нурланиш спектрининг вужудга келиши билан танишайлик. Худди атом нурланиши

диган энергетик сатҳлари 8.11-расмда акс эттирилган: *молекуланинг электрон сатҳлари* жуда қалин чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг тебранма энергияси электрон булут энергиясини орттирадиган қўшимча катталиқ 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 чизиқ-

$$\omega = \frac{\Delta W_{эл}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{тебр}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{айл}}{\hbar} \quad (8.19)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Назария ва тажриба-нинг кўрсатишича, (8.19) ифодадаги қўшилувчи ҳад-ларнинг 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 қоби-ляти ўртача бўлган оптик асбобларда бу чизиқлар тутшиб кетган тек йўллар (полоса) шаклида кўринади. Бу эса молекуляр спектрларни йўл-йўл спектр деб аталишига сабаб бўлган.

Молекуляр спектрлар молекулалар тузилишини аниқлашда ва химиявий анализларда кенг қўлланилади. Молекулалар хоссаларини ўрганишнинг муҳим усул-ларидан бири *ёруғликнинг комбинацион сочилиш ҳодисасидан* фойдаланишдир. Бу ҳодиса қуйидагидан иборат: жисмга частотаси  $\nu_0$  бўлган монохроматик нур-ланиш тушаётган бўлсин. Бу нурланишни жисм моле-кулаларида сочилиши туфайли вужудга келган спектр-да  $\nu_0$  частотали чизиқдан ташқари унинг икки ёнида симметрик равишда жойлашган янги чизиқлар ҳам куза-тилади (3.12-расм). Бу чизиқларнинг частоталари  $\nu_i$  сочувчи жисм молекулалари-нинг 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 комбина-цияларидан иборат бўлади, яъни



8.12- расм.

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu'_i. \quad (8.20)$$

Комбинацион сочилиш ҳодисасини тушунтириш учун тушаётган нурланиш фотони билан сочувчи молекула-нинг ўзаро таъсирини қараб чиқайлик. Кўп ҳолларда таъсирлашиш эластик тўқнашудан иборат бўлади. Шу-нинг 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 mavjud. Бу ҳолда асосий чизиқ атрофидаги *сателлит чизиқлар* вужудга келади. Масалан, нолинчи тебранма сатҳдаги молекула билан фотоннинг тўқнашишида фотон энергиясининг бир қисми ( $h\nu_i$ ) молекулани нолинчи тебранма сатҳдан биринчи тебранма сатҳга кўтаришга сарфланади (чунки  $\Delta W_{\text{тебр}} = h\nu'_i$ ). Шунинг учун сочилган фотон энергияси  $h\nu_i = h\nu_0 - h\nu'_i$  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  $h\nu_i = h\nu_0 + h\nu_i$  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 - §. 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 таъсирлар 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 оксидланишида-

ги нурланиши) *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 қуйидагича: бирор турдаги энергия таъсирида люминофорнинг бир қанча атом ёки молекулалари уйғонган ҳолатга ўтади. Уларни асосий ёки қуйроқ 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 ( $10^{-9}$ – $10^{-8}$ )с бўлган люминесценцияни *флуоресценция* деб, бундан узоқроқ вақт давом этган люминесценцияни эса *фосфоресценция* дейилади.

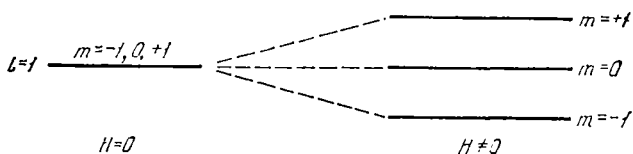
Юқорида баён этилганидек, люминесценциянинг турлари кўп. Биз фотолюминесценция устида тўхталиб ўтамыз. Фотолюминесценция учун *Стокс қондаси* ўринли: *люминесценцион нурланишнинг тўлқин узунлиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидан каттироқ бўлади*. Квант оптикасида Стокс қондасини оддийгина тушунтириш 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 бир тур энергияларга айланади. Демак,  $h\nu < h\nu_0$ , яъни  $\nu < \nu_0$ . Бу тенгсизликни тўлқин узунликлар орқали ифodalасак ( $\lambda = c/\nu$  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, театрел техникада ҳам қўлланилади.

### 9 - §. 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 юритиладигани бу ҳол 8.13-



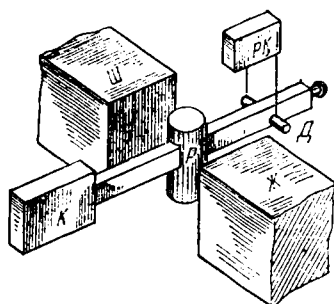
8.13- расм.

расмда тасвирланган. Ташқи 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 қарралиги 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 ошиши учун нурланиш квантининг энергияси энергетик сатҳчалар фарқига тенг бўлиши лозим, албатта. Бу ютилишни *парамагнит резонанс ҳодисаси* деб аталади.

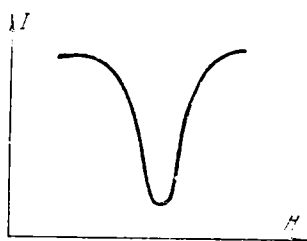
Парамагнит резонансни кузатиш қурилмаси электромагнит ва радиоаппаратурадан иборат (8.14 - расм). Текшириладиган жисм электромагнит қутблари (расмда



Ш ва 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 чиқара-



8.14- расм.



8.15- расм.

ётган 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 моддадан ўтиб детекторга етиб келаётган нурланиш интенсивлиги кескин камаяди (8.15- расм).

Парамагнит резонанс ҳодисаси 1944 йилда совет олими Е.К.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.

## 10-§. Мажбурий нурланиш. Лазерлар

Квант система (масалан, атом ёки молекула) нинг энергетик ҳолатлари  $W_1$  ва  $W_2$  билан характерланган

( $W_1 < W_2$  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 бирданга асосий ёки қуйроқ уйғонган ҳолатга ўтади. Бу муддат система (атом 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 „мувофиқлашмаган“ 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.

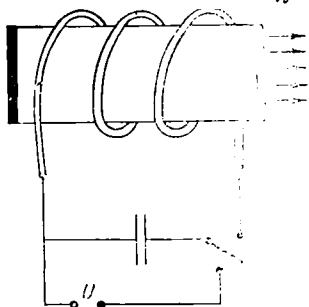
Спонтан нурланиш системани юқори энергетик ҳолатдан қуйроқ энергетик ҳолатга ўтишининг мумкин бўлган ягона механизми эмас. Система қуйроқ энергетик ҳолатга бирор ташқи таъсир туфайли мажбуран ўтиши мумкин. Бундай ўтишда вужудга келадиган нурланишни *мажбурий нурланиш* ёки *индукцияланган* (рағбатлантирилган) *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 фотон (унинг энергияси  $h\nu = W_2 - W_1$ ) атом уйғонган ҳолатининг яшаш доимийлигини 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 учишни давом эттиради. Бу фотонлар ўз йўлларида

учраган уйғонган ҳолатдаги янги атомларни мажбурий нурланишга рағбатлантирадидлар 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.

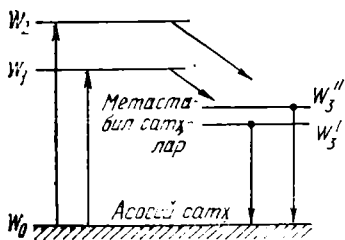
Лекин фотонлар оқимини (яъни нурланиш интенсивлигини) кучайишига фотонларнинг қуйи энергетик сатҳдаги атомлар томонидан ютилиши халақит беради. Эйнштейннинг кўрсатишича, мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимоллиги бир хил. Шунинг учун нурланиш аклари (ҳодисалари) сони юқори сатҳдаги атомлар сони  $N_{ю}$  билан, ютилиш аклари сони эса қуйи сатҳдаги атомлар сони  $N_{к}$  билан аниқланади. Демак, мажбурий нурланиш ҳодисалари ютилиш ҳодисаларидан устун келиши учун жисмда 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 олин-



8.16- расм.

ган бўлиб, унинг асослари ниҳоят даражада силқиланган. Асослар кумуш билан шундай қопланганки, чап томондагиси (8.16-расмга қ.). тўла қайтарувчанлик хусусиятига эга, ўнг томондагиси эса қисман шаффоф. Цилиндрисимон ёқут кристаллини спиралсимон лампа ўраб олган. Бу лампанинг нурлиниши ёқут таркибдаги хром ионларини  $W_1$  ва  $W_2$  энергетик сатҳларга



8.17- расм.

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 бўлсада, 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) кристалдан 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 томондаги асоси орқали ташқарига чиқади. Шундан сўнг ташқи манабадан 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 қилиб айтганда, лазер генераторлик вазифасини бажарди. 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 сигналини кучайтирган бўлади. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант кучайтиргич* деб аталади.

Умуман, лазерларнинг ишлаш принципини тўрт тактли ички ёниш двигателига қиёс қилиш мумкин.

1-такт. Ёруғликнинг ташқи манбаи жисм атомларини уйғонган 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 кристалдан ташқарига чиқади (сиқиб чиқариш тактига мос келади).

Лазерлар ёрдамида олинадиган 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 б о б

### ЯДРО ФИЗИКАСИ

#### 1-§. Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари

Атомнинг ядро модели таклиф этилгандан сўнг, тахминан саккиз йиллар чамасига 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 *πρωτος* — „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 Гейзен-

берг 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 нейтронни ягона ном билан *нуклон* деб аталди. Бу ном латинча nucleus „ядро“ деган сўздан олинган бўлиб, у протон ва нейтрон ядровий зарралар эканлигини англатади. Ана шу нуклонларнинг асосий характеристикалари билан табиқашайлик.

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 ифодаланлади. Демак,

$$\begin{aligned} m_p &= 1,5033 \cdot 10^{-10} \text{ Ж} = 938,28 \text{ МэВ}, \\ m_n &= 1,5054 \cdot 10^{-10} \text{ Ж} = 939,57 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (9.1)$$

Ҳар қандай фермионлар каби 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  $\frac{1}{2} \hbar = \frac{1}{2} \cdot 1,05459 \cdot 10^{-34}$  Ж·с =  $0,5273 \cdot 10^{-34}$  Ж·с га тенг эканлигини тушунишимиз лозим.

Протон ва нейтронлар хусусий магнит моментларга ҳам эга, уларнинг қийматлари қуйидагича:

$$\begin{aligned} \mu_p &= +2,79 \mu_N, \\ \mu_n &= -1,91 \mu_N. \end{aligned} \quad (9.2)$$

Бу ифодадаги  $\mu_N$  ядролар ва зарраларнинг магнит моментларини ўлчаш учун қўлланиладиган ва *ядровий магнетон* деб аталувчи катталик. Бу тушунча Бор магнетонига қиёсан киритилган. Агар Бор магнетони ифодаси-

нинг махражидаги электрси массаси  $m_e$  ўрнига протон массаси  $m_p$  ни қўйсақ, ядровий магнетоннинг ифодаси ҳосил бўлади:

$$\mu_j = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}. \quad (9.3)$$

Энди атом ядросини характерловчи катталиклар билан танишайлик.

Д. И. Менделеев даврий жадвалидаги элементларнинг тартиб номери  $Z$  шу элемент атоми ядросининг зарядини аниқлайди, яъни  $q_j = +Ze$ . Барча ядролар ичида водород атомининг 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 символдан фойдаланиб, символнинг юқориги 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:  ${}_8\text{O}^{16}$ ,  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ ,  ${}_{26}\text{Fe}^{54}$ ,  ${}_{75}\text{Re}^{182}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{235}$ .

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),  ${}_1\text{H}_1^2$  (дейтрий) ва  ${}_1\text{H}_2^3$  (третий). Демак, изотоплар деганда нейтронларининг сонлари билан фарқланувчи айни элемент атомларининг ядроларини тушуниш лозим.

2)  $N$  лари бир хил бўлган ядролар *изотонлар* дейилади. Масалан,  ${}_7\text{N}_8^{15}$ ,  ${}_8\text{O}_8^{16}$ ,  ${}_9\text{F}_8^{17}$ .

3)  $Z$  ва  $N$  лари ҳар хил, лекин  $A = Z + N$  лари бир хил бўлган ядролар *изобарлар* дейилади. Масалан,  ${}_{74}^{181}\text{W}_{107}$ ,  ${}_{75}^{181}\text{Re}_{106}$ ,  ${}_{76}^{181}\text{Os}_{105}$ ,  ${}_{77}^{181}\text{Ir}_{104}$ .

*Ядроларнинг импулс моментлари* (ёки оддийгина спинлари) ядро таркибига кирувчи нуклонларнинг орбитал ва хусусий моментларининг вектор йиғиндиси 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 юритилади) 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  $\text{H}^2$  (дейтерий) ядроси устида мулоҳаза юритайлик.  $\text{H}^2$  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

$$\mu_{\text{H}^2} = \mu_p + \mu_n = (2,79 - 1,91\mu_{\text{Я}}) = 0,88\mu_{\text{Я}}$$

бўлиши лозим эди. Тажрибаларда эса дейтерийнинг магнит momenti  $0,86\mu_{\text{Я}}$  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:

$$R_{\text{Я}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м.}$$



Ядро жисмининг зичлигини эса тақрибий равишда қўйи-  
дагича аниқлаш мумкин:

$$\rho_{\text{я}} = \frac{m_{\text{я}}}{V_{\text{я}}} = \frac{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{4}{3} \pi R_{\text{я}}^3 \text{ м}^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Демак, ядро жисмининг зичлиги ядро таркибидаги нуклонлар сонига боғлиқ эмас. Унинг қиймати шу қадар каттаки, ядро 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 қўйидагича мулоҳаза юритишимиз мумкин. Ядро таркибидаги икки протон орасида, Кулон қонунига асосан, миқдори

$$F_{\text{к}} = \frac{e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34 \text{ Н}$$

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 ядро-даги 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

$$F_{\text{гп}} = \gamma \frac{m_{\text{п}} \cdot m_{\text{п}}}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} \text{ Н}$$

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 қўйидагилар иборат:

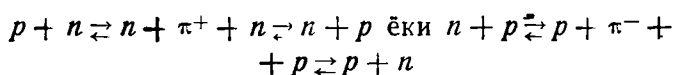
1) нуклонлар орасидаги масофа  $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$  м бўлганда ядровий кучлар тортишиш характериға,  $r < 1 \cdot 10^{-15}$  м масофаларда эса итаришиш характериға эга бўлади.  $r > 2 \cdot 10^{-15}$  м масофаларда ядровий кучларнинг таъсири деярли сезилмайди;

4) ядровий кучларнинг таъсирлашадиган нуклонларнинг зарядли ёхуд зарядсиз бўлишига 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 йўналишига 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  $H^2$  ни ҳосил қилмайди;

4) ядровий кучлар тўйиниш хусусиятига эга, яъни ҳар бир нуклон ядрогаги 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 қилиб 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 дасимо алмашиб туриш воситасида боғланган бўлади.

Ҳақиқатан, замонавий тасаввурларга асосан, ядрогаги 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 нейтрон ютади ва у протонга айланади. Бу жараёнини 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:

$$p + n \rightleftharpoons p + \pi^0 + n \rightleftharpoons p + n.$$

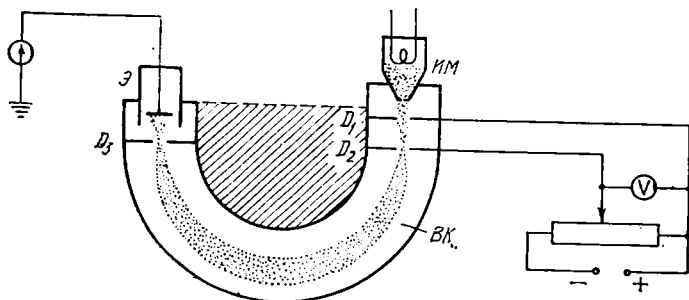
Протон ва протон ёки нейтрон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсир ҳам  $\pi^0$  воситачилигида ўтади:

$$p + p \rightleftharpoons p + \pi^0 + p \rightleftharpoons p + p \text{ ёки } n + n \rightleftharpoons n + \pi^0 + n \rightleftharpoons n + n.$$

Шундай қилиб, нуклонлар доимо мезон чиқариб ва ютиб туради, яъни улар мезонлар булути билан қопланган бўлади. 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  $\mu_p$  га эмас, балки каттароқ қийматга, яъни  $2,79 \mu_n$  га тенг.

### 3-§. Ядро массаси ва бэғланиш ]энергияси

Турли элементлар изотопларининг массалари *масс-спектрометр* деб аталувчи қурилмалар ёрдамида етарлича аниқлик билан ўлчанади. Масс-спектрометрларнинг тузилиши 9.1-расмда тасвирланган. Ион манбаида (ИМ) жисм атомлари мусбат зарядланган ионларга айлантирилади. Сўнгра  $D_1$  ва  $D_2$  тирқишли тўсиқлар орали-



9.1- расм.

ғида  $q$  зарядли ионлар  $qU$  энергиягача тезлатилади, яъни вакуум камерага ( $БК$ ) кираётган ионлар учун

$$\frac{mv^2}{2} = qU \quad (9.5)$$

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 қочирма куч индукцияси  $B$  бўлган магнит майдон томонидан таъсир этувчи лорентц кучига тенг, яъни

$$\frac{mv^2}{R} = qvB. \quad (9.6)$$

(9.5) ва (9.6) тенгламаларни бирга ечсак,

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \quad (9.7)$$

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 токининг қийматини кескин ошишига сабаб бўлади. (9.7) ифодадан фойдаланиб ион массаси аниқланади. Ядро массаси ҳақида ахборот олиш учун ион массасидан унинг таркибдаги барча электронлар массаларини айириш керак, албатта. Массаспектрометрлар ёрдамида олинган маълумотлар шуни кўрсатадики, *ядронинг массаси унинг таркибидаги нуклонлар массаларининг йиғиндисидан кичик*. Масалан,  $He^4$  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,  $He^4$  ядросининг массаси унинг таркибидаги нуклонларнинг умумий массасидан  $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{He^4} = (4,031882 - 4,001523)$  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 мурожа-

ат қиламиз. Бу принципнинг таъкидлашича, агар система бирор  $\Delta W$  энергия йўқотса ёки қўшиб олса, унинг массаси

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (9.8)$$

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, (9.8) 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.

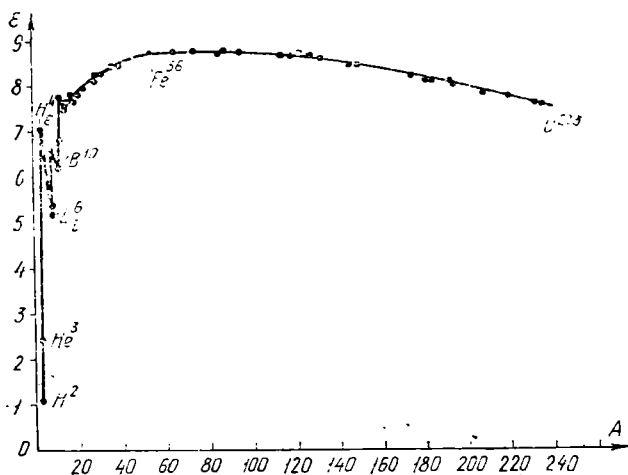
Умуман, физикада (химияда ҳам) боғланиш энергияси деганда шу боғланишни бутунлай бузиш учун бажарилиши лозим бўладиган иш тушунилади. Хусусан, *ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергияси — ядрони ташкил этувчи нуклонларга бутунлай ажратиш учун сарфланадиган энергиядир. Унинг қиймати қуйидагича аниқланади:*

$$W_{\sigma} = (Zm_p + Nm_n - m_n)c^2. \quad (9.9)$$

Ядро боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига нисбати, яъни

$$\epsilon = \frac{W_{\sigma}}{A} \quad (9.10)$$

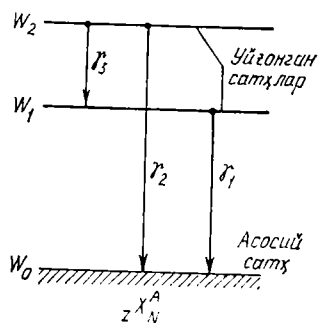
катталиқ *ядродаги нуклон боғланишининг ўртача энергияси* деб аталади.  $\epsilon$  нинг қиймати қанчалик катта бўлса, нуклонни ядродан ажратиш учун шунчалик кўпроқ энергия сарфлаш керак бўлади. Бу эса ўз навбатида ядронинг мустаҳкамроқ эканлигини билдиради.  $\epsilon$  нинг турли ядролар учун қийматлари 9.2-расмда тасвирланган. Абсцисса ўқи бўйлаб ядроларнинг масса сони  $A$  жойлаштирилган. Расмдан кўринишича,  $A = 50 + 60$  да  $\epsilon$  нинг қиймати максимумга ( $\sim 8,8$  МэВ) эришади. Энг кичик қиймат эса  $H^2$  мисолида ( $\sim 1$  МэВ) кузатилади. Масса сони 3 га тенг бўлган  $H^3$  ва  $He^3$



9.2- расм.

ядролари учун  $\epsilon \approx 2,5$  МэВ. Лекин  $\text{He}^4$  ядросида  $\epsilon$  нинг қиймати 7 МэВ га етади. Шунинг учун ҳам  $\text{He}^4$  жуда мустаҳкам ядро сифатида намоён бўлади. Умуман, Менделеев даврий жадвалининг ўрта қисмидаги элементлар ядролари, яъни  $40 < A < 120$  билан характерланувчи ядроларда нуклонлар ядро билан мустаҳкам боғланган. Нуклонлар сони янада ошган сари  $\epsilon$  нинг қиймати камайиб боради. Масалан, уран учун  $\epsilon$  нинг  $A$  га боғлиқлик графигидаги  $40 < A < 120$  соҳани деярли горизонтал бўлишини ядровий кучларнинг тўйиниш хусусияти билан тушунтирилади, яъни ядродаги 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 ядродаги барча нуклонлар билан таъсирлашади. Бу эса ўз навбатида  $\epsilon$  нинг қийматини ядродаги нуклонлар сонига деярли пропорционал ўзгаришига сабаб бўлади. Графикнинг оғир ядроларга мос соҳада пасайишини ядродаги 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 ядродаги 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* ҳарактерлайди. Шунинг учун ядро боғланиш энергиясининг мумкин бўлган  $W_i > W_0$  қийматлари айни ядронинг энергетик сатҳларини ифодалайди. 9.3- расмда ядронинг асосий ва уйғонган энергетик сатҳлари тасвирланган.



9.3- расм.

Ядро бир уйғонган ҳолатдан қуйроқ уйғонган ҳолатга ёки асосий ҳолатга ўтганда электромагнит нурланиш чиқаради. Бу нурланиш *гамма-квант* ёки *гамма-нур* (γ деб белгиланади) деб аталади. Чиқариладиган γ-нурларнинг энергияси ядронинг бошланғич ва охириги ҳолатларини ҳарактерловчи энергетик сатҳлар фарқига тенг. Масалан, 9.3- 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 қуйроқ 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, ҳазони ионлаштирган. Кейинчалик, радиоактивлик ҳодисасини ўрганишга бир қатор олимлар, айниқса Пьер Кюри ва унинг рафиқаси Мария Кюри – Складовская катта ҳисса қўшдилар. Умуман, *радиоак-*

*тивлик ҳодисасида химиявий элементнинг беқарор изотоплари элементар зарралар ёхуд 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 емириляётган изотопларни табиий шароитларда учраши ёки учрамаслигида, холос. Радиоактивлик ҳодисаси туфайли радиосактив ядролар емирилиб, борган сари камайиб боради. Радиоактив емирилиш

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9.11)$$

қонун бўйича 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 катталиқ. Кўпинча  $\lambda$  ўрнига ярим емирилиш даври ( $\tau$ ) деб аталадиган катталикдан фойдаланилади:  $\lambda$  ва  $\tau$  лар орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$\lambda \tau = \ln 2 = 0,693. \quad (9.12)$$

*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 таъшқи шароитларга (температура, босим, магнит ёки электр майдонларнинг таъсирига) ва радиоактив ядроларни қандай химиявий бирикмалар таркибида эканлигига боғлиқ эмас.  $\tau$  нинг қийматлари турли радиосактив ядролар учун турлича, масалан, секунднинг улушларидан миллион йилларгача бўлиши мумкин.

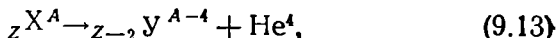
Таркибида радиоактив ядролар мавжуд бўлган моддаларни *радиоактив манбалар* ёки *препаратлар* дейилади. Радиоактив препаратнинг характеристикаси сифатида препарат активлиги деган физик катталикдан фойдаланилади. *Радиоактив препаратнинг активлиги бирлик вақтда содир бўладиган емирилишлар сонини ифодалайди.* Унинг СИ даги бирлиги беккерель (Бк). 1 секунд давомида 1 емирилиш содир бўладиган радиоактив препаратнинг активлиги 1 беккерель бўлади. Ядро физикасига онд 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 бирликларда (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 birlikка, масса сони эса тўрт birlikка кичик бўлган ядрога айланади.  $\alpha$ -емирилиш схематик тарзда қуйидагича ёзилиши мумкин:

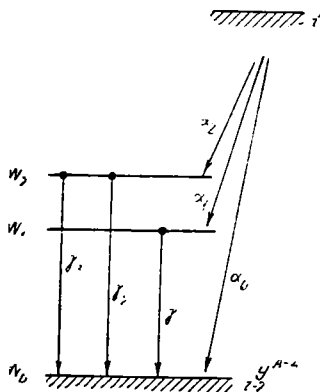


бунда  $X$ —емирилайётган (она) ядронинг химиявий симболи,  $Y$ — емирилиш туфайли вужудга келган (бола) ядронинг химиявий симболи.  $\alpha$ -емирилишни энергетик нуқтаи назардан муҳокама қилайлик. Олдинги параграфда ядро унинг таркибидаги барча нуклонларга nisbatan боғланиш энергияси ҳақида мулоҳаза юритгандик. Худди шундай мулоҳазаларни барча нуклонларга nisbatan эмас, балки унинг таркибий қисмларига nisbatan юритиш мумкин. Масалан,  ${}_Z X^A$  ядроси  $\alpha$ -зарра ( $\text{He}^4$ ) ва  ${}_{Z-2} Y^{A-4}$  ядродан ташкил топган деб ҳисоблаш мумкин. Бу икки ташкил этувчига nisbatan ядронинг боғланиш энергиясининг қиймати

$$\epsilon_\alpha = [m({}_{Z-2} Y^{A-4}) + m({}_2 \text{He}^4) - m({}_Z X^A)] c^2 \quad (9.14)$$

бўлади. Агар  $\epsilon_\alpha > 0$  бўлса,  ${}_Z X^A$  ядродан  $\alpha$ -зарра ажралиб чиқмайди.  ${}_Z X^A$  ядродан  $\alpha$ -заррани ажратиш учун миқдори  $\epsilon_\alpha$  га тенг энергия сарфлаш керак. Аксинча,

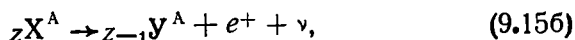
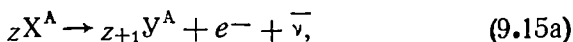
$\epsilon_\alpha < 0$  бўлганда,  ${}_Z X^A$  ядро ўз-ўзидан  $\alpha$ -зарра ва  ${}_{Z-2} Y^{A-4}$  ядрога ажралади. Бу жараёнда  $|\epsilon_\alpha|$  га тенг энергия ҳам ажралади, у  $\alpha$ -зарра ва  ${}_{Z-2} Y^{A-4}$  ядролар орасида тақсимланади.  $\alpha$ -емирилишнинг шартли схемаси 9.4-расмда 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 чи-



9.4- расм.

Ҷариш воситасида бола ядро уйғонган ҳолатдан асо-  
ий ҳолатга ўтади.

*Бета-емирилиш.* Бета-емирилишнинг уч тури  
мавжуд:  $\beta^-$ -емирилиш;  $\beta^+$ -емирилиш; электрон  
ютиш. Уларнинг схемаси қуйидагича ёзилади:



Бу схемалардан кўринишича,  $\beta^-$ -емирилишда ядро-  
дан электрон ажралиб чиқади,  $\beta^+$ -емирилишда эса по-  
зитрон ажралиб чиқади. Электрон, позитрон . . . Ахир  
ядро протон ва нейтронлардан ташкил топган бўлса,  
электрон ёки позитрон қаердан олинади?—деган савол  
гуғилади. Бу саволга жавоб қуйидагича.  $\beta^-$ -емирилиш-  
ларнинг учала турида ҳам ядронинг масса сони ўзгар-  
майди. Лекин ядро заряди бир бирликка ўзгаради.  
 $\beta^-$ -емирилишда ядрогаги битта нейтрон



схема бўйича протонга айланади.  $\beta^+$ -емирилишда эса,  
аксинча, битта протон нейтронга айланади:



$\beta^-$ -емирилишнинг учинчи турида, яъни электрон ютиш  
жараёнида ядро электрон қобиқдаги (асосан  $K$ -қобиқ-  
даги) электронни ютади. Бу электрон ядрогаги бирор  
протон билан қўшилиб қуйидаги



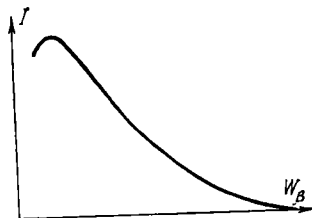
схема бўйича нейтронга айланади.

(9.15) ва (9.16) 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 киритилади.

1)  $\beta^-$ -зарраларнинг энергетик спектри дискрет эмас,  
балки узлуксиз бўлиб чиқди (9.5-расм).  $\beta^-$ -зарраларнинг  
энергиялари жуда кичик миқдордан айни 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. Ик-

кинчи томондан, протон, нейтрон ва  $\beta$ -зарра (электрон ёки позитрон) нинг спини  $1/2$  га тенг. Демак, импульс моменти нинг сақланиш қонуни бажарилиши учун  $\beta$ -емирилиш жараёнида  $\beta$ -заррадан ташқари спини  $1/2$  га тенг бўлган яна бир зарра чиқарилиши



9.4- расм.

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. Юқориде баён этилган  $\beta$ -зарралар спектрининг узлуксизлиги ҳам шу зарралар мавжудлиги билан боғлиқ: электрон (ёки позитрон) ва антинейтрино (ёки нейтрино) энергияларининг йиғиндиси айни 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 бўлақларга ажралади. Бу бўлақлар, 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 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 йўқотадилар. 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. Жисмнинг ионланиш даражасини ва жисм ютган энергияни характерлаш учун қуйидаги катталиклардан фойдаланилади:

1. *Ионловчи нурларнинг ютилган дозаси*—нурланилаётган жисмнинг бирлик массаси томонидан ютилган ионловчи нурланиш энергияси. Унинг СИ даги ўлчов бирлиги—грей (Гр). Нурланаётган жисмнинг 1 кг массасига ионловчи нурланишнинг 1 Ж энергияси берилганда ютилган доза 1 Гр 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 ҳарфларида олинган. Керма ҳам *грей* (Гр) ларда ўлчанади. Лекин керма ва ютилган доза бир-биридан фарқ қилувчи физик катталиклардир. Бу фарқнинг муҳияти 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 ионлаштирмайди, балки жисм атоми ёки атомнинг 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 катталиқ 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 орган нурланилганда вужудга келадиган ёмон (салбий) оқибатларнинг ўлчамидир. 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. Улардан СИ даги бирликларга қуйидаги муносабатлардан фойдаланиб ўтиш мумкин:

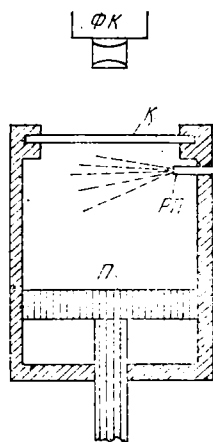
$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр};$$

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}};$$

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Зв}.$$

Энди ядровий нурланишларни қайд қилиш учун қўлланиладиган баъзи қурилмалар билан танишайлик.

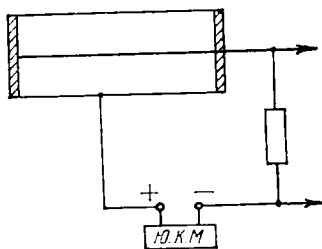
*Вильсон камераси* (9.6-расм) цилиндрсимон ҳажмдан иборат бўлиб, унинг юқоридаги Қ қопқоғи шаффоф жисмдан ясалган. Камерада ҳаво ва сув бугининг аралашмаси бор. Радиоактив препарат РП дан чиқаётган ядровий нурланиш йўлида ионлар ҳосил бўлади. Агар



9.6- расм.

Л поршенни ҳаракатга келтириш йўли билан камера ҳажмини кескин орттирсак, температура паса-йиб кетади ва ҳар бир ион атрофида сув буғлари томчилар сифатида конденсацияланади. Ионлар атрофида вужудга келган барча томчилар биргаликда зарра траекторияси бўйлаб чўзилган чизиқча шаклини ҳосил қилади. Бу чизиқчани зарранинг треки (изи) деб аталади. Камера юқорисидаги фотокамера *ФК* ёрдамида бу трекарнинг 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 трекари 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 счётчигида* (9.7-расм) цилиндрсимон металл найчанинг икки асоси герметик равишда беркитилади. Найчанинг ўқи бўйлаб ингичка сим ўтқазилади. Сим ва найча (улар бири-бирдан изоляцияланган, албатта) счётчикнинг электродлари вазифасини ўтайди. 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.



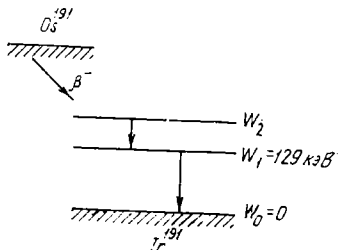
9.7- расм.

Қалин қатламли фотоэмуьсияларда зарралар изини

фотосуратга олиш мумкин. Тез ҳаракатланаётган зарра фотоэмульсия (фотоэмульсия—желатинанинг сувли эритмасидаги Ag Br кристалчаларидир) молекулаларини ионлаштиради ва унинг кристалчаларини қорайтиради. Зарранинг фотоэмульсияда қолдирган изининг қалинлиги ва узунлигига қараб унинг энергиясини ва бошқа характеристикаларини аниқлаш мумкин. Фотоэмульсиялар усулидан, юқори энергияли зарраларнинг реакциядан кейинги учуш манзарасини қайд қилишда, янги элементар зарраларни ўрганишда ва космик фазони тадқиқот қилишда кенг фойдаланилади.

## 6-§. Мёссбауэр эффекти

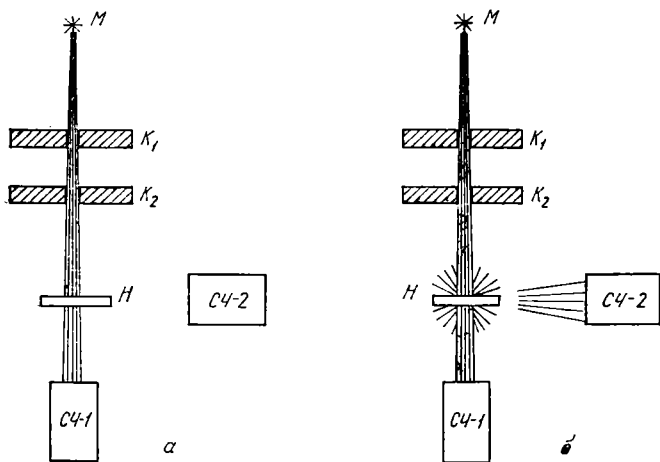
Ядро уйғотилган  $W_1$  ҳолатдан асосий ҳолат  $W_0$  га ўтганда энергияси  $\hbar\omega = W_1 - W_0$  бўлган  $\gamma$ -квант чиқаради. Агар ядро худди шу энергияли  $\gamma$ -квантни ютса у асосий ҳолатдан  $W_1$  энергияли уйғонган ҳолатга ўтади.  $\gamma$ -нурланишнинг бундай ютилиши *резонанс ютилиши* дейилади. Резонанс ютилишни кузатиш учун тажрибани қуйидагича амалга ошириш керак.  $\gamma$ -нурланишларнинг манбаи сифатида бирор радиоактив препаратдан фойдаланиш мумкин. Масалан,  $Os^{191}$  ядроси  $\beta^-$ -емирилиш туфайли  $Ir^{191}$  ядросига айланади (9.8-расм). Лекин  $Ir^{191}$  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.



9.8- расм.

$W_1 \rightarrow W_0$  ўтишда вужудга келадиган  $\gamma$ -нурланишдан фойдаланайлик. Бунинг учун  $\gamma$ -нурларни  $Ir^{191}$  атомларидан ташкил топган нишонга йўналтириш керак. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 9.9- расмда тасвирланган.  $M$  манбадан чиқётган  $\gamma$ -нурланишлар  $H$  нишонга  $K_1$  ва  $K_2$  коллиматорлар ёрдамида йўналтирилади. Коллиматор латинча collino (тўғри чизик 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 счётчик  $СЧ-2$  ни жойлаштирайлик. Нишондаги ядроларда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиши рўй бермаган ҳолда (9.9-а расмга қ.)  $СЧ-2$  га  $\gamma$ -квантлар тушмайди. Шунинг учун  $СЧ-2$  га уланган электрон қурилмага электр импульслар келмайди, яъни у санамайди. Биринчи счётчик  $СЧ-1$  эса нишондан ўтиш жараёнида интенсивлиги озгина сусайган  $\gamma$ -квантларни санайди. Нишондаги ядроларда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиш ҳодисаси содир бўлган ҳолда



9.9- расм.

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 нурланишлар барча томонларга (9.9-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 саноқ қанчалик кўпроқ камыйса 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 қийматигина аниқ ( $\Delta W = 0$ ) бўлади, холос. Бошқа барча ҳолатлар энергиясининг қийматларида ноаниқлик мавжуд, яъни  $\Delta W \neq 0$ . Масалан, тажрибада қўлланилаётган  $\text{Ir}^{191}$  ядросининг  $W_1 = 129 \text{ кэВ}$  деб белгиланган ҳолатдаги яшаш давомийлиги  $\Delta t \approx 10^{-10} \text{ с}$ . 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 нөмонохроматиклигига сабаб бўлади. Нөмонохроматиклик ана шу катталиқ билан характерланади ва уни  $\gamma$ -нурланиш чизигининг табиий кенглиги ( $\Gamma$ ) деб номланади. Муҳокама қилинаётган мисолда  $\Gamma \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$ . Мазкур катталиқ  $\gamma$ -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. Буни 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  $W_1 = 129 \text{ кэВ}$  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  $T_n \approx 0,05 \text{ эВ}$  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  $T_n$  қадар кичик, яъни  $W_\gamma = W_1 - T_n$ . Бу  $\gamma$ -квант

нишонга тушганда энергиянинг  $T_n$  га тенг қисми нишон ядросига импульс беришга сарфланади. Натижада нишон ядросини уйғотиш учун қолган энергиянинг қиймати  $W_1 - 2T_n$  га тенг бўлади. Бу эса  $W_1$  энергия билан характерланувчи ҳолатни уйғотишга етарли эмас. Шунинг учун тажрибада  $\gamma$ -нурланшининг 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 совилди. Бундай паст температураларда кристалдаги ядроларнинг иссиқлик тебранишлари шу қадар камайиб кетадики, кристалл парчаси фақат мустақкам 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 кристалга „тепки“ сифатида бериладиган энергияни амалда нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун бундай „музлатилган“ кристалл таркибидаги ядролар чиқараётган  $\gamma$ -нурланишларни деярли монохроматик деб ҳисоблаша 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  $\Gamma/W = 4 \cdot 10^{-11}$ . Нишондаги ядролар худди манбадагилардек „музлатилади“. Натижада нишонга тушаётган  $\gamma$ -нурланиш энергияси ядрони уйғотишга етарли бўлади. Шунинг учун Мёссбауэр амалга оширган тажрибаларда  $\gamma$ -нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилди.

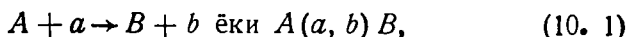
## Х б о б

### ЯДРОВИЙ РЕАКЦИЯЛАР

#### 1-§. Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари

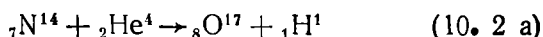
Икки зарра (икки ядро ёки ядро ва зарра) бири бири билан  $10^{-15}$  м лар чамасигача яқинлашганда ядровий кучларнинг таъсири туфайли ўзаро интенсив таъсирлашади, натижада ядровий ўзгаришлар вужуд

га келади. Бу жараѳни 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, энгил ядролар ёки бошқа элементар зарралар бўлиши мумкин.

Биринчи ядровий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. Бунда азотни  $\alpha$ -зарралар билан бомбардимон қилиш нагжасида кислород ва протон ҳосил бўлган. Юқорида баён этилган ядровий реакцияларни ёзиш усулига асосланиб мазкур реакцияни



ёки ихчамроқ



кўринишларда 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 емирилади. Демак, реакция

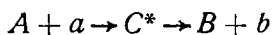


схема бўйича амалга ошади.  $C^*$  ядронинг (бундаги юлдузча ядронинг уйғонган ҳолатини ифодалайди) яшаш давомийлиги анча катта — тахминан  $(10^{-14} + 10^{-15})$  с бўлади. Ядро физикасида ядровий вақт тушунчасидан фойдаланиш одаг бўлган. *Ядровий вақт* деганда энергияси 1 МэВ бўлган нуклон ( $v \sim 10^7$  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 давсмишлиги ядровий вақтдан  $10^6 \div 10^7$  марта катта.

2. *Заррани ядро билан бевосита ўзаро таъсирлашуви тўғайли амалга ошадиган реакциялар.* Мисол тариқасида дейтсн ( $\text{H}^2$ ) ни ядро билан ўзаро таъсирлашувини баён қилайлик. Ядрога яқинлашган дейтоннинг протсини ядро итариб юборади (иккаласининг ҳам заряди мусбат бўлганлиги учун). Дейтоннинг нейтрсини 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 сақланиш қонуларининг бажарилиши аниқланди:

1. Ядровий реакцияга киришувчи зарраларнинг умумий заряди реакцияда вужудга келган зарраларнинг умумий зарядига тенг.

2. Ядровий реакцияга киришадиган 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 кўрсатилган бўлади.

| Ядровий реакция  | Электр заряди           | Нуклонлар сони          |
|--|-------------------------|-------------------------|
| $\text{N}^{14} + \alpha \rightarrow \text{O}^{17} + p$ | $7 + 2 = 8 + 1$         | $14 + 4 = 17 + 1$       |
| $\text{H}^2 + \text{H}^2 \rightarrow \text{He}^4 + n$  | $1 + 1 = 2 + 0$         | $2 + 2 = 3 + 1$         |
| $\text{Li}^7 + p \rightarrow \text{Be}^7 + n$          | $3 + 1 = 4 + 0$         | $7 - 1 = 7 + 1$         |
| $\text{S}^{32} + n \rightarrow \text{P}^{32} + p$      | $16 + 0 = 15 + 1$       | $32 + 1 = 32 + 1$       |
| $\text{Be}^9 + \gamma \rightarrow 2\text{He}^4 + n$    | $4 + 0 = 2 \cdot 2 + 0$ | $9 + 0 = 2 \cdot 4 + 1$ |

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 боғланганлигидадир. Ядровий реакцияни (10. 1) белгилашига амал қилайлик. У ҳолда ядровий реакцияга киришадиган зарраларнинг тинчликдаги массаларини  $m_0$

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 киришадиган зарралар тўлиқ энергияларининг йиғиндиси реакцияда вужудга келган зарралар тўлиқ энергияларининг йиғиндисига тенглигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$m_A c^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b.$$

Мос ҳадларни группаласак, бу ифода қуйидаги

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a)$$

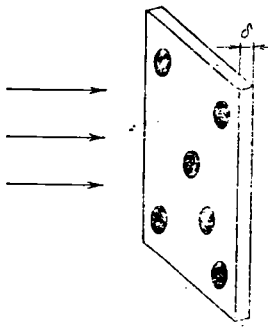
кўринишга келади. Бу тенгликнинг ўнг томони реакция натижасида вужудга келадиган энергия ўзгаришини ифодалайди. Ядровий реакцияда ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган энергияни *реакция энергияси* деб аталади ва одагда,  $Q$  ҳарфи билан белгиланади. У ҳолда

$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a) \quad (10.3)$$

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 киришадиган зарралар кинетик энергиялари ётарлича 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 қўлланиладиган бир жинсли жисм таркибидаги ядролар концентрацияси, яъни бирлик ҳажмдаги ядролар сони  $n$  бўлсин. Нишоннинг қалинлиги  $\delta$  шундай бўлсинки (10.1-расм), ундаги ядролар бир-бирини тўсмасин. Бу



10-1- расм.

даги 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 тўқнашининг эҳтимоллиги шунчалик катта бўлади. У ҳолда нишондаги ядролар билан тўқнашадиган зарралар сони

$$\Delta N = N \sigma' n \delta$$

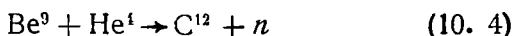
ифода билан аниқланади. Агар  $N = 1$  (яъни нишоннинг бирлик юзига бирлик вақтда битта зарра тушмоқда) ва  $n \delta = 1$  (яъни нишоннинг бирлик юзига мос келувчи ҳажмда биттагина ядро мавжуд) бўлса,  $\Delta N = \sigma'$  бўлиб қолади. Демак, юзи бир бирликка тенг нишон ҳажмида биттагина ядро мавжуд бўлган ҳолда бу нишонга бирлик вақтда битта зарра тушаётган бўлса, унинг ядро билан тўқнашиш эҳтимоллиги миқдоран ядронинг кўндаланг 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 эҳтимоллиги аслида  $\sigma'$  га эмас, балки ундан фарқланувчи  $\sigma$  қийматга эга бўлади. Бу қиймат ядронинг кўндаланг

кесимига эмас, балки қандайдир эффе́ктив кесимга мос келади. Шунинг учун ядровий реакциянинг содир бўлиш эҳтимоллигини эффе́ктив кесим орқали характерлаш одат бўлган. Эффе́ктив кесим  $m^2$  ларда ўлчанади.

## 2-§. Нейтронлар.

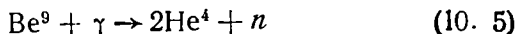
Асримизнинг ўттизинчи йиллари ядро физикаси тарихида шу билан характерлики, бу даврда  $\alpha$ -зарралар таъсирида содир бўладиган реакциялар интенсив равишда ўрганилди. Бу ишда эр-хотин Фредерик ва Ирен (Мария Складовская — Кюрининг қизи) Жолио-Кюриларнинг ҳиссалари ҳам катта. Улар, хусусан, бериллий  $\alpha$ -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  $\alpha$ -зарралар 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 ёза оламиз. Бу реакциядан ханузгача нейтронларнинг ихчамгина манбаи сифатида фойдаланилади. Бундай манбаларни бериллий металига  $\alpha$ -нурланиш чиқарадиган препарат аралаштириб ҳосил қилинади. Масалан, 1 г 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 моно-энергетик нейтронлар ҳосил бўлади. Эркин ҳолатдаги (яъни ядро таркибига кирмаган) нейтрон  $\beta^-$ -радио-актив емирилишга мойил. Унинг ярим емирилиш даври  $\sim 12$  минут. Емирилиш

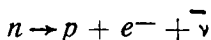


схема бўйича содир бўлади.

Нейтронлар бирор муҳитдан ўтаётганда, муҳит атом ва молекулаларининг электрси қобиклари билан деяр-ли 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 ра-вишда тез ва секин нейтронларга ажратилади:

1) де-Бройль тўлқин узунликлари ( $\lambda = \hbar/m_n v$ ) ядро радиуси  $r_n$  дан кичик бўлган нейтронлар [бунга (0,1 ÷ 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 нейтрон-лар* 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. Берилади-ган энергия ядро ва нейтрон массаларининг нисбатига боғлиқ. Шунинг учун енгил ядролар билан тўқнашганда нейтроннинг энергияси анчагина камаяди. Масалан, тар-кибида сув ( $\text{H}_2\text{O}$ ) бўлган муҳитлар орқали ўтиш жара-ёнида нейтрон протон ( $\text{H}^1$ ) га ўз энергиясининг тахми-нан 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 1 эВ бўлиб қолади. 10.2-расмда тез ней-троннинг сувдаги протонлар билан тўқнашув жараёни-да босиб ўтган йўли тасвирланган. Тажрибаларнинг



кўрсатишича, энергияси  
 $\sim 5 \text{ МэВ}$  ли нейтрон сувда  
 $\sim 0,2 \text{ м}$  чамасидаги масо-  
 фани босиб ўтади, холос.  
 У ҳолда қуйидаги савол  
 туғилиши мумкин: бирор  
 муҳитда ҳаракатланаётган

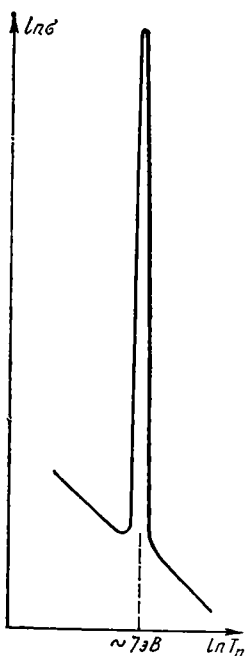


10.2- расм.

нейтроннинг энергияси қачонгача камайиши мумкин? Маълумки, муҳит таркибидаги зарралар доимо иссиқлик ҳаракатда қатнашиб туради. Иссиқлик ҳаракат энергияси ( $\sim kT$ ) муҳит температураси билан аниқланади. Хусусан, хона температураси ( $T \sim 300 \text{ К}$ ) бу энергиянинг қиймати  $0,25 \text{ эВ}$  га тенг. Шу қийматга эришган 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 беради, баъзан эса энергия олади. Энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига тенг бўлган нейтронларни *иссиқлик нейтронлар* 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 ошиши 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 биринчи 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  $100 \text{ кэВ}$  лар чамасида. Шунинг учун бу ҳолларда ноэластик сочилик кузатилади. Бироқ бир неча тўқнашувдан сўнг нейтрон энергияси камайиб кетади. Натижада бу нейтроннинг ядро билан ноэластик тўқнашиши мумкин бўлмай қолади.

Нейтронларнинг характерли хусусиятлари шундаки, улар муҳитда ҳаракатланиши давомида эртароқ ёки кечроқ бирор ядро ичига кириб боради ва ядровий реакцияни амалга оширади. Нейтронлар таъсиридаги



10.3- расм.

ядровий реакцияларда протонлар, дейтонлар,  $\alpha$ - зарралар ва  $\gamma$ - квантлар чиқарилиши мумкин. Вужудга келган ядролар, баъзан, радиоактив бўлади. Оғир ядролар эса нейтронлар таъсирида бўлиниши мумкин. Бундан ташқари барча элементларнинг ядролари томонидан нейтронларнинг, айниқса, иссиқлик нейтронларнинг тутилиши содир бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, муҳитга тушаётган нейтронлар энергиясининг баъзи қийматларида муҳит ядролари томонидан нейтронларни тутилиши жуда интенсивлашиб кетади, яъни мазкур реакция эффектив кесими кескин ошиб кетади. Бу ҳодиса *нейтронларнинг резонанс тутилиши* деб аталади. 10.3- расмда  $U^{238}$  ядроси томонидан нейтронлар тутилиши эффектив кесимининг графиги тасвирланган. Нейтронлар энергиясининг 7 эВ га тенг қийматида резонанс тутилиш ҳодисаси кузатилади. Бунда  $\sigma$  нинг

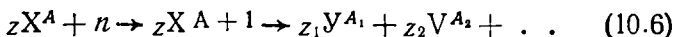
қиймати  $\sim 10^4$  марта ортади, яъни  $4 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$  дан  $2,3 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$  гача ошиб кетади. Демак, кинетик энергияси 7 эВ бўлган нейтрон  $U^{238}$  ядро билан қўшилиши туфайли вужудга келган система (яъни оралиқ  $U^{239}$  ядро) нинг тўлиқ энергияси шу  $U^{239}$  ядронинг уйғонган ҳолатларидан бирининг энергиясига айнан тенг бўлаяпти. Шунинг учун 7 эВ энергияли нейтронларнинг ядро томонидан ютилиш эҳтимоллиги кескин ортиб кетади. Шундай қилиб, нейтронлар электронейтрал зарралар бўлганлиги туфайли улар бевсита муҳитни ионлаштирмайди. 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 ту-

файли зарядли зарралар ва  $\gamma$ -квант чиқиши; г) нейтрон таъсирида ядронинг бўлиниши; д) нейтрон тутилиши туфайли вужудга келган сунъий радиоактивлик. 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 тажрибавий ва назарий изланишлари туфайли нейтронлар билан бомбарди-мон 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 элементлари-га тааллуқли) ядроларни эса бўлиниш парчалари деб аталди.

Бу ҳодисани ядро физикасига оид билимларимиз асосида талқин қилиб кўрайлик. Нейтрон  ${}_0^1\text{X}^A$  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:



Х ядрони У ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан

$$Q = (\epsilon_1 A_1 + \epsilon_2 A_2) - \epsilon A \quad (10.7)$$

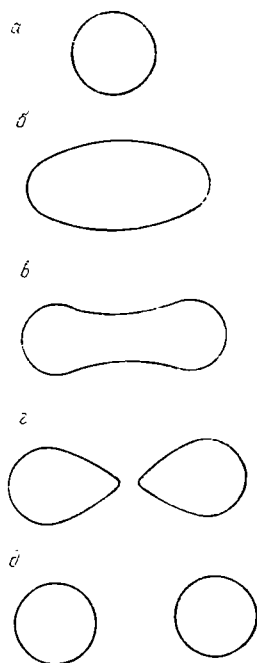
ифоданинг ишорасига боғлиқ. (10.7) да  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon$  лар мос равишда бўлиниш парчалари — У ва V ҳамда X ядролардаги битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Даврий жадвалнинг ўрта қисмидаги элементлар ядролари учун нуклоннинг ядрога боғланиш энергияси (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  $U$  ва  $V$  ядролар орасида тақсимланганлиги учун

$$Z_1 + Z_2 = Z \quad \text{ва} \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (10.8)$$

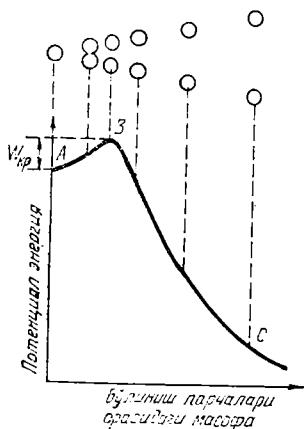
деб ҳисоблаш мумкин. Натижада оғир ядро (масалан  $U^{235}$ ) икки ўртачароқ ядрога ажралганда  $Q \approx A \cdot 0,8$  МэВ энергия ажралиши лозим, деган хулосага келамиз. Қизиғи шундаки, (10.7) ифода асосида ҳисоблашлар масса сони 100 дан катта бўлган барча ядролар учун  $Q$  нинг ишораси мусбат эканлигини кўрсатди. Демак, назарий жиҳатдан  $A > 100$  бўлган ядролар ўз-ўзидан, яъни спонтан бўлиниши мумкин. У ҳолда нима учун спонтан бўлиниш фақат оғир ядроларда кузатилади? Ҳақиқатан, спонтан разишда оғир ядрони икки ўртачароқ ядрога ажралиши элементлар даврий жадвалининг охиридаги баъзи ядроларда совет физиклари Г. Н. Флеров ва К. А. Петржаклар томонидан кузатилди. Лекин спонтан бўлинишнинг тажрибага аниқланган эҳтимоллиги жуда кичик, яъни ярим емирилиш даври ниҳоят катта. Масалан, уран учун  $0,8 \cdot 10^{16}$  йилга тенг. Демак, юқоридаги саволни қуйидагича 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 (10.4- 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 энер-

гияларининг 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 энергияси ядрога 10.4-в расмда тасвирлангандек гантелсимон шаклни 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,



10.4- расм.

аксинча итаришиш характерига эга. Шунинг учун бу ҳолда ядровий кучлар ядрони бўлинишига кўмаклашади. 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 10.5-расмда тасвирланган бўлиниш парчаларининг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг бўлиниш парчалари орасидаги масофага боғлиқлигини ифодаловчи график ёрдамида тавсиф этайлик. Бўлиниш парчалари бир-бирдан 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 яқин-



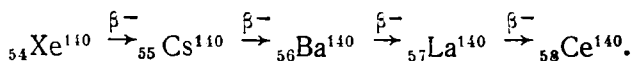
10.5- расм.

да бўлган ҳолларга, яъни ядронинг бўлинмаган вазиятларига мос келади (графикнинг устки қисмида бўлиниш парчаларининг вазиятлари тасвирланган). Графикнинг A 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. Массалан,  $A \approx 100$  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 олмайдилар, 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 қидирайлик. Бунинг учун ядролар тузилишидаги қуйидаги қонуни-

лашган сари уларнинг ўзаро итаришиш потенциал энергияси ҳам ортиб боради. Графикнинг бундай ўзгариши бўлиниш парчалари бир-бирига тегадиган даражада яқинлашгунча (расмдаги B нуқтагача) давом этади. Бундай масофаларда, энди, нуклонлар орасида таъсир этувчи ядровий кучлар ўзларининг тортишиш табиати ни намоён қила бошлайди. Янада қисқа масофаларда ядровий кучлар кулон итаришиш кучларидан устунлик қилади. Натижада потенциал энергия кама бошлайди. Графикнинг бу соҳаси парчалар ядро таркиби-

ятга 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 саъи 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 маъкур 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 чиқариб нейтрон протонга айланади. Натижада парча-ядронинг заряди 1 га ортади, нейтронларнинг сони эса 1 га камаяди. Лекин бу ядрода ҳам нейтронлар ортиқча бўлиши мумкин. У ҳолда бу ядрода яна  $\beta^-$  емирилиш содир бўлади. Фақат охириги ядродаги  $N/Z$  нисбат барқарорлик (стабиллик) шартига жазоб берадиган шартни қанъатлангиргандагина  $\beta^-$ -емирилишлар занжири тўхтайди. Масалан, ураниннг бўлиниши туфайли ҳосил бўлган бўлиниш парчаларидан бири —  $He^{140}$  нинг  $\beta^-$ -емирилиш занжири қуйидагича:



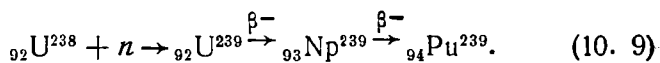
Юқорида  $He^{140}$  ядросини уран ядросининг бўлиниши туфайли вужудга келадиган парчалардан бири деб атадик. Бундай дейишимизнинг сабаби шундаки, ураниннг 60 га яқин бўлиниши кузатилади. Улар ичида бўлиниш парчаларининг масса сонлари нисбати  $A_1/A_2$  нинг  $2/3$  га яқин бўлганлари эса катта эҳтимоллик билан амалга ошади.

#### 4-§. Занжир реакция. Реакторлар

$U^{235}$  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 намоен 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 миллиснлаб 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 дсна 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 сони ниҳоят тез ортиб боради. Баён этилган тарзда ривожланадиган процесс — занжир реакциядир. Ҳисобларнинг кўрсатишича, биринчи ядро бўлинганидан 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 бешқа 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 ривсжланмайди. Демак, занжир реакция ривсжланиши учун ядронинг бўлиниши туфайли

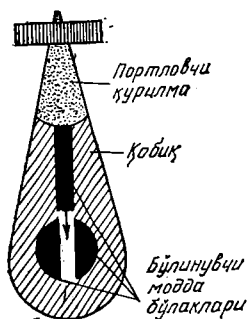


ҳосил бўлган нейтронларнинг ўрта ҳисобда биттадан ортиғи янги бўлинишни вужудга келтириши шарт. Умуман, занжир реакциянинг ривожланиш тезлиги *кўпайиш коэффициентини*  $K_k$  нинг қиймати билан характерланади. Кўпайиш коэффициенти — бирор авлод бўлинишларида вужудга келган нейтронлар сонини ундан олдинги 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 коэффициентининг қийматига таъсир этувчи факторларларни ўзгартириш йўли билан занжир реакция тезлигини босқариш мумкин. Занжир реакцияларда уран ёки плутонийнинг изотопларидан фойдаланилади. Масалан, табиий 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 тугтилади 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 қийматлари ( $\nu$ ) мсс равишда 2,46 ва 2,90 га тенг. Демак,  $U^{235}$  ёки  $Pu^{239}$  ядроларидан фойдаланиб занжир реакцияни амалга ошириш учун имкониётлар 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 ошиши 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



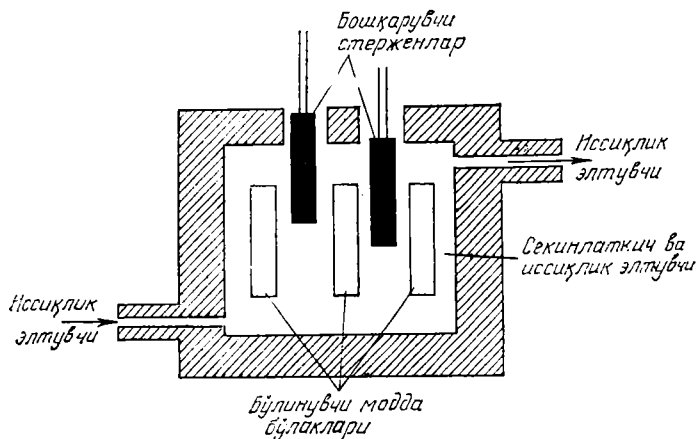
10.6- расм.

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 ошиши атом бомбанинг портлаш жараёнида содир бўлади. Атом бомбанинг тузилиши схематик тарзда 10.6-расмда тасвирланган. Унда бўлинувчи модда икки ёки кўпроқ бўлак-

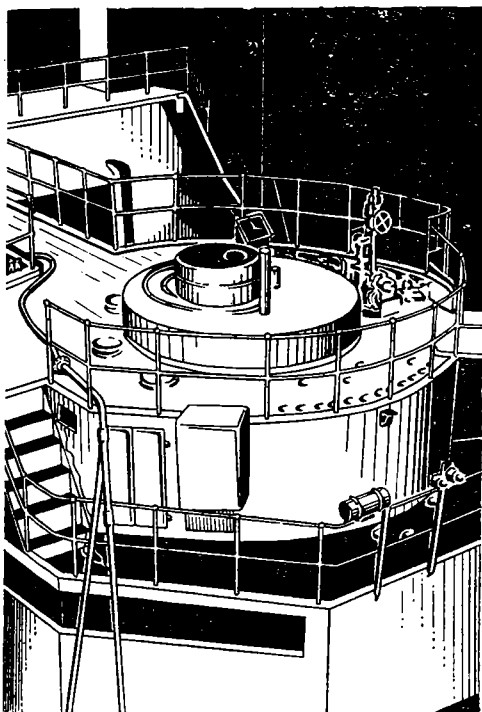
лар тарзида тайёрланади. Бу бўлакларнинг умумий массаси критик массадан катта, лекин ҳар бўлакнинг массаси критик массадан кичик. Шунинг учун ҳар бўлакнинг ўзида бўлиниш занжир реакцияси ривожланмайди. Бомбага жойлаштирилган оддий портловчи қурилма портлаганида мазкур бўлаклар қўшилиб, занжир реакцияни амалга ошишига шароит яратилади. Бўлиниш реакциясини бошлаб бериш учун керак бўладиган биринчи нейтронлар эса бўлинувчи модда ичида доимо „адашиб“ юрган бўлади. Масалан, массаси 1кг бўлган уранда спонтан бўлиниш туфайли секундига 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 ниҳоят даражада катта энергия ажралиб чиққанлиги учун портлаш зонасида иссиқлик бир неча миллион градусга етади. Бундай иссиқлик таъсирида портлаш зонасидаги моддалар буғга айланади. Ўта 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 қув-

вати орта бошлайди. Керакли қувватга эришилганда  $K_{\text{eff}}$  нинг қийматини айнан 1 га тенг қилиб туриш имконияти бўлиши керак. Бу ҳолда занжир реакция ўзгармас тезлик билан давом этади, натижада реактор *стационар режимда* 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 моддадир. 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 айлантирилади. Одатда, секинлаткичлар сифатида графит ёки оғир сув ( $D_2O$ ) дан, баъзан эса оддий сув ( $H_2O$ ) дан ҳам фойдаланилади. 10. 7-расмда реактор актив зонасининг соддалаштирилган схемаси тасвирланган. Реакторнинг актив зонаси секинлаткич билан тўлдирилган. Секинлаткич ичига стержень ёки пластинка шаклида бўлинувчи модда бўлаклари жойлаштирилади. Занжир реакция тезлигини бошқарувчи стерженьлар ёрдамида ўзгартириш мумкин. Бу стерженьлар нейтронларни интенсив равишда ютадиган материаллар (масалан, бор ёки кадмий) дан тайёрланади. Бошқарувчи стерженьларнинг кўпроқ ёки камроқ қисмини актив зона



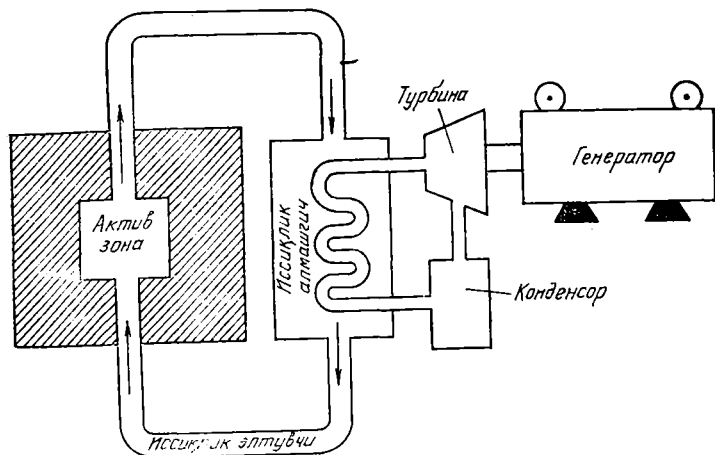
10.7-расм.



10.8- расм.

ичига киритиш йўли билан  $K_k$  нинг қийматини ўзгартиришга эришилади. Стациснар режимда ишлаётган реакторнинг актив зонасидаги нейтронлар сони нормадан озгина четга чиқиши (яъни  $K_k$  нинг қиймати 1 дан озгина фарқланиши) биланқ махсус автоматик қурилма бошқарувчи стерженларни керакли томонга силжитади. 10.8- расмда Ўзбекистон Фанлар Академиясининг ядро физикаси институтида илмий-тадқиқот мақсадларида фойдаланилаётган ядровий реакторнинг тасвири келтирилган.

Ядровий энергиядан фойдаланишга асосланган қурилмаларнинг асосий қисми ядровий реактордир. Мисол тариқасида атом электр стан ия (АЭС) нинг ишлаш принципи билан танишайлик. Занжир бўлиниш реакциясида ажралаётган энергия актив зонани айланиб юрадиган (10.9- расмга қ.) иссиқлик элтувчига ўтади. Иссиқлик элтувчи бу энергияни иссиқлик алмашгич-

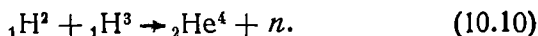


10.9- расм.

даги сувга беради, натижада сув бугга айланади. Буг эса ўз навбатида генераторнинг таркибий қисми бўлган турбинани ҳаракатга келтиради. Турбинадан ўтган буг конденсорда сувга айланиб, яна иссиқлик алмашгычга боради. Шу тарзда ядровий энергия электр энергияга айлантирилади.

## 5-§. Термойдровий реакциялар

Ядро боғланиш энергиясининг бир нуклонга мос келувчи қиймати  $\epsilon$  нинг масса сон  $A$  га боғлиқлигини характерловчи график (9.2-расмга қ.) ка назар ташласак, фақат оғир ядроларнинг бўлиниши туфайлигина эмас, балки *жуді энгил ядроларчи бириктириш* (ядролар синтези) *усули билли ҳам ядровий энергиядан фойдаллиниш мумкин*, деган фикрга келамиз. Масалан, дейтерий ва тритийнинг синтезида  $\alpha$ -зарра ва нейтрон ҳосил бўлади, яъни



Мазкур реакциянинг энергиясини (10.3) муносабатга асосланиб ҳисоблайлик:

$$Q = [(m_{\text{H}^2} + m_{\text{H}^3}) - (m_{\text{He}^4} + m_n)] c^2 \approx 17,6 \text{ МэВ}. \quad (10.11)$$

Демак, реакция экзотермик ва унда қатнашаётган ҳар бир нуклонга тўғри келувчи энергия  $\sim 3,5$  МэВ га

тенг. Таққослаш мақсадида  $U^{235}$  нинг бўлинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келувчи улуши  $\sim 0,85$  МэВ лигини эслайлик.

Ядролар синтези амалга ошиши учун улар бири 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  $H^2$  ва  $H^3$  нинг синтез реакциясида ядролар

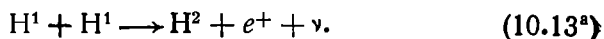
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} \text{ Ж} \approx 0,7 \text{ МэВ} \quad (10.12)$$

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 температурани амалда ҳосил қилиб бўлмайди. Лекин бунчалик юқори температурага ҳожат ҳам бўлмаса керак. Бу фикр қуйидаги икки сабабга асосланади.

1) ихтиёрий  $T$  температурадаги газ молекулалари тезликларининг қиймати Максвелл тақсмотига бўйсунди. Шу сабабли Максвелл тақсмотини характерловчи графикнинг „думи“ га мос келувчи тезликлар билан ҳаракатланадиган 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 ҳам бўлиши мумкин. Шунинг учун  $H^2$  ва  $H^3$  ядроларининг  $\sim 10^7$  К температурада ҳам етарлича интензив 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 хулосага келинган. Қуёш энергияси унинг таркибидаги ядроларнинг синтези, яъни термоядровий реакциялар туфайли ажралади. Бу реакцияларнинг вариантларидан

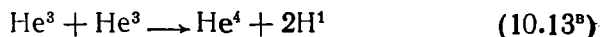
бири протон — протон ( $pp$ ) циклидир. Мазкур цикл-  
даги биринчи реакцияда икки протон бирикиб, дейтон-  
ни ҳосил қилади:



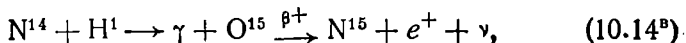
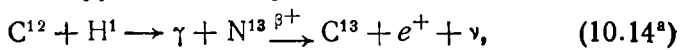
Иккинчи босқичда



реакция амалга ошади. Шундан сўнг

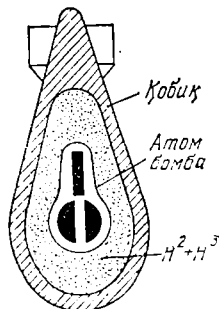


реакцияда гелий ядроси ва икки протон ҳосил бўлади.  
Бундан ташқари Бете томонидан таклиф этилган угле-  
род цикли ҳам амалга ошиши мумкин. Мазкур цикл  
қуйидаги тўрт босқичда ўтади:



Бу циклда ҳам гелий ядроси ҳосил бўлади. Бундан  
ташқари циклнинг биринчи босқичидаги  $C^{12}$  ядроси ҳам  
вужудга келади. У яна янги цикли бошлайди. Бошқа-  
ча қилиб айтганда,  $C^{12}$  ядроси углерод циклида „ядро-  
вий катализатор“ вазифасини ўтайди. Шуни ҳам қайд  
қилмоқ лозимки, углерод цикли  $pp$  — циклга нисбатан  
юқорида температураларда ўтади. Замонавий тасаввур-  
ларга асосан, қуёш энергиясининг манбаи асосан  
 $pp$ -циклдир.

Олимлар сунъий равишда термоядровий реакцияни  
амалга ошириш усулини топдилар. Бунинг учун термо-  
ядровий реакцияда қатнашиши лозим бўлган модда  
(масалан  $H^2$  ва  $H^3$  аралашмаси) ичида  
атом бомба (10.10-расм) портлатил-  
са бас. Атом бомба портлаганда  
ғоят қисқа вақт ичида температу-  
ра  $\sim 10^7$  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 деворла-



10.10- расм.

рига  $U^{238}$  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 бѳмбанинг портлаш қуввати янада ортади.

*Нейтрон бомба* деб аталувчи қуролда эса ядровий синтез реакцияси амалга ошиши 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 коэффициентини  $K_T$  дан фойдаланилади.  $K_T$  — ядровий синтез реакциясида ажраладиган энергиянинг портлаш вақтида ажраладиган умумий энергияга нисбатидир. Нейтрон бомбада  $K_T \approx 0,90 + 0,95$ . 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 тўлқин анчагина кучсиз, лекин нурланиш дозаси ниҳоят кучли бўлади*. Нейтронлар муҳит атомларининг электрон қобиқлари билан бевосита таъсирлашмайди (2-§ га қ.). Лекин муҳит атомларининг ядролари билан таъсирлашуви туфайли зарядли зарралар,  $\gamma$ -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 тўғрисида қуйидаги тажриба етарлича тасаввур беради: маймунлар узоқ вақт давомида кунига олти соатдан чамбарак айлантиришга, ўн минут айлантиригандан кейин беш минут дам олишга ўргатилган. 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 + 132 соат ичида барча маймунлар ҳалок бўлган.

Шуни алоҳида қайд қилмоқ лозимки, қуввати ўн килотонна 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.

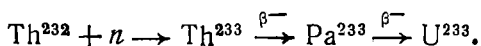
Демак, ядровий синтез реакцияси, ҳозирча, бошқарилмайдиган тарзда амалга оширилиши мумкин. Бошқариладиган термоядровий реакцияни амалга ошириш учун, асосан, икки қийинчиликни енгиш керак. Биринчидан, „термоядровий ёқилғи“ нинг температурасини  $\sim 10^8 \text{K}$  гача қиздириш, яъни Қуёш температурасидан тахминан 10 марта юқори температураларни олиш усулини топиш лозим. Бунчалик 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 кирази ва унга иссиқлик бериб совийди ёки худди водород бомба мисолидагидек камерани эритиб юборади. Шунинг учун термоядровий плазмани берк ҳажмда бирор муддат давомида сақлаб туриш муаммоси туғилади. Бу иккинчи қийинчиликдир.

И. Е. Тамм ва унинг ходимлари 1950 йилда плазмани магнит майдон ёрдамида изоляциялаш мумкин, деган фикрни илгари сурдилар. Бу фикрга асосланиб бир талай 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 изла-нишлар ҳам олиб борилмоқда.

## 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.

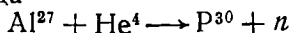
1. *Ядровий энергетика ҳақида.* Ядровий энергия Хиросима ва Нагасаки фожиаларидан сўнг кенг жамонатчиликка аён бўлди. Ядровий энергиядан тинчлик мақсадларида фойдаланиш СССР да 1954 йил июлда биринчи атом электростанцияни ишга тушириш билан бошланди. Ҳозирги вақтда дунёнинг 16 мамлакатида 100 дан ортиқ 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 таъминотида 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 [(10.9) 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 занжир 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 радиоактивликдан фойдаланиш.* 1934 йилда Ирен ва Фредерик Жолио-Кюрилар алюминийни  $\alpha$ -зарралар билан нурладилар. Нурлаш тўхта-тилгандан 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 кузатилган. Ҳозирги вақтда сунъий радиоактивлик ҳосил бўладиган реакциялар яхши ўрганилган. Бу соҳада, айниқса, жисмларни нейтронлар оқими билан нурлаш туфайли (яъни нейтрон реакцияларда) сунъий радиоактивлик 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 аталик) бир хил шароитда реакторда нурлайлик. Маълум муддатдан сўнг, текширилаётган жисм ва контрол модда чиқараётган нурланиш спектрини ўлчаймиз. Бунда аралашма атомларининг нейтрон тутиши туфайли ҳосил бўладиган сунъий радиоактивликнинг хусусиятини ҳисобга олиб,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  худ  $\gamma$ -спектрни ўлчаш мумкин. Мисол учун вужудга келадиган сунъий радиоактивликни характерлайдиган маълум энергияли  $\gamma$ -квантлар интенсивликларини ўлчаш мумкин. Текширилаётган жисм ва контрол модда томонидан чиқарилаётган айна  $\gamma$ -нурланиш интенсивликларини солиштириб, текширилаётган жисмдаги аралашма миқдори ҳақида жуда аниқ маълумот олиш мумкин. Бу усул жисм таркибидаги аралашмани сунъий радиоактивлантиришга асосланганлиги учун уни *радиоактивацион 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

$C^{14}$  ҳосил бўлади, иккинчи томондан радиоактив емирилиш ҳисобига камаяди, натижада атмосферадаги  $C^{14}$  „радиоактив мувозанат“ 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  $C^{14}$  мавжуд ва унинг миқдори атмосферадаги  $C^{14}$  билан мувозанатда бўлади. Лекин ҳаёт тугаши билан организмга  $C^{14}$  нинг қўшилиши ҳам тўхтайди. Бироқ организмда мавжуд бўлган  $C^{14}$  радиоактив емирилишни давом эттиради. Шунинг учун эски ёғоч ёки суяк таркибида янғисига 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 γ-нурланишини қайд қилиш усули билан аниқлаб бўрилади. Касалларда соғлом одамларга нисбатан йодни ўзлаштирилиши тезроқ содир бўлишига асосланиб диагнөз қўйилади. Мазкур усулни ишлаб чиққанликлари учун республикамиз олимлари — Ё. Х. Тўрақулов ва Р. Қ. Ислөмбеков Ленин мукофоти билан тақдирланганлар.

4. Санэатнинг турли соҳаларида гамма-дефектоскопия, технөлогик процессларни контрол қилиш усулларидан фойдаланилмоқда. Бунда қўлланилаётган ядровий нурланишни қайд қилувчи счётчикларни процессни бошқарувчи қурилмаларга улаш йўли билан мазкур процессни автоматик равишда ўзгартириб туришга (яъни коррективровка қилишга) эришилади.

# XI БОБ

## ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

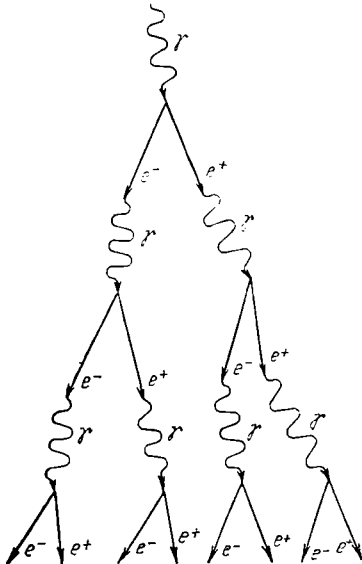
### 1-§. Космик нурлар

Космосдан келаётганлиги учун космик нурлар деб ном олган зарраларни ионизацион 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 электроизоляцион 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 Кольгерстер ҳаво шарлари ёрдамида ионизацион камераларни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариб махсус тажрибалар ўтказдилар. Тажриба натижаларини муҳокама қилиб, улар қуйидаги хулосага келдилар: космик фазодан келаётган 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  $10^{19}$  эВ ва ҳатто ундан ҳам юқори қийматларга эга. Ҳаво шарлари ва ракеталар ёрдамида ионизацион камералар, сўтчиклар, фотозмульсияларни 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

| 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           |
| Sa дан U гача элементлар ядролари | 20 — 92 | 0,5           |

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 унчалик 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 процессда вужудга келган катта энергияли  $\gamma$ -квант атом ядроси билан таъсирлашганда электрон-позитрон жуфт ҳосил бўлади (11. 1-расмга қ).



11.1-расм.

таркибидаги атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётган электрон ёхуд позитрон тормозланиб,  $\gamma$ -квант чиқаради. У эса яна электрон-позитрон жуфтни ҳосил қилади ва ҳоказо. Жаласимон ривожланадиган 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.

Қаттиқ компонента мезонлар оқимидан иборат. Мезонлар космик нурлар қаттиқ компонентасининг жисм билан таъсирлашуви ни 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 (мю-плюс-мезон ва мю-минус-мезон деб ўқилади). Мю-мезон массасининг замонавий қиймати  $m_\mu \approx 207 m_e$ . Мю-мезонлар  $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$  с давр билан

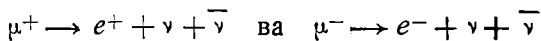


схема бўйича емирилади.

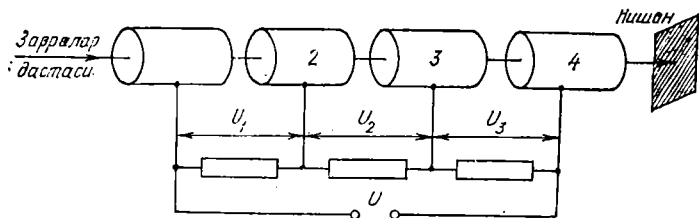
Космик нурларни ўрганиш жараёнида яна бир неча элементар зарралар кашф этилди. Бу зарраларни қайд қилиш учун қалин фотоэмульсияли фотопластинкалар баланд тоғларнинг чўққиларига жойлаштирилади, ёхуд ҳаво шарлари ёрдамида атмосферанинг юқори қатламларига чиқарилади. Фотоэмульсия қатламига кирган космик зарра ўзининг ионловчи таъсири туфайли из қолдиради. Бундан ташқари космик 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 қунт 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;

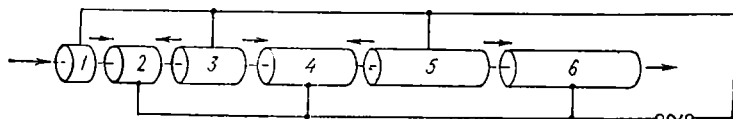


11.2- расм.

2) чизиқли резонанс тезлаткичларда эса зарралар ўзгарувчан юқори частотали майдон таъсирида тезлантилади.

Чизиқли электростатик тезлаткичларда (11.2- расм) ўқлари бир тўғри чизиқ бўйича жойлашган бир неча цилиндрсимон ҳалқалар кетма-кет жойлашган бўлади. Бу ҳалқалар тезлатувчи электродлар вазифасини бажаради. Электродлар потенциалларининг қийматлари ҳалқалар 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.

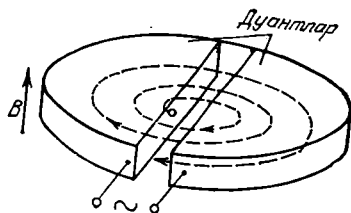
Чизиқли резонанс тезлаткичда тоқ номерли (1, 3, 5, ...) ҳалқалар юқори частотали ўзгарувчан ток генераторининг бир қутби билан, жуфт номерли (2, 4, 6, ...) ҳалқалар эса иккинчи қутби билан уланган (11.3- расм). Ҳалқалар оралиқларидаги электр майдоннинг оний йўналишлари расмда стрелкалар билан кўрсатилган. Ҳалқаларнинг узунликлари шундай танлаб олинадики, натижада зарралар ҳалқаларнинг наватдаги 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 наватдаги оралиғида „турт-



11.3- расм.

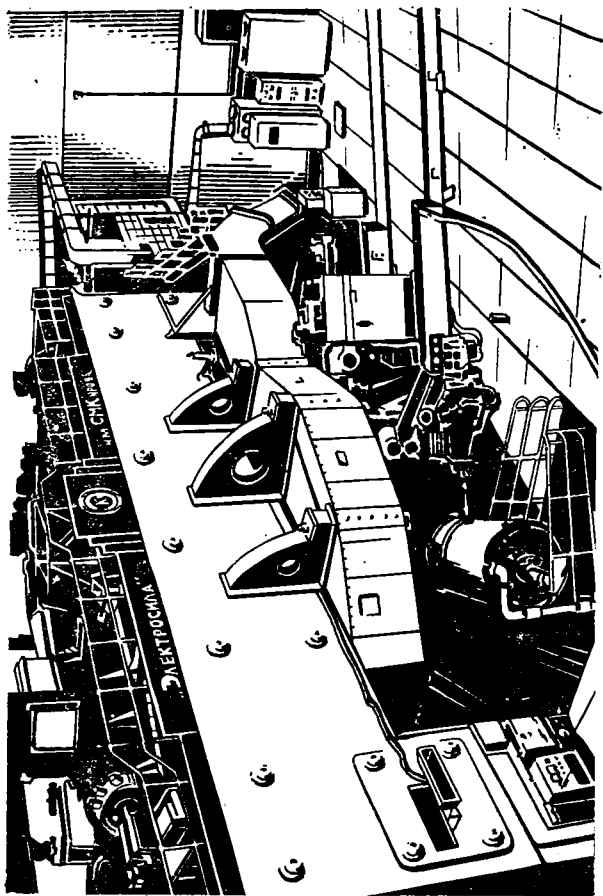


ки\* олаверади. Чизиқли электростатик тезлаткичда заряди бир бирликка тенг бўлган заррани  $eU$  (бунда  $U$  — биринчи воохирги ҳалқалар орасидаги потенциаллар фарқи) энергиягача тезлатиш мумкин. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса айни зарра эришадиган энергиянинг қиймати  $n \cdot eU$  (бунда  $n$  — ҳалқалар сони,  $U$  — генератор кучланиши) га тенг. Шунинг учун электростатик тезлаткичларда зарра эришиши мумкин бўлган энергиянинг қиймати юқори потенциаллар фарқини ҳосил қилиш қийинчилигига дуч келади. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса заррага юқори энергия берилмоқчи 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 тезлантилади (11.4-расмга қ.)



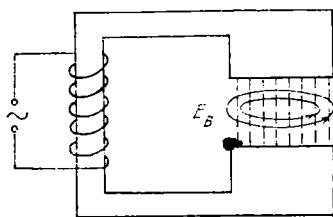
11.4- расм.

ва магнит майдон ёрдамида ярим айланавий траектория бўйича ҳаракатланиб яна тезлантиладиган 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 чегараланган. Бунинг сабаби куйидагидан иборат. Циклотронда магнит майдоннинг катталиги шундай танланадiki, бу майдон таъсирида зарра дуантлар орасидаги ўзгарувчан электр майдоннинг ярим даврига тенг вақт ичида яна дуантлар оралиғига қайтиб келиши керак. Бошқача қилиб 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 тезлатиши лозим бўлган ўзгарувчан электр майдоннинг фазаси  $180^\circ$  га эмас, балки каттароқ қийматга ўзгарган бўлади. Зарранинг баён этилган кечикиши бorgan сари шу қадар катталашиб кетадiki, натижада электр майдон заррани тезлатиш ўрнига унга тэрмозловчи таъсир кўрсатадиган бўлиб қолади.

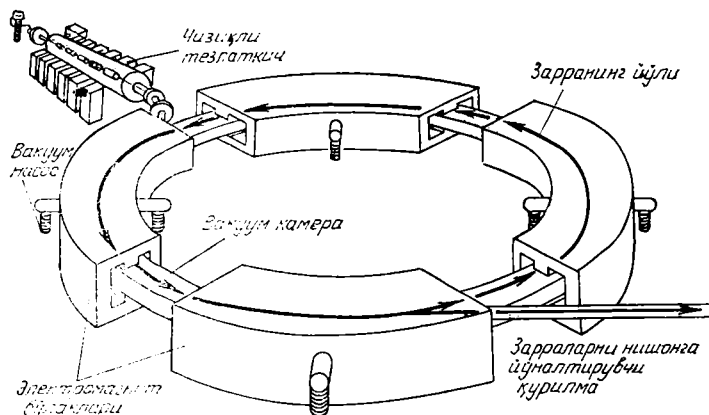


И.5-расм.

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 ортган сари унинг траекторияси спиралсимон равишда кенгайиб боради. Шунинг учун синхроциклотрон ўлчамлари катталашади. Бирлашган ядровий тадқиқотлар институтидаги (Дубна шаҳри) синхроциклотрон (11.5-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 (11.6-расмга қ.). Биринчи чулғам ўзгарувчан ток манбаига уланади. Натижада ўзгарувчан магнит майдон вужудга келади. Магнит майдоннинг ўзгаруви содир бўладиган фазо соҳаларида 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 орбитала бўйича ҳаракатланадиган электронлар бажаради. Бетатрондаги электронларни ҳам тезлатиш чегараси мавжуд. Бунинг моҳияти шундаки, тезланиш билан ҳаракатланаётган электрон электромагнит тўлқин нурлантиради. Шунинг учун электрон бир неча юз МэВ энергиягача тезлатилганда унинг нурланиш сифатида йўқотадиган энергияси сезиларли бўлиб қолади. Натижада электроннинг траекторияси айла-



11.6- расм.



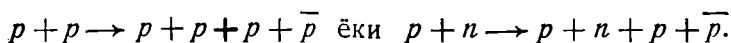
11.7- расм.

на 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 яшадан қутқаради. Бошқача айтганда, электромагнитнинг марказий қисмига ҳожат йўқ. Фақат зарралар ҳаракатланадиган соҳаларда (яъни тороид атрофида) магнит майдон мавжуд бўлиши шарт. Шунинг учун электромагнитни яхлит шаклда эмас, балки бир неча бўлақлардан иборат қилиб яшаш имконияти туғилади (11.7-расмга қ.). Лекин бу бўлақларни жойлаштириш ниҳоят катта аниқлик билан бажарилади. Протонлар, аввал, чизиқли тезлаткичда 50 МэВ гача тезлатилади. Сўнг синхрофазотрон камерасига киритилади. Ўсиб борувчи магнит майдонда бу протонлар айланма орбита бўйлаб ҳаракат қилади. Даври ортиб борадиган электр майдон эса протонларга тезланиш беради. Бу тарзда бир неча ўн ГэВ гача протонларни тезлатишга эришилади.

### 3-§. Элементар зарралар

Замонавий тезлаткичларда зарраларни юқори энергияларгача тезлатиш имконияти элементар зарраларни ўрганишга кенг шароитлар яратиб берди. Хусусан, антипротон ва антинейтронларни кашф этилиши синхрофазотронда юқори энергияли протонлар оқимини ҳосил қилиш билан боғлиқ. Умуман, 1932 йилда электроннинг антизарраси позитрон кузатилгандан сўнг, барча элементар зарраларнинг антизарралари ҳам бўлиши лозим, деган фикр физикада мустақкам ўрин олди. Лекин антипротон 23 йилдан сўнг, яъни 1955 йилда Чемберлен, Сегре, Уиганд ва Ипсилантис амалга оширган тажрибада қайд қилинди. Улар 6 ГэВ гача тезлатилган протонлар билан мис нишонни нурлади-лар. Бунда юқори энергияли протон мис ядросининг таркибидаги бирор нуклон билан таъсирлашади ва қуйидаги реакциялардан бири амалга ошади:



Антипротоннинг электр заряди манфий, хусусий магнит моменти механик моментга тесқари йўналган. Худди электрон ва позитрон каби протон ва антипротон ўзаро аннигиляцияланади. Антипротон нейтрон билан тўқнашганда ҳам аннигиляцияланиши 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 аннигиляцияланиши 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 чизиқча қўйилади. 3-жадвалда зарралар ва уларнинг антизарралари келтирилган.

Жадвалдан кўринишича, барча зарралар тўрт группа шаклида жойлаштирилган. Биринчи группага ўзининг хусусиятлари билан бошқа зарралардан ажралиб турадиган электромагнит майдон кванти—фотон киради, холос. Лептонлар группаси массалари 207

электрон массасидан кичик бўлган енгил зарралардан ташкил топган. Мезонлар группасига кирган зарраларнинг массалари эса лептонлардан оғирроқ, лекин барионлар группасидаги зарралардан енгилроқ. Шунинг учун уларни ўрта массали зарралар группаси деса ҳам бўлади.

Зарраларни группаларга ажратишда уларнинг фақат массалари эмас, балки бошқа хусусиятлари ҳам эътиборга олинган. Масалан, лептонлар ва барионларнинг спинлари  $1/2$  га (смега—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 таъ-

3 - ж а д в а л

| Зарранинг номи      | Белгиси    |                  | Тинчликдаги массаси, МэВ | Яшаш давомийлиги, с     |
|---------------------|------------|------------------|--------------------------|-------------------------|
|                     | зарра      | анти-зарра       |                          |                         |
| 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            | $K^+$      | $K^-$            | 494                      | $1,2 \cdot 10^{-8}$     |
| Ка-ноль-мезон       | $K^0$      | $\bar{K}^0$      | 498                      | $10^{-10} \div 10^{-8}$ |
| Эта-мезон           | $\eta$     |                  | 549                      | $2,4 \cdot 10^{-10}$    |
|                     | Барионлар  |                  |                          |                         |
| Протон              | $p$        | $\bar{p}$        | 938,2                    | барқарор                |
| Нейтрон             | $n$        | $\bar{n}$        | 939,6                    | $0,9 \cdot 10^3$        |
| Ламбда-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                     | $< 10^{-14}$            |
| 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                     | $1,3 \cdot 10^{-10}$    |

сир \* характеридир. Ўзаро таъсирнинг тўрт тури мавжуд: †

1) кучли ўзаро таъсир, у билан ядровий кучлар мисолида танишганмиз;

2) электромагнит ўзаро таъсир;

3) кучсиз ўзаро таъсир, унинг намоён бўлишини  $\beta$ -емирилиш жараёнида кузатганмиз;

4) гравитацион ўзаро таъсир, энг суст ўзаро таъсир бўлиб, унинг элементар зарралар оламидаги ролини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Бариионлар ва мезонлар группаларига оид зарраларда кучли ўзаро таъсир намоён бўлади. Баъзи зарралар бир вақтнинг 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 зарралар оиласи резонанслар деб аталадиган зарраларнинг катта группаси билан тўлди. Резонансларнинг яшаш давомийлиги ( $10^{-22} + 10^{-23}$ ) с чамасида. Биринчи марта резонансларни 1952 йилда Э. Ферми пи-мезонларнинг протонларда сочилишини текшириш жараёнида кузатган. Мазкур тажрибада пи-мезонларнинг сочилиш эҳтимоллигини уларнинг энергиясига боғлиқлигини ифодаловчи графикда кескин максимум кузатилди. Бу максимум худди маятникнинг мажбурий тебранишида юз 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  $\tau \sim 10^{-22} + 10^{-23}$  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, холос. Масалан, водород атоми протон ва электрондан иборат. Шунинг учун уни элементар зарра деб бўлмайди. Балки водород атоми элементар зарралардан ташкил топган системадир. Нейтрон-чи? Нейтрон  $n \rightarrow p + e^- + \nu$  схема бўйича емирилади, ле-

кин у протон, электрон ва нейтринодан иборат система эмас, бу зарралар нейтрон емирилаётган лаҳзада вужудга келади (худди ядронинг уйғонган ҳолатидан асосий ҳолатга ўтишида фотон ҳосил бўлганидек). Шунинг учун ҳозирги тасаввурларга асосан нейтрон элементар заррадир. Бироқ шунга қарамай, олимлар маълум элементар зарралардан ҳам элементарроқ зарралар мавжуд эмасмикан? — деган саволга жавоб қидирмоқдалар. Баъзи назариётчи физикларнинг фикрича, табиатда ҳали кашф қилинмаган зарралар мавжудки, бу зарралардан ҳозирча элементар деб аталаётган зарралар ташкил топгандир. Бу соҳада 1964 йилда Гелл—Ман томонидан таклиф этилган гипотеза эътиборга 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 ғалатилиги 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.



## Халқаро бирликлар системаси (СИ)

| Катталикнинг номи | Номи | Белгиси | Таърифи |
|-------------------|------|---------|---------|
|-------------------|------|---------|---------|

## Асосий бирликлар

|                          |           |      |  |
|--------------------------|-----------|------|--|
| Узунлик                  | метр      | м    | Криптон-86 атомининг 2 $p_{10}$ ва 5 $d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишнинг вакуумдаги тўлқин узунлигидан 1650763,73 марта катта бўлган узунликни 1 метр деб қабул қилинган.  |
| Масса                    | килограмм | кг   | Халқаро килограмм прототипининг массасини 1 килограмм деб қабул қилинган.  |
| Вақт                     | секунд    | с    | Цезий-133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтиш вақтига мос бўлган нурланиш давридан 9192631770 марта катта вақтни 1 секунд деб қабул қилинган.   |
| Электр тоқнинг кучи      | ампер     | А    | Ампер вакуумда бир-бирдан 1 м масофада жойлашган икки параллел чексиз узун ва кесими жуда кичик тўғри ўтказгичлардан ўтганда ўтказгичнинг ҳар 1 м узунлигида $2 \cdot 10^{-7}$ Н ўзаро таъсир кучи ҳосил қиладиган ўзгармас ток кучидир. |
| Термодинамик температура | кельвин   | К    | Сувнинг учланма нуқтасини характерловчи термодинамик температуранинг $\frac{1}{273,16}$ улуши 1 кельвин деб қабул қилинган.  |
| Модда миқдори            | моль      | моль | Углерод-12 нинг 0,012 кг массасидаги атомлар сонига тенг элемент (масалан, атом, молекула, ион, ...) лардан ташкил топган системадаги модда миқдори 1 моль деб қабул қилинган.   |

| 1               | 2       | 3  | 4   |
|-----------------|---------|----|---|
| Ёруғлик<br>кучи | кандела | кд | 101325 Па босим остидаги платинанинг қотиш температурасига тенг температурадаги тўла нурлангичнинг<br>$\frac{1}{600000}$ м <sup>2</sup> юзидан перпендикуляр йўналишда чиқарилаётган ёруғлик кучини 1 кандела деб қабул қилинган. |

*Қўшимча бирликлар*

|                |           |     |   |
|----------------|-----------|-----|---|
| Ясси бурчак    | радиан    | рад | Узунлиги радиусига тенг ёйга (айлана ёйига) тиралувчи марказий бурчак 1 радиан деб қабул қилинган.  |
| Фазовий бурчак | стерадиан | ср  | Учи сфера марказида бўлган ва шу сфера сиртидан радиус квадратига тенг юзли фигури ажратувчи фазовий бурчакни 1 стерадиан деб қабул қилинган. |

*Ҳосилавий бирликлар*

|               |                            |                 |  |
|---------------|----------------------------|-----------------|--|
| Юз            | метр квадрат               | м <sup>2</sup>  | 1 м <sup>2</sup> —томонларининг узунлиги 1 м дан бўлган квадратнинг юзи.   |
| Ҳажм          | метр куб                   | м <sup>3</sup>  | 1 м <sup>3</sup> —қирраларининг узунлиги 1 м дан бўлган кубнинг ҳажми.   |
| Тезлик        | метр тақсим секунд         | $\frac{м}{с}$   | $1 \frac{м}{с}$ тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган моддий нуқта 1 с давомида 1 м масофага кўчади.                                    |
| Тезланиш      | метр тақсим секунд квадрат | $\frac{м}{с^2}$ | $1 \frac{м}{с^2}$ тезланиш билан тўғри чизиқли текис ўзгарувчан ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг тезлиги 1 с давомида $1 \frac{м}{с}$ га ўзгаради. |
| Бурчак тезлик | радиан тақсим секунд       | $\frac{рад}{с}$ | $1 \frac{рад}{с}$ бурчак тезлик билан текис айланаётган жисмнинг барча нуқталари 1 с вақт ичида айланиш ўқиға нисбатан 1 рад бурчакка бурилади.      |

| 1                         | 2                                    | 3   | 4   |
|---------------------------|--------------------------------------|---|---|
| Бурчак тезланиш           | радиан тақсим секунд квадрат         | $\frac{\text{рад}}{\text{с}^2}$               | $1 \frac{\text{рад}}{\text{с}^2}$ бурчак тезланиш билан текис тезланувчан айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг бурчак тезлиги $1 \text{ с}$ давомида $1 \frac{\text{рад}}{\text{с}}$ га ўзгаради.           |
| Зичлик                    | килограмм тақсим метр куб            | $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$                | $1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ — шундай бир жинсли модданинг зичлигики, мазкур моддadan ажратиб олинган $1 \text{ м}^3$ ҳажмининг массаси $1 \text{ кг}$ бўлади.  |
| Импульс                   | килограмм-метр тақсим секунд         | $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$   | $1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$ — тезлиги $1 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ бўлган $1 \text{ кг}$ массали моддий нуқтанинг импульси   |
| Импульс momenti           | килограмм-метр квадрат тақсим секунд | $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$ | $1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$ — радиуси $1 \text{ м}$ ли айлана бўйлаб ҳаракатланаётган импульси $1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$ бўлган моддий нуқтанинг импульс momenti. |
| Инерция momenti           | килограмм-метр квадрат               | $\text{кг} \cdot \text{м}^2$                  | $1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ — айланиш ўқидан $1 \text{ м}$ масофада жойлашган массаси $1 \text{ кг}$ бўлган моддий нуқтанинг инерция momenti.   |
| Куч                       | ньютон                               | $\text{Н}$                                    | $1 \text{ Н}$ — массаси $1 \text{ кг}$ жисмга таъсир қилиб, шу таъсир йўналишида жисмга $1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ тезланиш берадиган куч.   |
| Солиштирма вазн (оғирлик) | ньютон тақсим метр куб               | $\frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$                 | $1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^3}$ — шундай бир жинсли модданинг солиштирма оғирлигики, бу модда $1 \text{ м}^3$ ҳажмининг оғирлиги $1 \text{ Н}$ га тенг бўлади.  |
| Куч (ва жуфт куч) momenti | ньютон-метр                          | $\text{Н} \cdot \text{м}$                     | $1 \text{ Н} \cdot \text{м}$ — кучнинг таъсир чизигидан $1 \text{ м}$ масофада жойлашган нуқтага нисбатан қиймати $1 \text{ Н}$ бўлган кучнинг momenti.   |

| 1                             | 2                                  | 3               | 4   |
|-------------------------------|------------------------------------|-----------------|---|
| Куч им-<br>пульси             | ньютон се-<br>кунд                 | Н·с             | 1 Н·с — 1 с давомиди таъсир этув-<br>чи 1 Н кучнинг импульси.   |
| Босим                         | паскаль                            | Па              | 1 Па — 1 Н кучнинг куч йўналиши-<br>га перпендикуляр бўлган 1 м <sup>2</sup> юз-<br>га берадиган босими.  |
| Динамик қо-<br>вушоқлик       | паскаль-<br>секунд                 | Па·с            | 1 Па·с — шундай муҳитнинг дина-<br>мик қовушоқлигики, бу муҳитнинг<br>ламинар оқишида бир-бирдан 1 м<br>масофа (оқимга нормал йўналиш-<br>да) узоқликдаги қатламлар тезлик-<br>ларининг фарқи $1 \frac{м}{с}$ бўлса, му-<br>ҳитдаги қатламнинг 1 м <sup>2</sup> юзига<br>1 Н ички ишқаланиш кучи таъсир<br>этади. |
| Кинематик<br>қовушоқлик       | метр ква-<br>драт тақсим<br>секунд | $\frac{м^2}{с}$ | $1 \frac{м^2}{с}$ — зичлиги $1 \frac{кг}{м^3}$ ва динамик<br>қовушоқлиги 1 Па·с бўлган муҳит-<br>нинг кинематик қовушоқлигидир.   |
| Сиртий<br>таранглик           | ньютон<br>тақсим метр              | $\frac{Н}{м}$   | $1 \frac{Н}{м}$ — шундай суюқликнинг сир-<br>тий таранглигики, бу суюқлик эр-<br>кин сиртини чегараловчи контур-<br>нинг 1 м узунлигига (сиртга уринма<br>бўйлаб, лекин контурга нормал<br>йўналишда) 1 Н куч таъсир қи-<br>лади.   |
| Иш (ва<br>энергия)            | жоуль                              | Ж               | 1 Ж — 1 Н куч таъсирида жисми<br>(таъсир этувчи куч йўналишида)<br>1 м масофага кўчиришда бажарил-<br>ган иш.   |
| Қувват                        | ватт                               | Вт              | 1 Вт — 1 с давомиди 1 Ж иш бажар-<br>радиган машина (ёхуд иш бажар-<br>увчи) нинг қувватидир.   |
| Цельсий<br>температу-<br>раси | цельсий<br>градуси                 | °С              | Цельсий градуси ўлчов жиҳатидан<br>кельвинга тенг.  |
| Иссиқлик<br>миқдори           | жоуль                              | Ж               | 1 Ж — катталиги 1 Ж бўлган ме-<br>ханик ишга эквивалент иссиқлик<br>миқдоридир.   |
| Иссиқлик<br>оқим              | ватт                               | Вт              | 1 Вт — миқдори 1 Вт бўлган меха-<br>ник қувватга эквивалент иссиқлик<br>оқимдир.  |

| 1                           | 2                              | 3   | 4   |
|-----------------------------|--------------------------------|---|---|
| Иссиқлик ўтказувчанлик      | ватт тақсим метр-кельвин       | $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$   | $1 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$ — шундай модданинг иссиқлик ўтказувчанлигики, бундай мода кесимининг $1 \text{ м}^2$ юзига берилган иссиқлик оқим $1 \text{ Вт}$ бўлганда мазкур модданинг бир-биридан $1 \text{ м}$ узоқликдаги нуқталарининг температураси $1 \text{ К}$ га фарқланади. |
| Иссиқлик сифим              | жоуль тақсим кельвин           | $\frac{\text{Ж}}{\text{К}}$                   | $1 \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ — шундай системанинг иссиқлик сифимики бу системага $1 \text{ Ж}$ иссиқлик миқдори берилганда унинг температураси $1 \text{ К}$ га ортади.  |
| Моляр иссиқлик сифим        | жоуль тақсим моль-кельвин      | $\frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ | $1 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ — массаси $1 \text{ моль}$ бўлган ҳолда иссиқлик сифими $1 \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ бўладиган жисмнинг моляр иссиқлик сифимидир.  |
| Солиштирма иссиқлик сифим   | жоуль тақсим килограмм-кельвин | $\frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$   | $1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ — массаси $1 \text{ кг}$ бўлган ҳолда иссиқлик сифими $1 \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ бўладиган жисмнинг солиштирма иссиқлик сифимидир.   |
| Электр заряд миқдори        | кулон                          | Кл  | $1 \text{ Кл}$ — ток кучи $1 \text{ А}$ бўлган кўндаланг кесимдан $1 \text{ с}$ давомида ўтган электр заряд миқдоридир.   |
| Электр майдон потенциали    | Вольт                          | В   | $1 \text{ В}$ — электр майдон шундай нуқтасининг потенциалидирки, бу нуқтадан $1 \text{ Кл}$ зарядни чексизликка кўчириш учун $1 \text{ Ж}$ иш бажариш керак.   |
| Электр майдон кучланганлиги | вольт тақсим метр              | $\frac{\text{В}}{\text{м}}$                   | $1 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ — кучланганлик чизиғи бўйлаб бир-биридан $1 \text{ м}$ узоқликда жойлашган икки нуқтасининг потенциаллар фарқи $1 \text{ В}$ бўлган биринчи электр майдон кучланганлигидир. Бундай майдонга киритилган $1 \text{ Кл}$ зарядга $1 \text{ Н}$ куч таъсир этади.             |

| 1                           | 2                         | 3                              | 4   |
|-----------------------------|---------------------------|--------------------------------|---|
| Электр индукция (силжиш)    | кулон тақсим метр квадрат | $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ | 1 $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ — электр майдон шундай нуқтасининг индукциясики, бу нуқтадаги кучланганлик ( $E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon}$ ифодада асосан) $\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \frac{Q}{m}$ бўлади. |
| Диполнинг электр моменти    | кулон-метр                | Кл·м                           | 1 Кл·м — бир-бирдан 1 м масофада жойлашган ҳар бирининг заряди 1 Кл дан бўлган қарама-қарши ишорали система, яъни диполнинг электр моментидир.  |
| Контурнинг магнит моменти   | ампер-метр квадрат        | А·м <sup>2</sup>               | 1 А·м <sup>2</sup> — юзи 1 м <sup>2</sup> бўлган сиртни ўраб олган ясси контурдан 1 А ток ўтгандаги магнит моментдир.   |
| Магнит индукция             | тесла                     | Тл                             | 1 Тл — шундай майдоннинг магнит индукциясики, бундай майдон томонидан магнит моменти 1 А·м <sup>2</sup> бўлган ясси контурга таъсир этадиган айлантурувчи моментнинг максимал қиймати 1 Н·м га тенг.                  |
| Магнит майдон кучланганлиги | ампер тақсим метр         | $\frac{\text{А}}{\text{м}}$    | 1 $\frac{\text{А}}{\text{м}}$ — магнит майдон шундай нуқтасининг кучланганлигики, бу нуқтадаги магнит индукция ( $B = \mu_0 \mu H$ ифодада асосан) $\mu_0 \mu$ Тл бўлади.   |
| Магнит оқим                 | вебер                     | Вб                             | 1 Вб — магнит индукцияси 1 Тл бўлган бир жинсли майдонда (майдон йўналишига перпендикуляр равишда жойлашган) 1 м <sup>2</sup> юзни тешиб ўтадиган магнит оқимдир.   |
| Индуктивлик                 | генри                     | Гн                             | 1 Гн — шундай ўтказгич (контур)нинг индуктивлигики, ундан 1 А ток ўтганда вужудга келадиган тўла магнит оқим 1 Вб га тенг бўлади.   |
| Электр қаршилиқ             | ом                        | Ом                             | 1 Ом — икки учидagi потенциаллар фарқи (кучланиш) 1 В бўлганда 1 А ток ўтадиган ўтказгичнинг электр қаршилигидир.   |

| 1                                | 2                                 | 3                             | 4  |
|----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|--|
| Электр юритувчи куч              | вольт                             | В                             | 1 В — шундай электр ток манбаининг электр юритувчи кучи (ЭЮК) ки, бу манбани ўз ичига олган берк занжир бўйлаб 1 Кл зарядни кўчиришда 1 Ж иш бажарилади.                                 |
| Электр кучланиш                  | вольт                             | В                             | 1 В — ўзгармас ток кучи 1 А бўлган ҳолда электр занжирнинг 1 Вт қувват сарфланадиган қисмидаги кучланишидир.   |
| Электр сифим                     | фарад                             | Ф                             | 1 Ф — 1 Кл заряд берилганда потенциали 1 В га ортадиган ўтказгичнинг электр сифимидир.   |
| Электр ўтказувчанлик             | сименс                            | См                            | 1 См — электр қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигидир.   |
| Солиштирама электр қаршилиқ      | Ом-метр                           | Ом·м                          | 1 Ом·м — кўндаланг кесими 1 м <sup>2</sup> , узунлиги 1 м бўлганда 1 Ом электр қаршилиқка эга бўладиган ўтказгичнинг солиштирама электр қаршилигидир.                                    |
| Солиштирама электр ўтказувчанлик | сименс тақсим метр                | $\frac{\text{См}}{\text{м}}$  | $1 \frac{\text{См}}{\text{м}}$ — кўндаланг кесими 1 м <sup>2</sup> ва узунлиги 1 м бўлганда 1 См электр ўтказувчанликка эга бўладиган ўтказгичнинг солиштирама электр ўтказувчанлигидир. |
| Электр токнинг зичлиги           | ампер тақсим метр квадрат         | $\frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ | $1 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ — 1 А ток ўтказгичнинг 1 м <sup>2</sup> кўидаланг кесими бўйича текис тақсимланган ҳолдаги электр токнинг зичлигидир.                                    |
| Даврий процесс частотаси         | герц                              | Гц                            | 1 Гц — 1 с давомида даврий процесснинг битта цикли амалга ошадиган ҳолдаги даврий процесс частотасидир.  |
| Айланиш частотаси                | секунднинг минус биринчи даражаси | с <sup>-1</sup>               | 1 с <sup>-1</sup> — 1 с давомида бир марта тўлиқ айланадиган текис айланувчи жисмнинг айланиш частотасидир.  |
| Ёруғлик оқим                     | люмен                             | лм                            | 1 лм — ёруғлик кучи 1 кд бўлган нуқтавий манбадан 1 ср фазовий бурчакда чиқарилаётган ёруғлик оқимидир.  |

| 1                              | 2                           | 3                              | 4   |
|--------------------------------|-----------------------------|--------------------------------|---|
| Ёруғлик энергия                | люмен-секунд                | лм·с                           | 1 лм·с — 1 с давомида таъсир этувчи 1 лм ёруғлик оқимда мужасамлашган ёруғлик энергиядир.   |
| Равшанлик                      | кандела тақсим метр квадрат | $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ | $1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ — ёруғлик кучи 1 кд бўлган 1 м <sup>2</sup> юзли ёруғлик тарқатадиган сиртнинг равшанлигидир.  |
| Ёритувчанлик                   | люмен тақсим метр квадрат   | $\frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$ | $1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$ — 1 лм ёруғлик оқим чиқарадиган 1 м <sup>2</sup> юзли сиртнинг ёритувчанлигидир.   |
| Ёритилганлик                   | люкс                        | лк                             | 1 лк — юзи 1 м <sup>2</sup> бўлган сиртга 1 лм ёруғлик оқим тушиши туфайли вужудга келадиган ёритилганликдир.   |
| Ёруғлик экспозиция             | люкс-секунд                 | лк·с                           | 1 лк·с — ёритилганлик 1 лк бўлган ҳолда 1 с давомида вужудга келадиган ёруғлик экспозициядир  |
| Радиоактив модданинг активлиги | беккерель                   | Бк                             | 1 Бк — 1 с давомида битта емирилиш акти содир бўладиган радиоактив модданинг активлигидир.  |
| Ярим емирилиш даври            | секунд                      | с                              | 1 с — шундай радиоактив ядронинг ярим емирилиш даврики, бу вақт давомида бошланғич ҳолатда мавжуд бўлган ядролардан ярми емирилиб бўлган бўлади, яъни мазкур ядролардан ташкил топган радиоактив модданинг активлиги бу вақт давомида икки марта камаяди. |
| Нурланиш интенсивлиги          | ватт тақсим метр квадрат    | $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ | $1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ — шундай нурланиш интенсивлигики, бунда 1 м <sup>2</sup> юзли сиртга нормал равишда тушаётган нурланишнинг қуввати 1 Вт га тенг бўлади.  |
| Нурланишнинг ютилган дозаси    | грей                        | Гр                             | 1 Гр — бевосита ионловчи ихтиёрый нурланиш томонидан 1 кг массали жисмга 1 Ж энергия берадиган нурланишнинг ютилган доза-сидир.   |



| 1  | 2                      | 3                             | 4  |
|--|------------------------|-------------------------------|--|
| Керма  | грей                   | Гр                            | 1 Гр — билвосита ионловчи нурланиш таъсирида жисмнинг 1 кг массасидан уриб чиқарилган зарядли зарралар кинетик энергияларининг йиғиндиси 1 Ж га тенг бўлган керма.   |
| Ютилган дозанинг қуввати                         | грей тақсим секунд     | $\frac{\text{Гр}}{\text{с}}$  | $1 \frac{\text{Гр}}{\text{с}}$ — шундай нурланиш ютилган дозасининг қувватики, бунда 1 с давомида нурланган жисм ютган нурланиш дозаси $1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ га тенг бўлади.  |
| Керманинг қуввати                                | грей тақсим секунд     | $\frac{\text{Гр}}{\text{с}}$  | $1 \frac{\text{Гр}}{\text{с}}$ — шундай керманинг қувватики, бунда 1 с ичидаги керма 1 Ж га тенг бўлади.   |
| Рентген ва гамма нурланишнинг экспозицион дозаси | кулон тақсим килограмм | $\frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ | $1 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ — рентген ва гамма нурланишнинг шундай экспозицион дозасики, бунда қуруқ атмосфера ҳавоси (зичлиги $1,293 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ бўлган атмосферанинг Ер сиртига яқин қатламидаги ҳаво) нинг 1 кг массасида вужудга келадиган ҳар бир ишорали ионларнинг умумий заряди 1 Кл га тенг бўлади. |
| Нурланишнинг эквивалент дозаси                   | зиверт                 | Зв                            | 1 Зв — нурланишнинг шундай эквивалент дозасики, бу нурланиш таъсирида тирик организм, тўқима ёхуд органда вужудга келадиган ёмон (салбий) оқибатлар $1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$ нурланиш дозасининг таъсирига эквивалент бўлади.  |

**СТ СЭВ 1052 — 78 стандартга асосан 1980 йил 1 январдан  
бошлаб бекор қилинган бирликлар**

| Катталикнинг номи              | Катталикнинг ўлчов бирлиги                                    |  |   |
|--------------------------------|---|--|---|
|                                | Номи  | Белгиси                                  | СИ бирлиги билан муносабати   |
| Узунлик                        | ангстрем  | Å  | 1 Å = 10 <sup>-10</sup> м   |
| Юз                             | барн  | б  | 1 б = 10 <sup>-28</sup> м <sup>2</sup>  |
| Куч, вазн (оғирлик)            | дина<br>килограмм-куч<br>грамм-куч                            | дина<br>кг-куч<br>г-куч                  | 1 дина = 10 <sup>-5</sup> Н<br>1 кг-куч = 9,80665 Н<br>1 г-куч = 9,80665 × 10 <sup>-3</sup> Н |
| Босим                          | килограмм-куч тақсим сантиметр квадрат миллиметр симоб устуни | кг-куч / см <sup>2</sup><br>мм сим. уст. | 1 $\frac{\text{кг-куч}}{\text{см}^2}$ = 98066,5 Па<br>1 мм сим. уст. = 133,322 Па             |
| Иш, энергия                    | эрг   | эрг                                      | 1 эрг = 10 <sup>-7</sup> Ж  |
| Қувват                         | от кучи   | о. к.                                    | 1 о. к. = 735,499 Вт  |
| Динамик қовушоқлик             | пуаз  | П  | 1 П = 0,1 Па·с  |
| Кинематик қовушоқлик           | стокс   | Ст                                       | 1 Ст = 10 <sup>-4</sup> $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$   |
| Магнит оқим                    | максвелл  | Мкс                                      | 1 Мкс = 10 <sup>-8</sup> Вб   |
| Магнит индукция                | гаусс   | Гс                                       | 1 Гс = 10 <sup>-4</sup> Тл  |
| Магнит майдон кучланганлиги    | эрстед  | Э  | 1 Э = $\frac{10^3}{4\pi} \frac{\text{А}}{\text{м}}$ = 79,5775 $\frac{\text{А}}{\text{м}}$     |
| Иссиқлик миқдори               | калория   | кал                                      | 1 кал = 4,1868 Ж  |
| Радиоактив модданинг активлиги | кюри  | Ки                                       | 1 Ки = 3,7 · 10 <sup>10</sup> Бк  |

|  |         |     |  |
|--|---------|-----|--|
| Нурланишнинг ютилган дозаси                      | рад     | рад | 1 рад = 0,01 Гр  |
| Рентген ва гамма нурланишнинг экспозицион дозаси | рентген | Р   | 1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ |
| Нурланишнинг эквивалент дозаси                   | бэр     | бэр | 1 бэр = $0,01 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$              |

**СИ бирликлари билан баравар фойдаланиладиган системадан ташқари бирликлар**

| Катталикнинг номи | Катталикнинг ўлчов бирлиги |         |  |
|-------------------|----------------------------|---------|--|
|                   | Номи                       | Белгиси | СИ бирлиги билан муносабати  |
| Масса             | тонна                      | т       | 1 т = $10^3$ кг  |
|                   | массанинг атом бирлиги     | м.а.б.  | 1 м.а.б. = $1,66057 \cdot 10^{-27}$ кг                               |
| Вақт              | минут                      | мин     | 1 мин = 60 с   |
|                   | соат                       | соат    | 1 соат = 3600 с  |
|                   | сутка                      | сутка   | 1 сутка = 86400 с  |
| Энергия           | электрон-вольт             | эВ      | 1 эВ = $1,60219 \cdot 10^{-19}$ Ж                                    |
| Ҳажм              | литр                       | л       | 1 л = $10^{-3}$ м <sup>3</sup>                                       |
| Ясси бурчак       | градус                     | ...°    | $1^\circ = \frac{\pi}{180}$ рад $\approx 1,745329 \cdot 10^{-2}$ рад |
|                   | минут                      | ...'    | $1' = \frac{\pi}{10800}$ рад $\approx 2,908882 \cdot 10^{-4}$ рад    |
|                   | секунд                     | ..."    | $1'' = \frac{\pi}{648000}$ рад $\approx 4,848137 \cdot 10^{-6}$ рад  |

## Физик доимийлар

| Доимийнинг номи   | Доимийнинг белгиси ва қўямати  |
|---|--|
| Гравитацион доимий  | $\gamma = 6,672 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2}$  |
| Электроннинг заряди   | $e = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  |
| Водород атомининг тинчликдаги массаси   | $m_{\text{H}^1} = 1,67356 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$   |
| Нейтроннинг тинчликдаги массаси   | $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  |
| Протоннинг тинчликдаги массаси  | $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  |
| Электроннинг тинчликдаги массаси  | $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$   |
| Магнит доимий   | $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} = 1,256637 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$  |
| Бор магнетони   | $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$  |
| Нейтроннинг магнит моменти  | $\mu_n = -9,647 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2 = -1,91 \mu_B$   |
| Протоннинг магнит моменти   | $\mu_p = 14,1 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2 = 2,79 \mu_B$  |
| Электроннинг магнит моменти   | $\mu_e = 9,2848 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$   |
| Нормал шароитлардаги (T <sub>0</sub> = 273,15 К, p <sub>0</sub> = 101325 Па) 1 моль идеал газнинг ҳажми | $V_0 = \frac{RT_0}{p_0} = 22,414 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$   |
| Больцман доимийси   | $k = \frac{R}{N_A} = 1,381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$   |
| Планк доимийси  | $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$<br>$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$   |
| Ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги  | $c = 2,997924 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$<br>$\left(\frac{1}{c} = 3,335604 \cdot 10^{-9} \frac{\text{с}}{\text{м}}\right)$<br>$(c^2 = 8,987552 \cdot 10^{16} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2})$ |
| Электроннинг солиштира заряди   | $\frac{e}{m_e} = 1,758805 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$   |
| Газ универсал доимийси  | $R = 8,314 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$  |
| Авогадро сони   | $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$  |
| Лошмидт сони  | $n_0 = \frac{N_A}{V_0} = 2,686 \cdot 10^{25} \frac{1}{\text{м}^3}$   |
| Фарадей сони  | $F = N_A \cdot e = 9,648 \cdot 10^4 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}}$   |
| Электр доимий   | $\epsilon_0 = 8,854188 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$   |
| Ядровий магнетон  | $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2$   |

## М У Н Д А Р И Ж А

### I б о б. Ёруғлик интерференцияси

|  |    |
|--|----|
| 1-§. Ёруғлик тўлқин . . . . .                            | 7  |
| 2-§. Ёруғлик интерференциясининг моҳияти . . . . .       | 9  |
| 3-§. Когерентлик . . . . .                               | 12 |
| 4-§. Интерференцион манзарани ҳисоблаш . . . . .         | 16 |
| 5-§. Юққа пластинкалардаги интерференция . . . . .       | 18 |
| 6-§. Интерферометрлар. Кўп нурли интерференция . . . . . | 24 |

### II б о б. Ёруғлик дифракцияси

|  |    |
|--|----|
| 1-§. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс-Френель принципи . . . . . | 27 |
| 2-§. Френель зоналари . . . . .                              | 29 |
| 3-§. Френель дифракцияси . . . . .                           | 31 |
| 4-§. Фраунгофер дифракцияси . . . . .                        | 35 |
| 5-§. Дифракцион панжара . . . . .                            | 37 |
| 6-§. Фазовий панжаралардаги дифракция . . . . .              | 43 |
| 7-§. Голография . . . . .                                    | 47 |

### III б о б. Элегрмагнит тўлқинларнинг моҳда билан ўзаро таъсири

|   |    |
|---|----|
| 1-§. Ёруғлик дисперсияси . . . . .              | 51 |
| 2-§. Дисперсиянинг электрон назарияси . . . . . | 53 |
| 3-§. Вавилов-Черенков нурланиши . . . . .       | 57 |

### IV б о б. Ёруғликнинг қутбланиши

|  |    |
|--|----|
| 1-§. Табiiй ва қутбланган ёруғлик . . . . .                            | 59 |
| 2-§. Ёруғликнинг қайгишда ва синишда қутбланиши . . . . .              | 63 |
| 3-§. Ёруғликнинг иккига ажралиб синишидаги қутбланиш . . . . .         | 65 |
| 4-§. Поляризаторлар . . . . .  | 69 |
| 5-§. Малюс қонуни . . . . .  | 71 |
| 6-§. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш усуллари . . . . . | 73 |

## V б о б. Иссиқлик нурланиш

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1-§. | Нурланиш ва жисм орасидаги муносабат характеристикалари . . . . . | 78 |
| 2-§. | Кирхгоф қонуни . . . . .  | 82 |
| 3-§. | Абсолют қора жисм учун иссиқлик нурланиш қонунлари . . . . .      | 85 |
| 4-§. | Планк формуласи . . . . .   | 88 |
| 5-§. | Оптик пирометрлар . . . . .                                       | 91 |

## VI б о б. Ёруғликнинг квант хусусиятлари

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 1-§. | Фотоэффект ва унинг қонунлари . . . . .   | 93  |
| 2-§. | Фотоэффект назарияси . . . . .  | 97  |
| 3-§. | Фотон ва унинг характеристикалари . . . . .   | 99  |
| 4-§. | Ёруғлик босими . . . . .  | 102 |
| 5-§. | Комптон эффекти . . . . .   | 103 |
| 6-§. | Электромагнит нурланиш корпускуляр ва тўлқин хусусиятларининг диалектик бирлиги . . . . . | 106 |

## VII б о б. Квант механикасининг элементлари

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 1-§. | Моддаларнинг корпускуляр-тўлқин дуализми. Де-Бройль формуласи . . . . . | 107 |
| 2-§. | Атом тузилиши ҳақидаги тасаввурларнинг ривожланиши . . . . .            | 112 |
| 3-§. | Де-Бройль тўлқинларининг физик маъноси . . . . .                        | 121 |
| 4-§. | Гейзенбергининг ноаниқликлар муносабати . . . . .                       | 124 |
| 5-§. | Шредингер тенгламаси . . . . .  | 128 |

## VIII б о б. Атом тузилиши

|       |   |     |
|-------|---|-----|
| 1-§.  | Водород атоми. Квант сонлар . . . . .                     | 137 |
| 2-§.  | Штерн ва Гарлах тажрибаси . . . . .                       | 140 |
| 3-§.  | Электроннинг спини . . . . .                              | 143 |
| 4-§.  | Паули принципи . . . . .                                  | 145 |
| 5-§.  | Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси . . . . . | 148 |
| 6-§.  | Рентген спектрлари . . . . .                              | 151 |
| 7-§.  | Молекулалар . . . . .                                     | 154 |
| 8-§.  | Люминесценцион нурланиш . . . . .                         | 158 |
| 9-§.  | Парамагнит резонанс . . . . .                             | 160 |
| 10-§. | Мажбурий нурланиш. Лазерлар . . . . .                     | 161 |

## IX б о б. Ядро физикаси

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 1-§. | Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари . . . . . | 165 |
| 2-§. | Ядровий кучлар . . . . .                                       | 169 |
| 3-§. | Ядро массаси ва боғланиш энергияси . . . . .                   | 171 |
| 4-§. | Радиоактивлик . . . . .  | 175 |
| 5-§. | Ядровий нурланишлар ва уларни қайд қилиш усуллари . . . . .    | 179 |
| 6-§. | Мёссбауэр эффекти . . . . .                                    | 183 |

## **Х б о б. Ядровий реакциялар**

|  |            |
|--|------------|
| <b>1-§.</b> Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари . . . . .                       | <b>186</b> |
| <b>2-§.</b> Нейтронлар . . . . .   | <b>191</b> |
| <b>3-§.</b> Ядроларнинг бўлиниши . . . . .   | <b>195</b> |
| <b>4-§.</b> Занжир реакция. Реакторлар . . . . .                                       | <b>200</b> |
| <b>5-§.</b> Термойдровий реакциялар . . . . .  | <b>205</b> |
| <b>6-§.</b> Ядро физикасининг ютуқларидан тинчлик мақсадларида<br>фойдаланиш . . . . . | <b>210</b> |

## **Х I б о б. Элементар зарралар**

|  |            |
|--|------------|
| <b>1-§.</b> Космик нурлар . . . . .                            | <b>213</b> |
| <b>2-§.</b> Зарядланган зарраларни тезлатиш усуллари . . . . . | <b>215</b> |
| <b>3-§.</b> Элементар зарралар . . . . .                       | <b>221</b> |
| <b>И л о в а . . . . .</b>                                     | <b>225</b> |

**Аҳмаджонов О. И.**

Физика курси: Олий ўқув юрт. инженер-техник ихтисос бўйича ўқувчи студ. учун дарслик.—Т., Уқитувчи, 1983.

Оптика, атом ва ядро физикаси, 240 б.

**Ахмаджанов А. И.** Курс физики. Оптика, атомная и ядерная физика.

ББК 22.33 Я  
53(075)

*На узбекском языке*

**АМИЛ ИСМАИЛОВИЧ АХМАДЖАНОВ**

## **КУРС ФИЗИКИ**

### **ОПТИКА, АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

*Учебник для студентов инженерно-технических специальностей ВУЗов*

*Ташкент „Ўқитувчи“ 1983*

Редактор *М. Пулатов*  
Расмлар редактори *С. Соин*  
Техредактор *Т. Скиба*  
Корректор *Д. Умарова*

**ИБ № 2929**

Теришга берилди 5. 01.1983 й. Босишга рухсат этилди 16. 08. 1983 й. Формат 84×108<sup>1/2</sup>/<sub>32</sub>  
Тип. қоғози № 1 Кегли 10 шпонсиз. „Литературная“ гарнитураси. Юқори босма усулда босилди. Шартли б. л. 12,60. Нашр л. 11,32. Тиражи 7 000. Зак. № 774.  
Р-00-265 Баҳоси 65 т.

„Ўқитувчи“ нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома № 9—306—82.

Ўзбекистон ССР Нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети. Тошкент „Матбуот“ полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасига қарашли 1-босмахона. Тошкент, Ҳамза кўчаси, 21. 1983 й.

Типография № 1. ТППО „Матбуот“. Государственного комитета УзССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ташкент, ул. Хамзы, 21.