

КОМИЛ АҲМАДЖОНОВ

ФИЗИКА КУРСИ

III ТОМ

ОПТИКА, АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИҚАСИ

ҚАЙТА ИШЛАНГАН ИҚҚИНЧИ НАШРИ

*ЎзССР Олий ва ўрта маҳсус таълим министрлиги
олий ўқув юртларининг инженер-техник ихтисоси
бўйича ўқувчи студентлари учун дарслик сифатида
руҳсат этган*

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1989

Тақриэчилар: физика-математика фанлари доктори — Абдужамилов Ш., физика-математика фанлари кандидатлари, доцентлар — Абдуллаев F. A., Исхаков F., Миражонов T. A., Мухтасимов Ф. Н. Собиров С. С.

Ушбу дарслик СССР Олий ва ўрта маҳсус министрларининг Олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқув программаси асосида қайта ишланди. Унда физика курсининг қвант статистикаси ва қаттиқ жисмлар физикасига оид маълумотлар ҳам акс эттирилди.

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

A $\frac{1604010000 - 84}{353 (04) - 89} \quad 153 - 89$

ISBN 5 — 645 — 00655 — 0

© «Ўқитувчи» нашриёти,
Т., 1983

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

СЎЗ БОШИ

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

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

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

Муаллиф

I БОБ ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

1-§. Ёруғлик — электромагнит түлқин

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

Электромагнит түлқинлар диапазони ниҳоятда кенг. Хусусан, инсон күзи сеза оладиган электромагнит түлқинларнинг частоталари

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

диапазонга мес келади. Бу диапазондаги электромагнит түлқинлар ёруғлик түлқинлар деб юритилади. Бошқача айтганда, механик тебранишлар частоталарининг маълум диапазонини инсон товуш тарзидан қабул қилганидек, электромагнит түлқинлар частоталарининг юқорида келтирилган диапазонини кўзимиз ёруғлик сифатида қайд қилади. Ёруғлик түлқинларни бир қатор монохроматик ёруғлик түлқин (частоталар интервали Δv ниҳоят кичик бўлган ёруғлик түлқин) ларнинг йиғинидан иборат, деб тасаввур қилиш мумкин. Монохроматик ёруғлик түлқинни инсон кўзи маълум рангли ёруғлик сифатида тасаввур қилади.

Амалда ёруғлик түлқинни частота билан эмас, балки ёруғликнинг вакуумдаги түлқин узунлиги λ_0 билан характерлаш одат бўлган. Ёруғлик түлқинлар учун

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

интервал мос келади. Бу ерда c — ёруғликнинг вакуумдаги

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

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

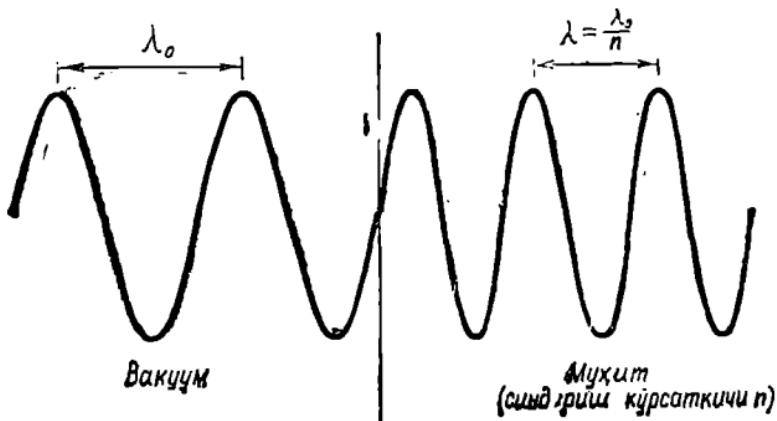
катталик мазкур муҳитнинг синдириш кўрсаткичи деб аталади.

Ёруғликнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги эса қуйидагича аниқланади:

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

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

Ёруғлик тўлқинда E ва H векторлар тебранади. Тажрибалар асосида ёруғликнинг фотохимиявий, фотоэлектрик, физ-



1.1- расм

зиологик ва бошқа таъсирлари E векторнинг тебранишлари туфайли вужудга келиши аниқланган. Шунинг учун бундан кейинги муроҳазаларда E вектор тебранишлари ҳақида фикр юритамиз, H векторни эса деярли эсламаймиз. Аммо E векторга перпендикуляр равишда H вектор ҳам тебранаётганлигини унутмаслик керак. Баъзан, E векторни ёруғлик вектор деб юритилишининг боиси ҳам шунда. Зоро, $/Ox$ йўналишда тарқалаётган ω частотали монохроматик ёруғлик тўлқинни

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

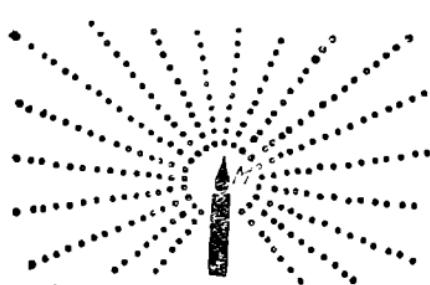
тепглама билан ифодалаш мумкин. Бунда A билан ёруғлик вектор амплитудасининг модули белгиланди. Ёруғлик ютмайдиган муҳитда тарқалаётган ясси тўлқин учун $A = \text{const}$, сферик тўлқин учун $A \sim \frac{1}{x}$. Ёруғлик тўлқин билан биргаликда кўчирилаётган энергия сўёми зичлигининг вақт бўйича ўртача қийматининг модули ёруғлик интенсивлиги (I) деб аталади. Ёруғлик интенсивлиги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n га ва ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал:

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

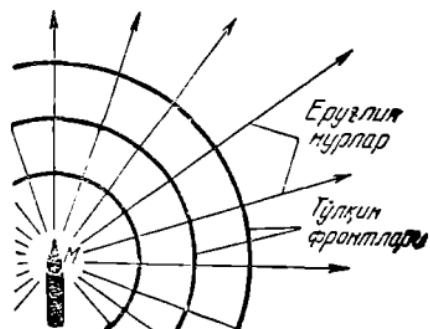
Ёруғлик бир жиссли муҳитда тарқалаётган бўлса, $I \sim \sim A^2$ деб ҳисоблаш мумкин, лекин ёруғликининг бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишида n эътиборга олиниши керак.

2-§. Ёруғлик интерференциясининг меҳияти

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



1.2- расм



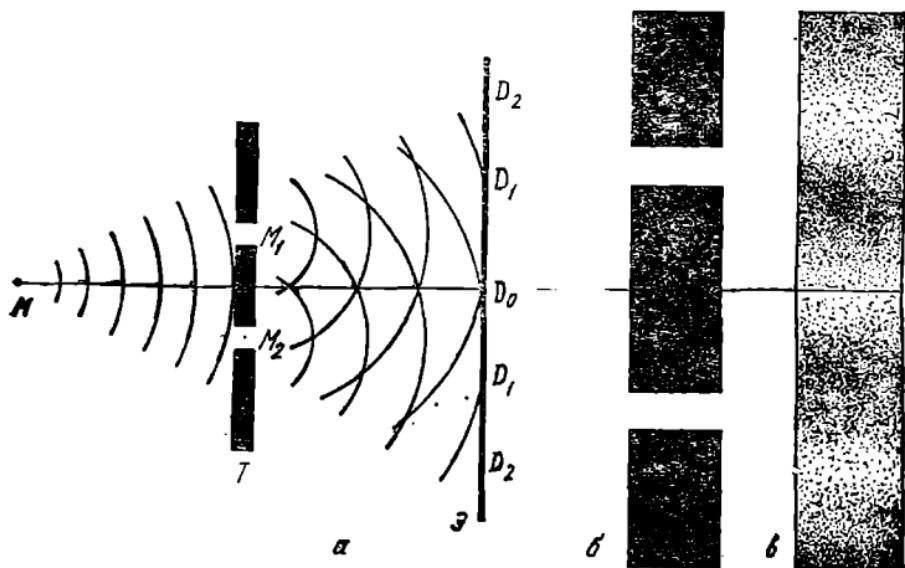
1.3- расм

1. Ньютоң илгари сурган корпускуляр гипотезага ассо-сан, ёруғлик жуда ки chick зарралар (корпускулалар) оқими-дан иборат. Корпускулалар ёруғлик манбайдан нур деб ата-лувчи түғри чизиқлар бўйлаб оқиб чиқади (1. 2-расм).

2. Тўлқин гипотезани эса Гюйгенс яратди. 1. 3-расмда тўлқин гипотезага ассо-сан, M манбадан ёруғликининг нурла-шиши тасвириланган. Манбадан тарқалаётган түғри чизиқлар нурлар деб аталади. Бу нурлар тўлқин фронтлари деб ата-ладиган сферик сиртларга перпендикулярдир. Манбадан узоқлашилган сари тўлқин фронтни яссируқ бўлаверади.

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

Бу оддий, лекин ажсийиб тажрибанинг схемаси 1. 4-расмда тасвириланган. Бунда M — ёруғлик манбай, M_1 ва M_2 тўсиқдаги жуда тор тирқишилар. Улар бир-бираидан $1 \div 2$ мм узоқликда жойлашган. Ньютоннинг корпускуляр гипотезасига ассо-сан, M_1 ва M_2 тирқишилардан ўтган корпускулалар туфайли Э экранда тирқишиларнинг 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 тирқишилар ўрта нуқтасининг қаршисида ёруғ соҳа вужудга келди. Бу тажрибада куза-



1.4-расм

тилган ҳодиса ёруғлик интерференцияси деб ном олди. Интерференция сүзи лотин тилидаги *interfere* — «халақит бермок» деган феълдан келиб чиққан. Ҳақиқатан, ёруғликни түлкін деб қараладиган бўлса, экрандаги ёруғ ва қоронги соҳаларнинг вужудга келишини қуйидагича тушунтириш мумкин. M_1 ва M_2 лардан чиқаётган түлкінлар экраннинг D_0 ва D_2 соҳаларида учрашиб, бир-бiriни кучайтиради. Бу түлкінлар экраннинг D_1 соҳасида учрашганда эса бир-бiriни сусайтиради. Шу мисолни ёруғликнинг электромагнит түлкін низарияси асосида муҳокама қилайлик. M_1 ва M_2 лардан тарқалаётган ёруғлик түлкінлар етиб келган нуқталаарда мос равишда

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

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

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

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

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

$$A = A_1 + A_2$$

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

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

Натижада (1.7) ифодадан фойдаланиб

$$A = |A_1 - A_2|$$

деган хулссага келамиз. Шунинг учун экраннинг D_1 соҳаларида энг ғам ёруғлик кузатилади.

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

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

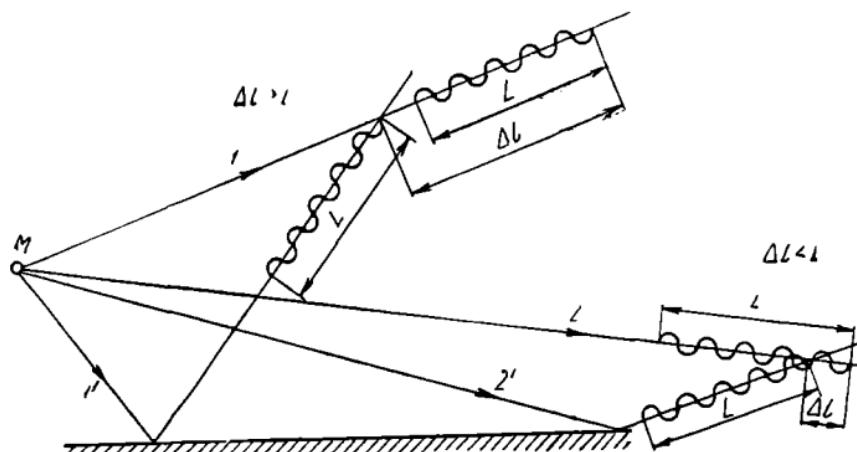
муносабат бажарилади.

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

3-§. Когерентлик

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

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



1.5-расм

ёруғлик тұлқинлар көгерент тұлқинлар дейилади. Көгерент ёруғлик тұлқинлар устма-уст түшгандагина турғын интерференцияның манзара күзатилади. Табиий ёруғлик манбалари эса (хусусан, ёлиб турған электр лампасы ҳам) көгерент бўлмаган тұлқинлар нурлантиради. Ҳақиқатан, табиий манбалар сочаётган ёруғлик кўп атомлар нурланишларининг йигинди сиздан иборат. Ҳар бир атом бошқа атомларга боғлиқ бўлмаган ҳолда нурланиш чиқаради. Алоҳида атомнинг нурланиш чиқарниш вақти 10^{-8} секундлар чамаси давом этади. Бу вақт давомида атом чиқарған нурланиш (яъни электромагнит тұлқин) бир қатор дўнглик ва ботиқликлардан иборат бўлади. Уни тұлқинлар тизмаси деб атайдик. Тұлқинлар тизмасининг узунлигини (1.5 -расмда L деб белгиланган) топиш учун ёруғлик тұлқиннинг тезлиги с ни атомнинг нурланиш вақти $\tau \approx 10^{-8}$ с га кўпайтирамиз:

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

Ёруғлик манбаидаги атомлар хастик ғағиша «чақнаб» ва «үчиб» туради. Шунинг учун турли атомлар тизменидан чиқарилган тұлқин тизмалағининг частосталари, амплитудалари ва бешлангич фазалари турлича бўлади. Ҳатто ёруғлик фильтр ёрдамида иккى табиий ёруғлик манбаидаги бир хил атомлар чиқарадиган бир хил частотали (яъни монохроматик) тұлқинларни ажратиб слганимизда ҳам, улардаги алоҳида тизмаларниң фазалар фарқи ўзгариб туради. Шунинг учун бундай монохроматик ёруғлик тұлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида вужудга келадиган интерференцияның манзара жуда қысқа вақт сақланиб туради. Сўнг навбатдаги тұлқинлар тизмаси туфайли янги интерференцион манзара вужудга келади. Лекин бу манзарадаги максимум ва минимумларниң жойлашуви олдинги тұлқинлар тизмаси туфайли вужудга келган интерференция манзарадагидан фарқ қиласди. Шу тариқа интерференция манзарадалар жуда тез ўзгариб туради. Инсон кўзи эса секунднинг ўнли улушларига тенг вақт ичидаги ўзгаришларни сезиншга қодир, холс. Бу вақт ичидаги интерференция манзара бир неча миллион марта ўзгаришга улгуради. Демак, биз бу миллион манзараданиң устма-уст тушишини күзатамиз, холс. Албатта, буниң натижасида интерференция максимум ва минимумлардан ҳеч қандай из қолмайди. Шундай қилиб, иккى табиий ёруғлик манбаи туфайли интерференция манзара күзатилмаслигининг сабаби — ёруғлик манбаларидан тарқалаетган шурларнинг көгерент әмаслигидадир, дея оламиз. У

жолда ёруғлик интерференциясини қандай амалга ошириш мүмкін, дегендегі савол туғилади.

Ёруғлик интерференциясини күзатиш учун бир қатор сұнъий усуллардан фойдаланылади. Уларнинг барчасининг ҳам принципи шундан иборатки, бир манбадан чиқаётган ёруғлик нурланиш иккі қисмга ажратылади, сұнг ular интерференциялашиши учун учраштырылади (1.5-расм). Бу түлқинлар ажралыш жойидан учрашиш жойында турли йўлларни босиб ўтади. 1.5-расмда иккі ҳол тасвирланган:

а) 1 нур қисқароқ, 1' эса узуироқ йўлни босиб ўтади. Бу иккала нурларнинг Δl йўл фарқи түлқин тизмасининг L узунлигидан катта. Натижада бир атом томонидан нурлантирилган, аммо турлича узунликдаги йўлларни босиб ўтадиган ёруғлик түлқинлар интерференциялашмайди, чунки 1' түлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келганды, қисқароқ йўл босаётган 1 түлқин тизмасининг охири учрашиш нуқтасидан ўтиб кетган бўлади.

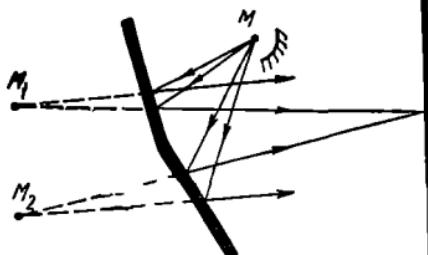
б) 2 ва 2' түлқин тизмаларининг Δl йўл фарқи түлқин тизмасининг L узунлигидан кичик бўлгани учун улар интерференциялашади. Аммо 2 түлқин тизмасининг бир қисми (Δl га тенг қисми) учрашиш нуқтасидан ўтиб бўлганда, 2' түлқин тизмасининг боши учрашиш нуқтасига етиб келади. Натижада 2 ва 2' лар бир-бири билан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

Одатда, түлқин тизмасининг L узунлиги *когерентлик масофаси*, атомнинг нур чиқарыб туриш вақти тәсса *когерентлик вақти* деб аталади.

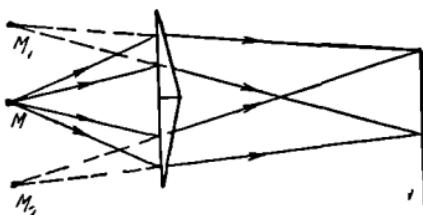
Шу принцип, яъни табии ёруғлик манбадан чиқаётган нурнинг ўзини-ўзи Силан интерференциялаштириш принципи асосида ёргуланып бир қатор интерференция усуллари амалга оширилган.

Юқорида муҳокама қилинган Юнг тажрибасида M_1 ва M_2 тиркішлар иккі когерент манбалардек хизмат қиласади.

Когерент манбаларни ҳосил қилиншада энг кўп қўлланиладиган усул Френель кўзгуларидан фойдаланишdir (1.6-расм). Иккита ясси кўзгу бир-бирига 180° га яқин бурчак состида ёндештириллади. M манбадан чиқаётган ёруғлик нурлари кўзгулардан қайтиб шундай йўналади, бу йўналишларни тескари томсига давом эттирасак (расмдаги пунктир чизиклар), улар кўзгулар орқасидаги M_1 ва M_2 нуқталарда уч-



1.6- расм

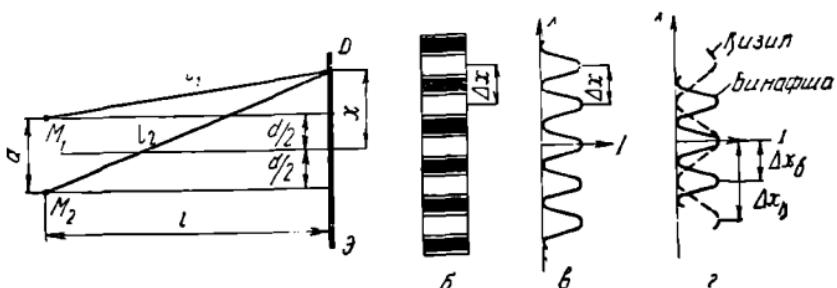


1.7- расм

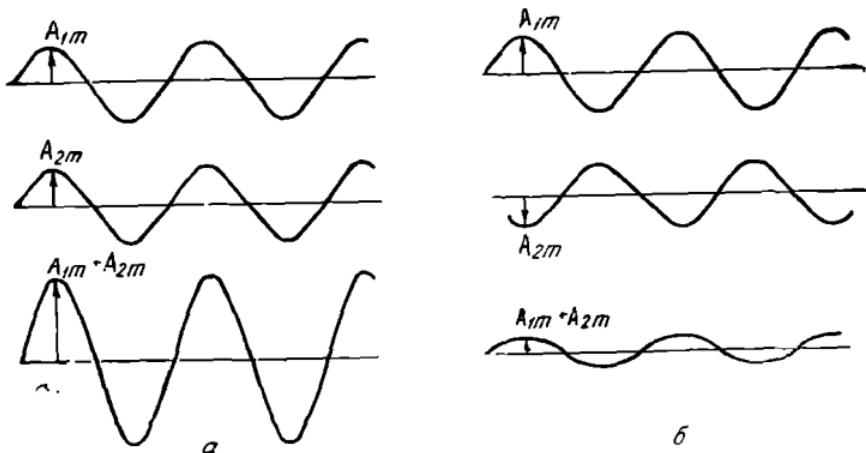
рашади. Бу нүқталар M манбанинг күзгүлардан тасвирилады. Демак, күзгүлардан қайтиб \mathcal{E} экранга тушаётган ёруғлик нурлары худди M_1 ва M_2 мавҳум когерент манбалардан чиқаётгандек бўлади. Улар экранда турғун интерференцион манзарани ҳосил қилиади. Френель бипризмасидан фойдаланиш ҳам когерент ёруғлик нурларини ҳосил қилиш имконини беради (1.7-расм). Бу ҳолда мавҳум когерент манбалар (M_1 ва M_2 лар) табии ёруғлик манбайи M дан чиқаётган нурларнинг бипризмада синиши туфайли вужудга келади.

4- §. Интерференцион манзарани ҳисоблаш

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



1.8- расм



1.9 - расм

күринишича, l_1 ва l_2 лар түрки бурчаклы учбурчакларнин гипотенузалари. Шунинг учун қуидагиларни 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 айырсак, $l_2^2 - l_1^2 = 2xd$ ёки $(l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2xd$ бўлади. Агар $l_2 - l_1 = \delta$ белгиласак, юқоридаги ифодадан

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

ни ҳосил қиласиз. 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 δ нинг қиймати ёруғлик тўлқиннинг ярим узунлиги ($\lambda_0/2$) га жуфт каррали бўлса, D нуқтага когерент манбалардан етиб келаётган тўлқин тизмалари бир хил фазаларда бўлади. Бир хил фазадаги тебранишларнинг қўшилиши натижасинда вужудга келган натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар амплитудалари нинг йиғинидисига тенг бўлади (1.9-*α* расмга қ.). Агар δ нинг қиймати ($\lambda_0/2$) га тоқ каррали бўлса, манбалардан D

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

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

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

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

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

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

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

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

бўлади. Бундан, Δx катталик ёруғликнинг түлқин узунлигига ва тажриба параметрларини ифодаловчи l/d нисбатга боғлиқ, деган холосага келамиз. Шунинг учун тажрибада монохроматик ёруғлик эмас, балки оқ ёруғликдан фойда-

ланылса, оқ ёруғлик таркибидаги турли рангли ёруғликтар учун интерференцион манзаралар бир-бирига устма-уст тушмайды. Натижада ранг-баранг төвлөнедиган интерференцион манзарани күзатамыз. Ҳақиқатан, (1.15) ифодага ассоан, бинарша нурлар ($\lambda_0 = 0,40$ мкм) нинш иккى құшни максимумлари орасидаги масофа қызил нурлар ($\lambda_0 = 0,75$ мкм) нинш иккى құшни максимумлари орасидаги масофадан кичик. Бу ҳол 1.8-г расмда тасвирланған.

5- §. Юпқа пластинкалардаги интерференция

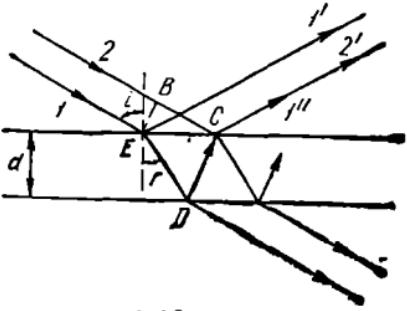
1.10-расмда юпқа шаффоғ пластинка катталаштырылған ҳолда тасвирланған. Бу пластинканың устки ва остық текисликтерінде үзаро параллел. Қалинліги d га тең. Пластинкаға бирор i бурчак состида параллел нурлар, яғни ясси ёруғлик түлкін тушаётгандай болады. Бу нурлардан хәделан иккитасини (расмда 1 ва 2 деб белгиланған) ажратыб, улар ҳақида мұтоғаза жүргиземиз. Нурларға перпендикуляр рациональда үтказилған EB текислик ясси ёруғлик түлкінининг фронтидір. Бу текисликте етиң келген вақтда 1 ва 2 нурларның фазалар фарқы

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

ва йўллар фарқы

$$\delta = 0$$

бўлади. E нуқтага тушаётгандай 1 нур қисман қайтади (қайтган нур расмда $1'$ деб белгиланған), қисман синиб ED йўналишда давом этади. Синган нур пластинканың остық текислигига етиб боргач, қисман синиб пластинкадан ҳавога чиқади. Бошқа қисми эса DC йўналишда пластинка ичига қайтади. Қайтган бу нур пластинканың устки текислигидан қисман қайтади, қисман синиб ҳавога чиқади (нурнинг бу қисми $1''$ деб белгиланған). Лекин C нуқтага ясси ёруғлик түлкінининг 2 нури ҳам тушади. /2 нурнинг пластинка устки текислигидан қайтган қисми (расмда $2'$ деб белгиланған) ва $1''$ нур интерференциялашади, чунки пластинканың устки ва остық текисликтеридан қайтган бу нурлар үзаро когеренттір. Агар пластинка λ_0 түлкін узунликли



1.10-расм

монохроматик нурлар билан ёритилаётган бўлса, C нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги 1 ва 2 нурлар учрашгунча босиб ўтган йўлларининг фарқига боғлиқ бўлади. 1 нур EDC йўлни, 2 нур эса BC йўлни босиб ўтади. Лекин йўллар фарқи бу икки йўлнинг геометрик айримасига 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 нурларининг геометрик йўллар фарқини эмас, балки спикер йўллар фарқини ҳисоблаш керак. У ҳолда, аввал оптик йўл узунлиги деб аталувчи тушунча билан танишайлик.

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

Бундан ташқари, ёруғлик тўлқин оптик зичлиги кичикроқ муҳит билан оптик зичлиги каттароқ муҳит чегарасидан қайтганда унинг фазаси π га ўзгаради. Бундай ҳолат муҳокама қилинаётган мисолда 2 нурнинг C нуқтадан қайтишида содир бўлади. Буни ҳисобга олиш учун йўллар фарқини ҳисоблаётганда δ га ёруғликнинг вакуумдаги ярим тўлқин узунлигини қўшиш ёҳуд айриш керак.

Натижада 1 ва 2 нурларининг C нуқтадаги оптик йўллар фарқи

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

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

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

Бу ифодага асосан, δ нинг қиймати нурларининг тушиш бурчаги i , пластинка моддасининг синдириш кўрсаткичи n

ва қалинлиги d га боғлиқ. Қүйидаги ҳолларни күрәйлик.

1. Ясси-параллел пластинкага тушаётган барча нурлар учун $i = \text{const}$ бўлсин, яъни пластинкага λ_0 тўлқин узунликли монохроматик параллел нурлар тушаётган бўлсин.

У ҳолда пластинканинг устки ва ости текисликларидан қайтган нурларнинг интерференциялашиши натижасида ёруғлик интенсивигининг максимуми

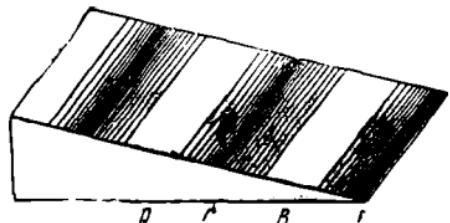
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.18)$$

шарт бажарилганда, минимуми эса

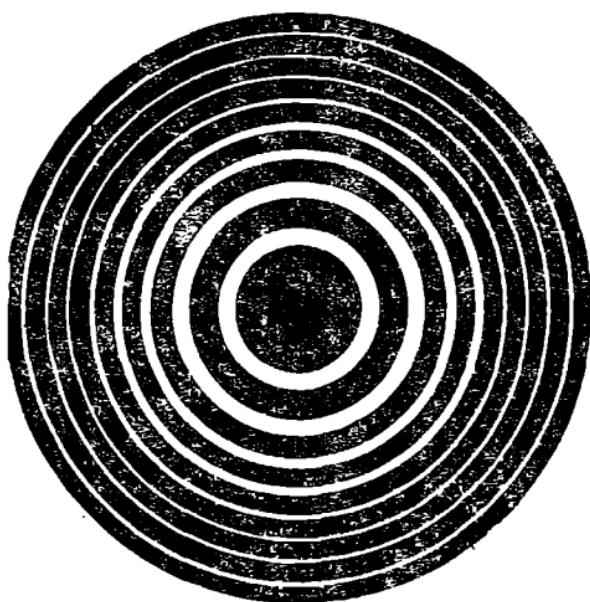
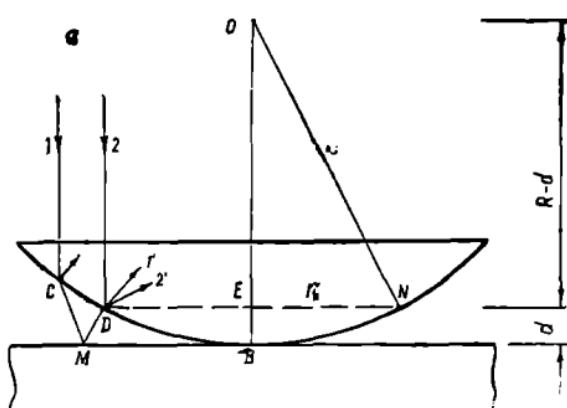
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (1.19)$$

шарт бажарилганда кузатилади. Пластинка ясси-параллел, яъни пластинканинг барча қисмларининг қалинлиги бир хил бўлганлиги учун пластинканинг барча соҳаларида б нинг қиймати бир хил бўлади. Шунинг учун (1.18) шарт бажарилган тақдирда пластинка юзининг барча қисми λ_0 тўлқин узунликли нурнинг рангига бўялгандек кўринади. (1.19) шарт бажарилганда эса пластинканинг юзи қоронғи бўлади.

2. Нурлар параллел, яъни $i = \text{const}$, лекин d ўзгарувчан бўлсин. Бу ҳолни қўйидаги тажрибада амалга ошириш мумкин. Бир-бирининг устига қўйилган икки ясси-параллел пластинкаларнинг оралиғига бир томондан юпіقا шиша бўлакчасини қистириб қўйсак, бу икки пластинка оралиғидаги ҳажм понасимон ҳаводан иборат бўлади (1.11-расм). Бу ҳаво пона қалинлиги аста-секин ўзгариб борувчи пластинкадир. Фақат бу пластинканинг моддаси ҳаводаш иборат. Ҳаво понанинг E соҳасида қалинлик жуда кичик. Шунинг учун понанинг шиша пластинкалар билан чегарадош устки ва ости қатламларидан қайтаётган нурларнинг йўллар фарқи $\delta = \frac{\lambda_0}{2}$ га жуда яқин бўлади. Понанинг қалинроқ соҳаси томон силжиганимизда шундай B соҳага етиб келамизки, бу ерда $\delta = 2\frac{\lambda_0}{2}$ бўлади. Янада қалинроқ соҳалар томон юрганимизда $\delta = 3\frac{\lambda_0}{2}$ бўлган C соҳа, $\delta = 4\frac{\lambda_0}{2}$ бўлган



1. 11-расм



1.12- расм

D соҳа ва ҳоказоларга дуч келамиз, шунинг учун λ_0 тўлқин узунликлини монохроматик параллел нурлар билан ёритиладиган пенианинг сиртида 1.11-расмда тасвирилангандек навбатма-навбат келувчи қоронги ва ёруғ йўл-йўл соҳалар (полосалар) намоён бўлади.

Ясси шиша пластинкага радиуси $R = 1 - 2$ м бўлган ясси-қавариқ линза қўйилган бўлсин. 1.12-*a* расмда бу системанинг кесими тасвириланган. 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 ту-

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

$$R^2 = r_{k'}^2 + (R - d)^2$$

Бу тенгликин соддалаштириб ва d^2 ҳадни кисиеллиги туфайли ҳисобга олмасдан қўйидаги

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

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

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

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

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

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

тенглик бажарилганда ёруғ ҳалқалар,

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

төңглик бажарилганда эса қоронғи ҳалқалар вужудга келади. Бу икки төңгликдан ёруғ ҳалқаларнинг радиуслари

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

ифода орқали, қоронғи ҳалқаларнинг радиуслари эса

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

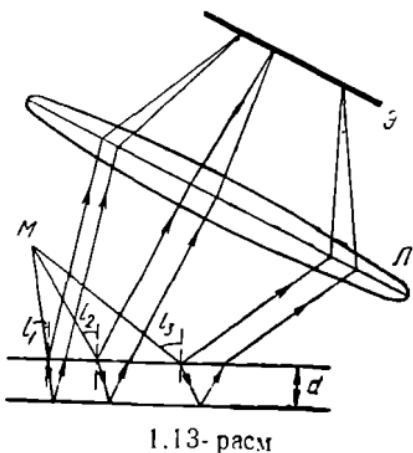
ифода орқали аниқланишини топамиз. Қоронғи ҳалқалар интерференцион манзаранинг марказидан бошланади. Шунинг учун қоронғи ҳалқаларнинг ҳисоби $k = 0$ дан, ёруғ ҳалқаларнинг ҳисоби эса $k = 1$ дан бошланади.

Шуни ҳам қайд қиласайликки, агар тажрибаларда монохроматик нур әмас, балки оқ ёруғликтан 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 тажрисаларда кузатилган полссаларни (1-мисол) ва ҳалқаларни (2-мисол) бирдай қалинликолосалари ва ҳалқалари дейилади.

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

остида тушаётган нурлар пластинканинг устки ва остики сиртларидан қайтиб, L линзанинг фокал текислигига жойлашган Э экранда учрашади ва интерференциялашади. Агар тажрибада монохроматик нурлардан фойдаланилса, ёруғлик интерференциясининг натижаси фақат тушиш бурчаги i га боғлиқ, холос. Бу ҳолда интерфе-



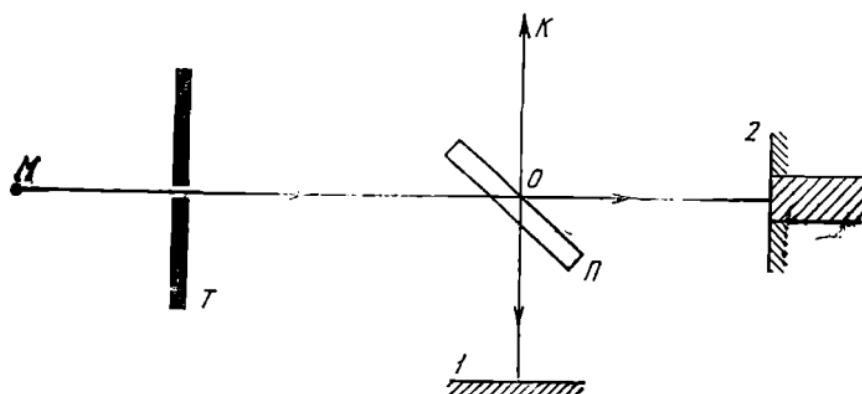
1.13-расм

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

Шуни ҳам қайд қилиш лозимки, юпқа пластинкалардаги интерференция фақат қайтган ёруғликдагина эмас, ғалки 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 ишлэш принципи билан танишайлик. *M* манбадан чиқаётган монохроматик ёруғлик нурлари ярим шаффофф *P* пластинкага тушсин (1.14-расм). Ёруғлик тўлқин пластинкадан қисман қайтади, қисман ўтади. Қайтган ва ўтган нурлар ўзаро перпендикуляр равишда жайлашган *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 интерференциялашиши туфайли экранда



1.14-расм

Қоронғи ва ёруғ полссалардан иборат бўлган интерференцион манзара намёён бўлади.

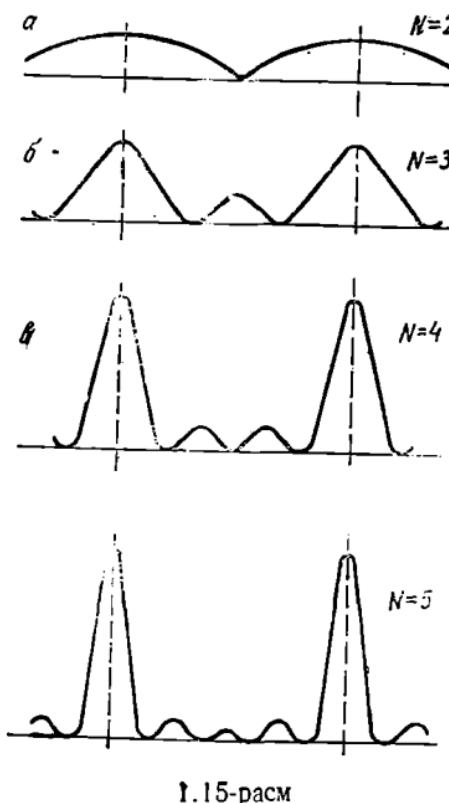
Кўзгулаардан бирини (1.14-расмда 2 кўзгу) деформацияси ўрганилаётган жисмга ёпишириб қўяйлик. Деформация туфайли жисм (унга бирингирилган кўзгу хам) $\lambda_0/2$ масоғага иштирика томон силжисин. У ҳолда иккинчи кўзгуга тушнаб, ундан P томон қайтаётган нур $2\lambda_0/2$ қадар камроқ йўл юради. Бу эса, ўз павбатида, интерференциялашаётган тўлқинлар йўллар фарқининг ўзгаришига сабаб бўлади. Натижада экрандаги интерференцион манзара олдингисига ишбатан бир тўлиқ полоса қадар силжийди. Шу тариқа интерференцияни манзаранинг силжиши жисм деформациясининг катталиги тўғрисида ахборот беради.

Бу мисолда фақат бир техник вазифани бажариш учун мосланган интерферометр билан танишдик. Умуман, турлича вазифаларни ҳал қилишда қўлланиладиган интерферометрларниң конструкциялари ҳам турлича бўлади. Лекин уларниң барчасида ўлчаниши лозим бўлган параметр ўзгарувчан, қолганлари эса ўзгартмас бўлади.

Аммо икки нурнинг интерференциялашиши туфайли вужудга келадиган манзаранинг бир камчилиги мавжуд: экрандаги ёритилганлик максимумдан минимум томон аста ўзгариб боради. Бошқача қилиб айтганда, максимумлар ёйилганрек бўлиб, умумий фонда унчалик аниқ ажралиб турмайди (1.15-а расмга к.).

Интерференцияни манзаранинг кескинлигини сипариши мақсадида икки эмас, балки кўпроқ когерент нурларниң интерференциялашишидан фойдаланилади. 1.15-расмнинг *a*, *b*, *c*, *e* қисмларида мосравишда тенг амплитудали 2, 3, 4, 5 когерент тўлқинларининг интерференциялашиши туфайли вужудга келган манзаралар тасвирланган.

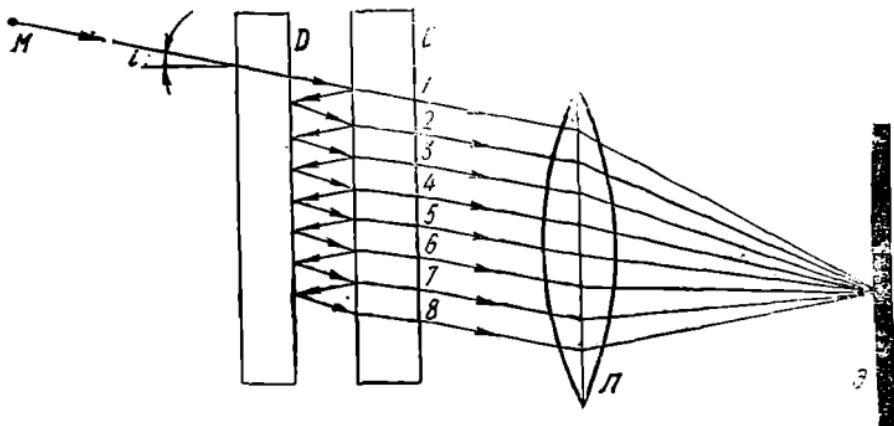
Интерференцияни манзараларда мужассамлашган



ёруғлиқ энергия интерференциялашаётган түлқинлар сони N га пропорционал, максимумлардаги энергия эса N^2 га пропорционал равища ортиб боради. Энергиянынг сақланиш қонунига асосан, N ортгай сарқи интерференцион манзаранинг максимумлардан бүлак қисмлари қоронғирсқ бүлади ва манзаранинг күпроқ қисмини әгаллайды. Шунинг учун күп нурлы интерференцияда икки нурлы интерференцияга нисбатан максимумлар энсизроқ ва ёрқинроқ бүлади.

Құшилувчи тебранишлар амплитудалари геометрик прогрессия бүйича камайиб борган ҳолларда ҳам вужудга келдиган интерференцион манзара теңг амплитудали тебранишлар құшилғаныда ҳосил бүладиган интерференция манзарага ўхшаш бүлади (1.16-расм). Лекин құшилувчи түлқинлар сони етарлича күп бүлган ҳолда интерференция манзарадаги кичик максимумлар ва интенсивлиги нолга теңг бүлган соҳачалар йўқолади.

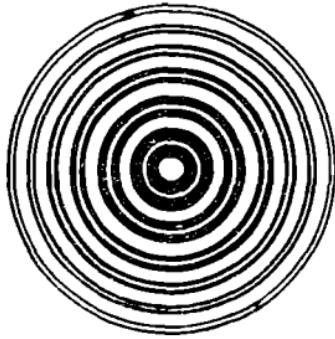
Амплитудалари геометрик прогрессия бүйича камайиб борувчи *күп нурларнинг интерференцияси* Фабри — Перо эталонида қўлланилди. Фабри — Перо эталони (1.17-расм) иккى ясси-параллел пластинкаларнинг бир-бирига қараган томонлари юпқа ярим шаффофф кумуш қатлами билан қопланган. Бу қатламларнинг ёруғлини қайтариш коэффициенти $\rho \sim 0,90 \div 0,95$. Фабри — Перо эталонига ёйилувчи монохроматик нурлар тушаётган бўлсин. Расмда ана шу нурлардан бири, аниқроғи, пластинка-



1.17-расм



1.16-расм



1.18- расм

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

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

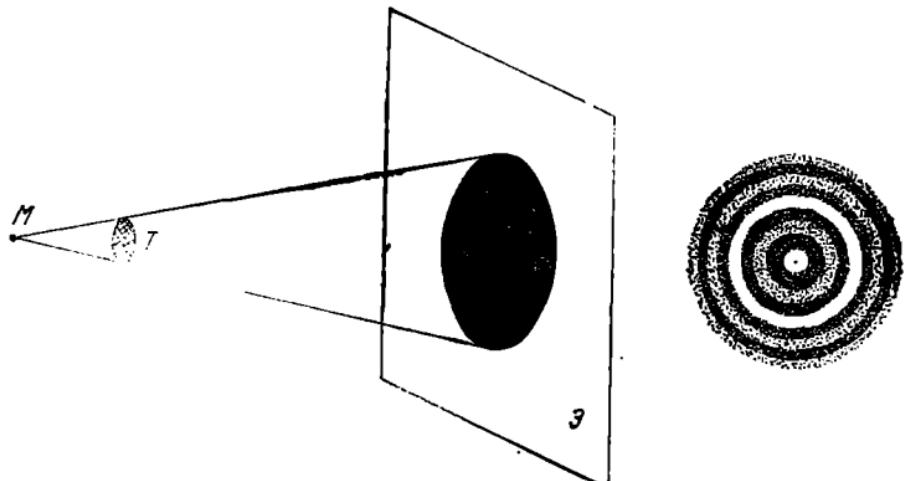
II ВОБ

ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

1-§. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс — Френель принципи

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

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

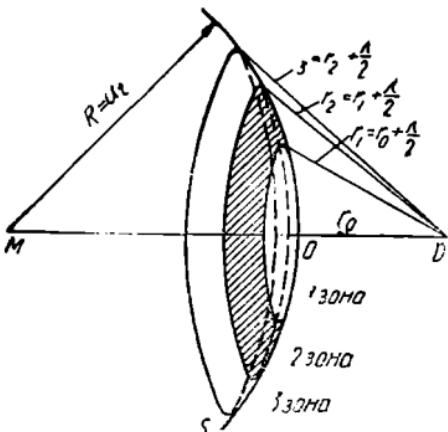


2.1- расм

Геометрик оптика қонунларига зид бўлган ёруғлик дифракциясининг моҳиятини қуидаги тарзда тушунтирилади. *Гюйгенс принципига* асосан, тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиласми тўлқинларнинг манбалари деб ҳисоблаш мумкин. Френель эса Гюйгенс принципини такомиллаштириб, бу иккиласми тўлқинларнинг манбаларини когерент манбалар деб ва фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги тебраншини бу нуқтага етиб келган иккиласми когерент тўлқинлар интерференциялашишининг натижаси деб қараш лозим, деган фикрни илгари сурди. Френель ўзи такомиллаштирган принцип (бу принципни *Гюйгенс — Френель принципи* деб аташ одат бўлган) ёрдамида ёруғлик дифракциясига оид бир қатор ҳодисаларни тушунтирди. Тўлқин фронтидаги нуқталар, яъни иккиласми когерент манбалар сони ниҳоятда кўп бўлгани учун иккиласми 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 λ , тезлигини i деб белгилаймиз) бир жинсли муҳитда тарқалаётган бўлсин. Чекли t вақтдан сўнг ёруғликнинг тўлқин фронт радиуси $R = ut$ бўлган сферик сиртдан иборат бўлади. 2.2-



2.2. рәсм

даланиб ҳал қиласыз. M ва D нүкталарни түғри чизик билан бирлаштирайлык. Бу түғри чизик S сиріні O нүктада кесиб үтади. O нүкта S сиртдеги барча нүкталар ичидә D нүктага әнг яқын жойлашган. OD ни r_0 орқали белгилайлык. Марказлари D нүктада жойлашган, радиуслари эса месс равишда

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

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

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

бұлған сфералар ўтказайлар. Бу сфералар түлқин фронтини көсиши натижасыда S сирт бир қатор ҳалқасынан зоналарга ажратылади. Уларни Френель зоналари деб аташ одат бўлган. Ҳисобларнинг кўрсатишича, Френель зоналарининг юзлари тахминан бир хил бўлар экан. Бундан, Френель зоналаридаги иккиламчи түлқинларнинг манбалари ҳам тахминан бир хил бўлади, деган хулссага келамиз. Аммо Френель зоналарининг номерлари ортган сари зоналардан D нүктагача бўлган массфалар ҳам чицикли қонун билан жуда секин орта боради (масалан, $r_3 > r_2 > r_1$). Бундан ташқари, зоналарнинг номерлари ортган сари D нүктадан зоналар юзларининг кўриниш бурчаклари ҳам ортиб боради. Шунинг учун зоналардаги барча иккиламчи түлқинлар манбаларидан D нүктага етиб келаётган ёруғлик түлқинларнинг натижавий ампли-

расмда шу сферик сиртнинг бир қисми S тасвирланган. Бу сиртдеги барча нүкталар — иккиламчи когерент түлқинлар манбандир. Фазонинг иктиёрий A нүктасидаги ёруғлик түлқиннинг амплитудасини топайлик. Бунинг учун S сиртнинг барча нүкталаридан D нүктага етиб келаётган иккиламчи когерент түлқинларнинг йигиндисини топиш керак. Бу масалани Френель зоналар усулидан фойдаланиб ҳал қиласыз. M ва D нүкталарни түғри чизик билан бирлаштирайлык. Бу түғри чизик S сиріні O нүктада кесиб үтади. O нүкта S сиртдеги барча нүкталар ичидә D нүктага әнг яқын жойлашган. OD ни r_0 орқали белгилайлык. Марказлари D нүктада жойлашган, радиуслари эса месс равишда

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

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

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

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

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

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

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

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

кўринишда ёзилиши керак. Бу иғодани қўйидаги шаклда ҳам ёзиш мумкин:

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

Монотон равишида камайиб борувчи сонлар кетма-кетлигига [(2.2) ифодага қ.] ихтиёрий ҳад шу ҳаднинг четидаги ҳадларнинг ўртача арифметик қийматига tengлигини, яъни

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

эканлигини ҳисобга олсак, (2.4) да қавеслар ичидаги ифодалар ишга тенг бўлади. Натижада (2.4) ифода қўйидаги кўринишга келади:

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

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

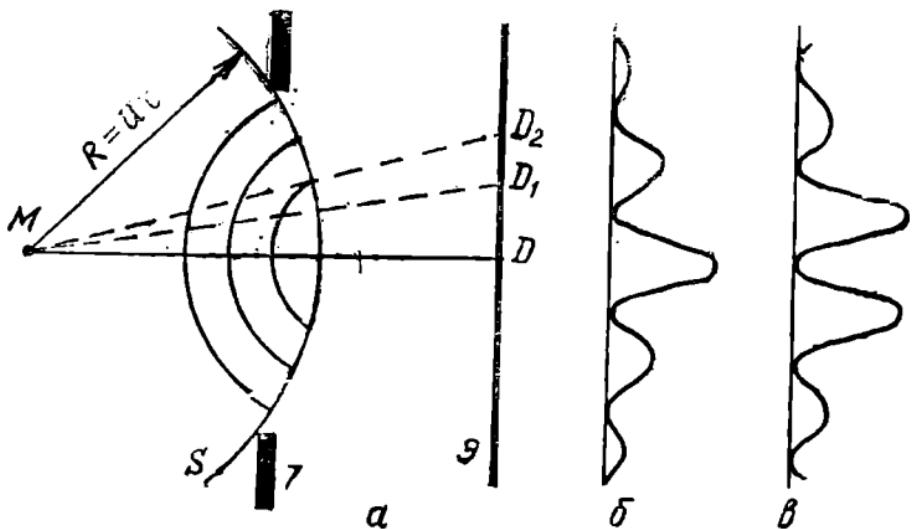
ётгандек тасаввур қылса бўлади. Ҳисобларнинг кўрсатишича, $\lambda = 0,5$ мкм, $R = r_0 = 0,1$ м ҳол учун Сиринчи Френель зонасининг радиуси тахминан 0,00016 м бўлади. Шундай қилиб, бу ҳолда етарлича катта аниқлик билан ёруғлик тўғри чизиқ бўйтаб тарқалади, деб ҳисоблаш мумкин.

3-§. Френель дифракцияси

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

Френель дифракциясига тааллуқли бўлган икки ҳодиса билан танишайлик.

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



2.3- расм

лаб, түсікқа етиб келгандылғын Френель зоналарини ажратайлық. Түсікдеги тешик зоналардан k тасини очиқ қолдиради. Бу зоналардан D нүктеге етиб келаётган ёруғлик тұлқынлар амплитудаларининг йиғиндиси, (2.3) ифодага асосан, шу нүктадеги натижавий тебраниш амплитудасини ифодалайды, яғни:

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

Бу ифодадеги охирги ҳаднинг мусбат ишорасы k тоқ бүлганды үшін, манфий ишорасы эса k жуфтады үшін қолдирады. Түсікдеги доиравий тешик тоқ сонли Френель зоналарини очиқ қолдираган ҳол учун (2.6) ифодадан қуидеги күришишда ёзиш мүмкін:

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

Аксинча, түсікдеги тешик жуфтады үшін Френель зоналарини очиқ қолдирады үшін учун (2.6) ифода қуидеги күришишга келади:

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

Лекин иккі құшни зоналар (масалан, $k = 1$ ва k -Френель зоналари) туғайли D нүктедеги уйғотилаётган тебраниш амплитудалари $A_{(k-1)}$ ва A_k бир-бiriдан кам фарқ қылғани учун $\frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k \approx -\frac{A_k}{2}$ деб олиш мүмкін. Натижада k жуфтады үшін қолдирады үшін

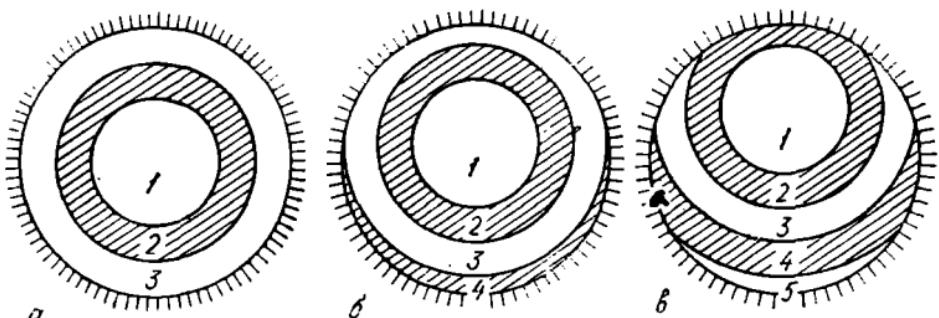
$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2}. \quad (2.7b)$$

k нине кишик қийматларыда (масалан, $3 \div 5$ га тенг бүлганды) A_k ва A_1 лар бир-бiriغا яқын сонлар ($A_k \approx A_1$) бўлади. Шунинг учун k тоқ бүлгандеги D нүктада ёруғлик интенсивлегининг максимуми ($A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \approx A_1$), k жуфтады үшін минимуми ($A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \approx 0$) кузатилади. Түсікдеги тирқиши очиқ қолдираган Френель зоналарининг сони

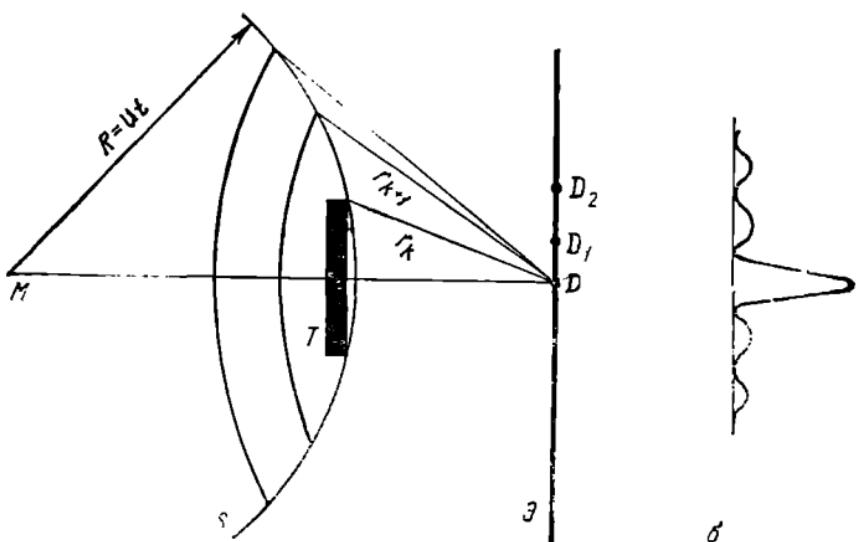
ката бўлганда, $A_k \ll A_1$ бўлади. Шунинг учун D нуқтадаги ёруғлик тўлқиннинг натижавий амплитудаси k тоқ бўлганда $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \approx \frac{A_1}{2}$, k жуфт бўлганда ҳам $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \approx \frac{A_1}{2}$ бўлади. Бошқача айтганда, бу ҳолда ёруғлик худди шаффоғмас тўсиқ бўлмаган ҳслдагидек тарқалади. Юқорида юритилган мулоҳазалар фақат D нуқта учун ўринли эканлигини алоҳида қайд қиласайлик. Ҳақиқатан, Э экрандаги чексиз кўп нуқталар ичидан фрәкат D нуқтани M билан бирлаштирувчи тўғри чизиқ текширилаётган тўсиқдаги доиравий тешик учун симметрия ўқи бўлиб хизмат қиласади. Бу ҳолда тўсиқдаги доиравий тешик счиқ қолдирган Френель зоналарининг манзараси 2.4-*a* расмда тасвирланган. Лекин экраннинг D_1 нуқтаси учун тўсиқдаги доиравий тешик счиқ қолдирдиган Френель зоналарининг манзараси ўзгача бўлади (2.4-*b* расмга қ.). Бу ҳолда тўсиқ учинчи Френель зонасини қисман беркитади. Аммо тўртинчи Френель зонасининг бир қисми доиравий тешикка тўғри келади, яъни очилади. D нуқтадан янада узоқроқдаги нуқта учун эса тешик очиқ қолдирган зоналарни Γ манзараси янада бошқача бўлади (2.4-*c* расмга қ.). Бу эса экраннинг D нуқтадан турлича узоқликдаги D_1 , D_2 , ... нуқталарида ёруғлик интенсивлигининг турлича бўлишига сабабчи бўлади.

Дифракцион манзарада ёруғлик интенсивлигининг ўзгариши 2.3-*b* расмда (k тоқ сонга тенг бўлган ҳол учун) ва 2.3-*c* расмда (k жуфт сонга тенг бўлган ҳол учун) тасвирланган.

2. Доиравий дискдан ҳосил бўладиган дифракция. Нуқтавий монохроматик ёруғлик манбаи M дан тарқалаётган нурлар йўлиша доиравий диск шаклидаги шаффоғмас тўсиқни жойлаштирайлик (2.5-*a* расм). Э экранни эса тўсиққа парал-



2.4- расм



2.5- рasm

лел қилемін жөйлаштирамыз. M манба ва доиралык диск шарн марказидан ұтуғын түсік экранни D нүктада кесади. D ни кузатиш нүктаси сифатида танласақ, түсік S түлікін фронтидаги Френель зоналаридан тасини беркитади. Шунинг учун D нүктадаги ёруғлық түлкіншінг амплитудасы $k+1$ ва үндан катта номерли Френель зоналаридан келеттеган түлкінлар амплитудаларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

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

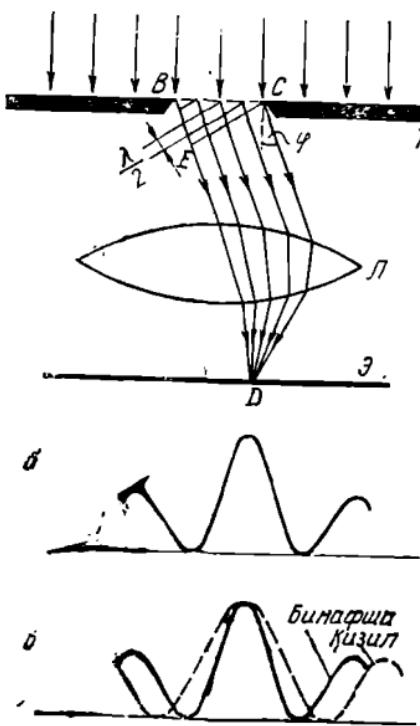
k унчалик катта бўлмаган ҳоллар учун A_1 ва $A_{(k+1)}$ бирбиридан кам фарқ қиласи. Шу сабабли, D нүктадаги ёруғлық интенсивлиги худди манба ва экран оралығыда ҳеч қандай түсік бўлмаган ҳолдагидек бўлади. Лекин D нүктадан бирор масофа узоқлиқдаги D_1 нүктани кузатиш нүктаси сифатида танласақ, доиралык диск $(k+1)$ Френель зонасини қисман беркитади, иккинчи томондан k зона қисман очилади. Шунинг учун D_1 нүктадаги ёруғлық интенсивлиги D нүктадагига нисбатан заифроқ бўлади. D_1 дан ҳам узоқроқ жойлашган D_2 ни кузатиш нүктаси сифатида танлагалимизда эса түсік Френель зоналарини янада бошқачароқ тарзда беркитади. Натижада экраншынг D нүктадан турлича узоқ-

ликдаги нүқтасырида ёруғлик интенсивліктер 2.5-брасмада тасвирланғанындең бүләди. Дифракцион манзара әса навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқалар күренишида бўлиб, k нинг тоқ қийматларида ҳам, жуфт қийматларида ҳам манзаранинг маркази (яъни D нүқта) ёруғ бўлди. Экранда D нүқтадан узоқлашиб геометрик соя соҳасидан чиқилганда дифракцион манзара сезилмайдиган даражада хирадашган бўлди. Бунинг сабаби бу соҳада дифракцияси манзаранинг устига кучли ёруғликнинг тушишидир.

4- §. Фраунгофер дифракцияси

Параллел нурлар тушаётган T тўсиқда кенглиги $BC = a$ бўлган тирқиши мавжуд (2.6-а расм). Тирқишининг орқасига йиғувчи L линзани, линзанинг фокал текислигига әса Э экранни жойлаштирайлиқ. Текширилаётган ҳолда тўсиқка тушаётган монохроматик ясси ёруғлик тўлқиннинг фронти, тирқиши текислиги ва экран текислиги ўзаро параллелдир. Тирқишига етиб келган тўлқин сиртигининг барча нүқтасидаги тебранишлар бир ҳил фазада содир бўлди. Бироқ бошланғич йўналиш билан бирор фурчак ҳосил қилиб

тарқалатеётган иккиласми тўлқинлар экраннинг D нүқтасига (лиза йиғувчи бўлганлиги учун кузатиш бурчаги Φ нинг ҳар бир қийматига экраннинг бирор нүқтаси мос келади) бир ҳил фазада етиб келмайди, чунки бу нурлар оптик йўлларининг узунилликлари бир ҳил эмас. Тирқишининг чап (B) ва ўнг (C) чеккаларидан D нүқтага етиб келаётган ёруғлик нурларининг оптик йўллар фарқиши топайлиқ. Бунинг учун C нүқтадан нурлар йўналишига перпендикуляр CE ни туширамиз. У ҳолда $BE = BC \cdot \sin \Phi = a \cdot \sin \Phi$ кесма изланеётган йўллар фарқи бўлади. BE ни хаёлан $\lambda/2$ узунилкдаги кесмачаларга



2.6- расм

ажратайлик. Бу кесмачаларниң охирларидан CE га параллел текисликларни BC билан утрашгунча давом эттирсак, тирқищдаги BC түлкін фронтини бир хил кенгликдаги тасмачаларга ажратған бўламиз. Ёнма-ён жойлашган икки тасмачаниң мос нуқталаридан танланган йўналиш бўйича (яъни ф бурчак остида) D нуқтага етиб келаётган нурларнинг йўллар фарқи $\lambda/2$ га teng бўлади. Шунинг учун бу тасмачаларни Френель зоналари деб қарашимиз мумкин. Тирқишига тўғри келган Френель зоналарини топиш учун

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

нисбатни аниқлаш керак, албатта. Бундан a ва $\lambda/2$ зигзагармас бўлганда Френель зоналарининг сони куватиш бурчаги ф га боғлиқ, яъни куватиш бурчаги қанчалик катта бўлса, тирқишида шўнчалик кўпроқ Френель зоналари жойлашади, деган хулссага қеламиз. Куватиш бурчаги ф нинг баъзи қийматларида тирқишига мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун жуфт сонларга teng бўлади, яъни

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

ф нинг бу шартни қансатлантирувчи қийматларига мос келувчи экран нуқталаридан иккиласми тўлқинлар бир-бирини сўндириши натижасида (чунки қўшни Френель зоналаридан келаётган тўлқинлар қарама-карши фазада бўлади) қорон-рилик, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимумлари кузатилади.

Аксинча, ф нинг баъзи қийматларидан тирқишига мос келувчи Френель зоналарининг сони бутун тоқ сонларга teng бўлиши мумкин, яъни

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

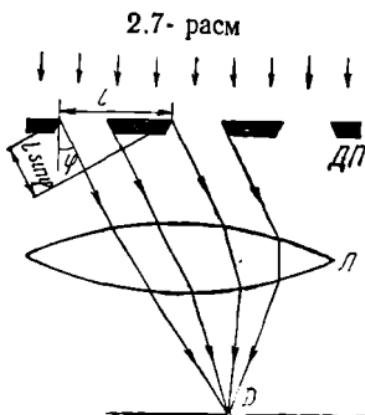
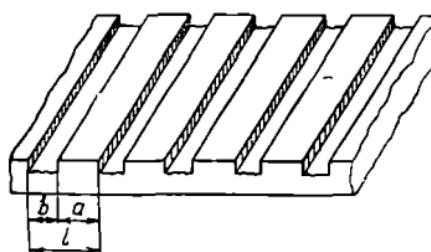
Бу шартни қансатлантирувчи ф нинг қийматларига мос келувчи экран нуқталаридан иккиласми тўлқинларнинг таъсири фақат битта Френель зонасининг таъсиридек бўлади. Шунинг учун бу нуқталарда ёруғлик интенсивлигининг максимумлари кузатилади.

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

лашади. 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 $k = 1, 2, 3$, 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 λ кичикроқ бўялган ёруғлик учун дифракцион максимум ҳам кичикроқ бурчак остида кузатилади. 2.6-в расмда бинафша ва қизил нурлар учун ёруғлик интенсивлигининг экран бўйлаб ўзариши 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

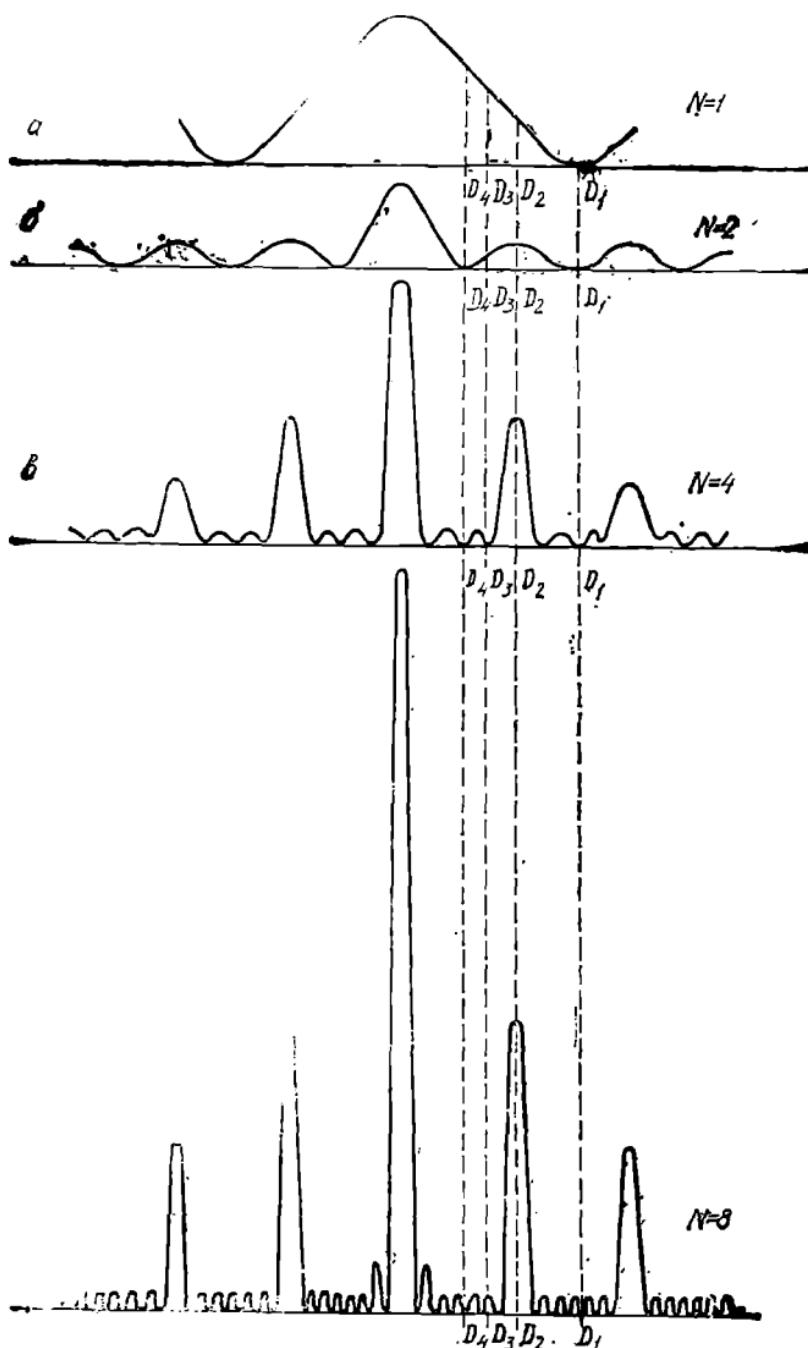


Дифракцион панжара де-
ганде бир-биридан b узоқ-
ликда жойлашган бир хил a
кенглиқдаги тирқишилар тўп-
ламидан иборат оптик асбоб
тушунилади. Одатда, дифрак-
цион панжарани қуйидаги
усулда ясалади: шаффоф шиша
пластинкани максус машина
ёрдамида тирнаб бир-бирига
параллел бўялган энсиз ариқ-
чалар ҳисил қилинади (2.7-
расм). Шиша пластинканинг
тирналган қисмлари (эни b бўя-
лган ариқчалар) ёруғлик нурла-
ри учун шаффофтасмачалар
арризланаётган. Ариқчалар
оралиғидаги қисм-
лар (кенглиги a га тенг бўя-
лган шаффофтасмачалар) ёруғ-
лик нурлари учун тирқишилар
вазифасини бажаради. Қўшни
тирқишиларнинг мос нукталари

орасидаги масофа

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

дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври деб аталади.



Дифракцион ганжарага (*ДП*) ясси монохроматик түлкін нормал тушаётган бұлсип (2.8-расм). Дифракция панжарадаги қар бир алоҳида тирқиши туфайли вужудға келадын манзара олдинги параграфда баён этилганидек бўлади. Панжара таркибидаги иккى ёки ундан ортиқ тирқишилар туфайли вужудға келадын дифракцион манзарапи топиш учун эса фақат алоҳида тирқишидан чиқаётган нурларнинг экраннинг муайян нуқтасида ўзаро интерференциясинигина эмас, балки яйни нуқтага турли тирқишилардан келаётган нурларнинг интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак.

Кузатиш бурчаги ϕ нинг бир неча қийматлари учун мулоҳазалар юргизайлик.

1. Кузатиш бурчагининг қиймати (2.10) шартни, яъни

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

ни қаноатлантирилсин. Бу ҳолда қар бир алоҳида тирқишидан ϕ бурчак сстида чиқаётган нурлар экраннинг D_1 нуқтасида интерференциялашиши натижасида қоронғилик (ёруғлик интенсивлигининг минимуми) кузатилади (2.9-*a* расмга к.). Тирқишилар сони иккى ёки ундан ортиқ бўлганда ҳам экраннинг D_1 нуқтасида ёруғлик кузатилмайди, яъни ёруғлик интенсивлигининг минимуми қайд қилинади, албатта (2.9-расмга к.). Шунинг учун панжара туфайли вужудға келадиган дифракцион манзарадаги бу минимумлар *асосий минимумлар* деб аталади.

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

а) ϕ бурчакнинг шундай қийматлари мавжудки, натижада иккала тирқишининг мос нуқталаридан келаётган нурлар (2.8-расмдаги 1 ва 2 тирқишининг чап четидан келаётган нурларга қаранг) бир хил фазада, яъни бу нурларнинг йўллар фарқи ярим түлкін узунилликка жуфт каррали—

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

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

Бу максимумлар асосий максимумлар деб аталади. k нинг қиymати эса асосий максимумлар тарғибини ифодалайди.

б) кузатиш бурчаги ϕ шинг баъзи қиymатларида иккала тирқишининг мос нуқталаридан келаётган нурлар қарама-қарши фазада, яъни бу нурларнинг йўллар фарқи ярим тўлқин узунликка тоқ каррали

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

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

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

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

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

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

бўлади, чунки алоҳида тирқишлардан келаётган тебраниш-

лар амплитудалари ўзаро тенг. Бундан ассоий максимумнинг интенсивлиги

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

га тенг бўлади. Демак, дифракцион панжара туфайли ву-жуғса келадиган манзарадаги ассоий максимумларнинг интенсивликлари панжарадаги тирқишилар сони N нинг квадратига пропорционал бўлади.

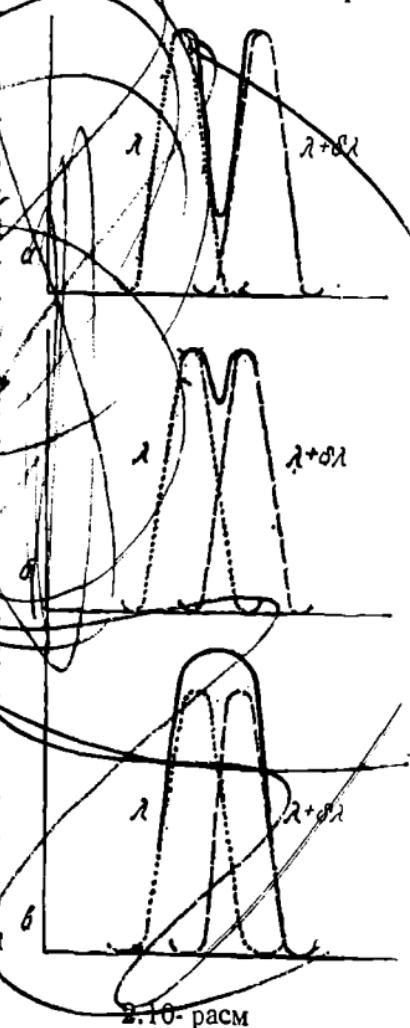
Агар дифракцион панжара оқ ёруғлик билан ёритилсанчи? Оқ ёруғликни турли тўлқин узунликли бир қатор монокроматик ёруғлик тўлқинларнинг суперпозицияси деб қараш мумкин. Бу монокроматик тўлқинлар дифракцион панжарадан ўтаётганда ўзларининг мустақилликларини сақлайди. (2.13) шартга ассоан ассоий максимумлар ёруғликнинг тўлқин узунлигига босғлиқ. Бундан фақат нолинчи тартибли ($k = 0$) ассоий максимумлар истиснодир. Ҳақиқатан, $k = 0$ бўлганда λ нинг ҳар қандай қийматлари учун ассоий максимум $\varphi = 0$ бурчак состида кузатилади, яъни оқ ёруғлик таркибидаги барча монокроматик тўлқинларнинг нолинчи ассоий максимумлари устма-уст тушади. Шунинг учун дифракцион манзаранинг марказидаги ($\varphi = 0$) ассоий максимум оқ бўлади. Лекин биринчи, иккинчи ва ҳоказо тартибли ($k = 1, 2, 3, \dots$) ассоий максимумлар турли тўлқин узунликли монокроматик ёруғиклар учун турлича бурчаклар состида кузатилади. Масалан, тўлқин узунлиги каттароқ бўлган қизил ёруғикнинг ($\lambda_k = 0,76$ мкм) ассоий максимуми бинафша ёруғикнига ($\lambda_c = 0,40$ мкм) қараганда каттароқ бурчак остида кузатилади. Умуман, монокроматик ёруғикка тегишли бўлган ассоий максимумнинг экрандаги тасвири дифракцион панжаранинг тирқишиларига параллел бўлган жуда энсиз чизиқ шаклида намоён бўлади. Панжарадан оқ ёруғлик ўтаётган бўлса, экранда спектр деб аталашибган рангли ўзаро параллел энсиз чизиқлар кузатилади. Бу чизиқларнинг ҳар бири айрим ёруғикка 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 спик асбоб сингари дифракцион панжаранинг ҳам ассоий характеристикаси — унинг ажратма олиши қобилиятидир. Ажратма слиш қобилияти деганда дифракцион панжаранинг тўлқин узунликлари бир-бирига яқин бўлган нурларни ажратиш хусусияти тушунилади. Масалан, панжарага тушаётган ёруғлик икки монокроматик нур-

нинг йиғиндисидан иборат бўлсин. Бу нурларнинг тўлқин узунликлари бир-биридан $\delta\lambda$ га фарқ қилсин, яъни биринчи нурнинг тўлқин узунлигини λ деб белгиласак иккинчиси-ники $\lambda + \delta\lambda$ бўлади. Дифракцион панжаранинг k -тартибли спектрида иккинчи нурнинг асосий максимуми биринчи нурнига нисбатан каттароқ бурчак остида кузатилади. Эк раунда эса бу нурларнинг асосий максимумлари ёнма-ёйжойлашган икки спектрал чизик тарзида намоён бўлади. Лекин спектрал чизиқнинг кенглиги кичик бўлса ҳам, ба-рибир 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 килинади. Бошқача айтганда, иккала чизиқни ажрим қилиб бўлмайди. 2.10-расмд $\delta\lambda$ нинг турлича қийматлари учун k -тартибли спектрда икки қўшни чизиқлар (яъни асосий максимумлар) тасвирланган. Бунда λ тўлқин узунликли нур асосий максимумининг интенсивлиги нуткавий чизиқлар билан, $\lambda + \delta\lambda$ тўлқин узунликли нурниги эса штрих чизиқлар билан тасвирланган. Узлуксиз чизиқ иккала максимумнинг йиғинди интенсивлигини билдиради. Расмдан кўринишича, $\delta\lambda$ кичиклашиб максимумлар яқинлашган сари узлуксиз эрги чизиқнинг чукурлик соҳаси борран сари камийиб, ниҳоят, бутунлай йўқолиб кетади (2.10-в расмга к.).

Бу икки максимумни бир-биридан ажрим бўлиш чегараси енфатида Релей қуйидаги фикрни таклиф қилган: агар ўзигини эрги чизиқ минимумининг ординатаси максимумлар ординаталарининг 0,8 қисмiga тенг бўлса, манзара ажрим бўлиши мумкин.

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



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

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

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш қобиляти панжарарадаги тирқишиларнинг умумий сони N ва спектрнинг тартиб номери k нинг кўпайтмасига тенг, яъни:

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

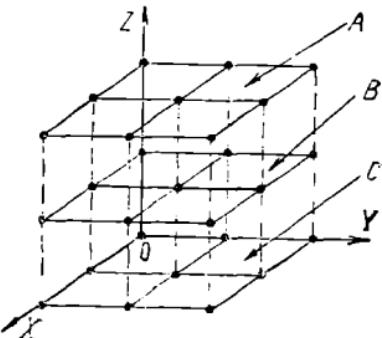
6-§. Фазовий панжаралардаги дифракция

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

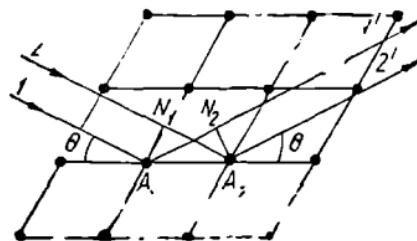
Фазовий панжарада дифракцион максимумларининг вужудга келиш шартини топайлик. Бунинг учун кристаллни

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

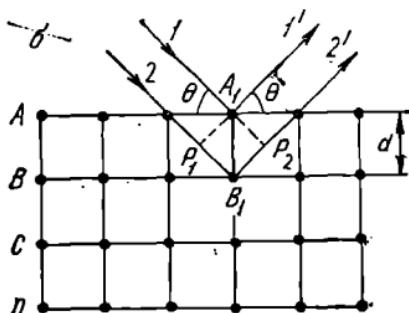
Рентген нурларининг бир қисмигина кристалнинг энг юқори қатламидаги түрсимон текисликдан қайтади. Аксарият қисми эса кристалл ичига кириб боради. Рентген нурларининг барча жисмлардаги сийдириш кўрсаткичи 1 га жуда яқин. Бошқача айтганда, рентген нур-



2.11- расм



2.12- a расм



2.12- b расм

лари энг юқориги тұрсымон текислик (A) га қандай бурчак сстида тушса, қуйирсқады текисликтер (B, C , лар) га ҳам худди шундай бурчак остида тушади. Бу текисликтерден қайтган нурлар интерференциялашишининг натижаси уларнинг йўллар фарқига боғлиқ. Йўллар фаруини топиш учун кристалл билан θ бурчак ҳиссил 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 турибдик (бу расм A, B, C тұрсымон текисликтерни чизма текислиги билан кесишиши туфайли ҳосил бўлган манзарани тасвирлайди), изланадиган 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

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

шарт бажарилса, A_1 ва A_2 атомлардан қайтаётган нурлар интерференциялашиб бир-бирини кучайтиради. Ҳар бир тұрсымон 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 тұрсымон текисликтер орасидаги масофа бир хил бўлганлиги учун юқоридаги хулссани фақат икки қўшни текисликдаги атомлар учунгина эмас, балки кристаллдаги барча атомлар учун умумлаштира бўлади.

Демак, (2.17) тенглама кристаллдаги барча атомлардан қайтаётган иккиламчи тўлқинлар ўзаро интерференциялашиб бир-бирини кучайтириш (дифракцион максимум бериш) шартини ифодалайди. Бу тенглама уни каашф этган олимларнинг шарафига *Вульф-Брэгг тенгламаси* деб аталади. Бу тенгламадаги θ бурчак рентген нурларининг кристалл текислиги билан ҳосил қилган (яъни тусиши бурчагини 90° та тўлдирувчи) бурчак бўлиб, уни *сирпаниш бурчаги* дейилади. (2.17) тенглама асосида қуйидаги хулссаларга келиш мумкин:

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

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

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

бурчак остида кузатилади.

2) $\sin \theta$ нинг қиймати 1 дан катта бўла олмайди. Шунинг учун (2.17) га асосан, биринчи тартибли ($k = 1$) дифракцион максимум $\lambda < 2d$ шарт бажарилган ҳолдагина кузатилади. Агар тажрибада қўлланилаётган монохроматик тўлқиннинг узунлиги $\lambda > 2d$ бўлса, нолинчи тартибли ($k = 0$) дан бошқа барча дифракцион максимумлар ($k = 1, 2, 3, \dots$) кузатилмайди. Бу ҳолда тўлқин худди бир жинсли муҳитдан ўтаётгандек кристаллдан ўз йўналишини ўзгартирмасдан ўтади. Одатда, кристалл панжараларининг доимийси $d \sim (10^{-10} \div 10^{-9})$ м чамасида бўлади. Демак, $\lambda = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6}$ м бўлган ёруғлик тўлқинлар учун барча кристаллар оптик жиҳатдан бир жинсли экан, дея оламиз. $\lambda > 2d$ тенгсизлик эса λ тўлқин узунликли нурлар учун *кристаллининг оптик бир жинслилик шарти* бўлиб хизмат қиласди. Аслида бу шарт фақат идеал кристаллар учунгина ўринли. Реал кристалларда эса иссиқлик ҳаракат туфайли панжаранинг тугунлари орасидаги массофалар 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 , нурларининг сирпаниш бурчаги θ ва тўлқин узунлиги λ қатнишади. Тажрибада бу уч катталиқдан иккитаси маълум бўлса, (2.17) тенгламадан фойдаланиб учинчисини аниқлаш имконияти мавжуд. Масалан, тажрибада қўлланилаётган рентген нурларининг тўлқин узунлиги маълум бўлса, сирпаниш бурчаги θ ни аниқлаб, (2.17) тенглама асосида d ни ҳиссблаб топиш мумкин. Бундай масалалар билан шуғулланувчи фан бўлими *рентгеноструктурный анализ* деб аталади.

7- §. Голография

Голография деган ибора грекча «*holo*» «тўлиқ» ва «*raph*» «ёзаман» сўзларидан ташкил топган бўлиб, у буюмларининг тасиқи кўринишини «ёзаб олиш» нинг маҳсус усулини англатади. Бу усул 1947 йилда Д. Габор томонидан кашф қилинган. Голографиянинг моҳияти буюмдан келаётган (қай-

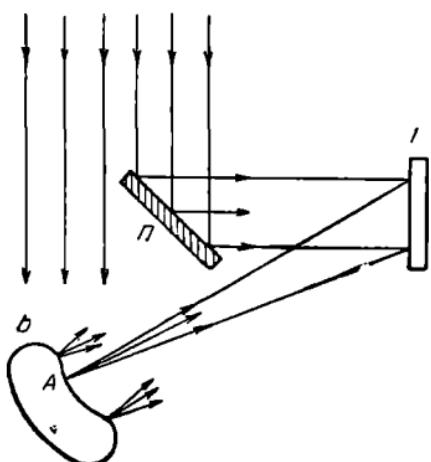
тиш ёхуд синиш туғайли) нурланишнинг тўлқин фронтини фотопластинкага қайд қилиш (ёзib олиш), сўнг буюмнинг тасвирини вужудга келтириш мақсадида бу фронтни тиклашдан иборат.

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

Фотографияда ёритилган обьектнинг айрим нуқталаридан қайтган нурлар фотопластинка ёхуд фотоплёнка текислигининг айрим нуқталарига объектив ёрдамида фокусланади. Бунда буюм барча қисмларининг тасвиrlари равshan бўлавермайди. Фотоаппаратни бирор текисликка равshan қилиб мосланган бўлса, буюмнинг шу текисликда ётувчи нуқталарининг тасвиrlари равshan бўлиб чиқади. Буюмнинг бу текисликдан берирсўдаги ёки нарироқдаги қисмларининг тасвиrlари 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 тасвиrlари бир текисликда кўринади. Лекин фотографияга қараб биз жисмларининг фазодаги жойлашуви тўғрисида тасаввур ҳосил қиласиз. Бунинг сабаби — инсон мияси ҳажмий буюмларни уларнинг яssi тасвиrlарига қараб билиб олишга «ўрганиб қолганлигидир».

Фотографияда тасвиrlарнинг яссилик характеристини қуидагича тушунтирилади: фотопластинкада буюмнинг айрим нуқталаридан қайтган нурларнинг инсбий интенсивликлари қайд қилингеди, холос. Бу нурлар фазалари орасидаги муносабатни фотопластинканинг қорайишига ҳеч қандай таъсири йўқ. Ваҳоланки, фазалар орасидаги муносабат буюмнинг айрим нуқталарини фотопластинкадан узоқликларига бослиқдир.

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



2.13- расм

лари — интерференция ва дифракция қонунларидан фойдаланиши асосида вужудга келади.

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

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



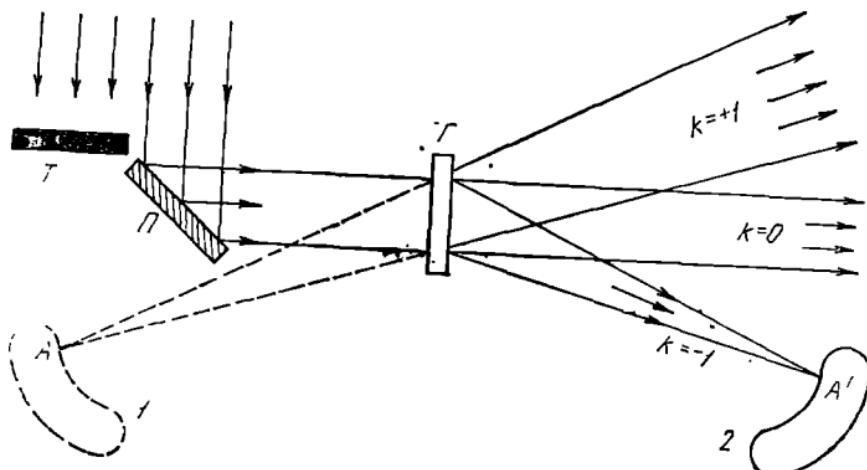
2.14- расм

ташкыл этувчи барча нүкталар интерференцион манзарала-
рининг йигиндиси эса шу буюмга хос бўлган мураккаб ман-
зарани ҳосил қиласди.

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

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

Таянч тўлқиннинг голограммадаги дифракцияси туфайли
буюмниг тасвирлари вужудга келади. Бунда буюмниг
айрим нүкталарига мос бўлган голограммадаги интерферен-
циен манзара (яъни навбатлашувчи ёруғ ва қоронғи ҳалқа-



2.15- расм

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

билин ҳам фарқланади, деган хулсага келинади.

Тушаётган электромагнит тўлқинларнинг частоталари ортган сари барча шаффоф моддаларнинг синдириш кўрсаткичлари ҳам монотон равишда ортиб боради. 3.2-расмда шиша учун n нинг ω га боғлиқлиги тасвирланган. Бинафша нурлар қизил нурларга нисбатан шишада кўпроқ синиши ҳақидаги маълум факт расмда ўз аксини топган. Бирор частоталар интервали $\Delta\omega$ да синдириш кўрсаткичининг ўзгариши Δn ни характерловчи $\Delta n/\Delta\omega$ катталик дисперсия ўзочи 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 молданинг синдириш кўрсаткичи камайса (3.3-расмдаги ω_1 дан ω_2 гача частоталар интервалига к.), яъни $\Delta n/\Delta\omega < 0$ бўлса, бундай моддадаги ёруғлик дисперсиясини аномал дисперсия дейилади. Шиша учун оқ ёруғлик соҳасининг барча қисмларида нормал дисперсия, ультрабинафша ва инфрақизил соҳаларининг баъзи қисмларида аномал дисперсия кузатилади.

2-§. Дисперсиянинг электрон назарияси

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

Жисмдан электромагнит тўлқин ўтаётганда $-e$ зарядли ҳар бир электронга электр куч ($F_s = -eE$) ва лорентз кучи ($F_L = -e[vB]$) таъсир қиласи:

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

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

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

шаклида ифодалаш мумкин. Бунда E_0 —электромагнит майдон кучланганлиги E нинг амплитуда қиймати, ω —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 таъсиrlашувчи квазиэластик куч ҳам мавжудки, у электронни олдинги ваяиятга қайтаришга ҳаракат қилади. Бу куч x силжишга пропорционал:

$$F_{\text{қайт.}} = -kx.$$

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

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

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

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

Бу тенгламанинг ечими

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

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

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

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

чалар) ўзини мустақил тутади, улар таянч түлкін учую дифракцион панжара вазифасини ўтайды. Лекин бу панжара аввалги параграфда баён қилингандан панжарарадан фарқ қиласы; биринчидан, тирқишиларнинг 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 тирқиши шаффоф, тўсиқ эса ношаффо). Голограммадаги ҳалқасимон панжарарада эса ёруғлик ўтказувчанлик синусоидал қонун бўйича ўзгаради. Шунинг учун ҳалқасимон панжарани синусоидал панжара деб ҳам аталади. Панжара доимийси (даври) вазифасини ҳалқачанинг эни бажаради. Бу фарқларни назарда тутган ҳолда ўтказилган ҳисобларнинг кўрсатишича, буюмнинг алоҳида нуқтаси туфайли вужудга қелган голограммадан, яъни синусоидал панжарарадан ясси таянч түлкіннинг дифракциясида учта дифракцион максимум кузатилади: таянч йўналишидаги нолинчи тартибли ($k = 0$) максимум, ҳамда $+1$ ва -1 тартибли максимумлар. Биринчидан юқори ($k = 2, 3, \dots$) тартибли максимумларнинг интенсивликлари эса амалда нолга тенг бўлади. $k = -1$ нурлар A' нуқтада йиғилиб, буюм нуқтасининг ҳақиқий тасвирини вужудга келтиради. $k = +1$ нурлар эса тарқалувчан бўлиб, мавҳум тасвир ҳосил қиласиди (расмда пунктир чизик 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 түлкін йўналишига қарама-қарши томондан (расмда чап томондан эмас, балки ўнг томондан ёритилади. Бу ҳолда ҳақиқий тасвир буюмнинг илгариги ўрнида вужудга келади.

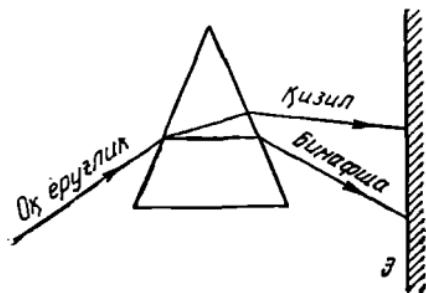
Голографиянинг ажойиб хусусиятларидан яна бири шундаки, голограмманинг кичик бир бўлаккаси ҳам бутун голограммадан фойдаланганда гидек тасвирни бераверади. Бунинг сабаби қўйидагича: буюмнинг ҳар бир нуқтасидан сочилаётган сферик түлқинлар голограмманинг барча ёритилаётган юзига етиб келади; ўз навбатида голограмманинг ҳар бир нуқтасига буюмнинг барча нуқталаридан түлқинлар келади. Шунинг учун голограмманинг ҳар бир кичик бўлаккасида буюм тўғрисидаги тўлиқ ахборот мавжуддир.

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТҮЛҚИНЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

1-§. Ёруғлик дисперсияси

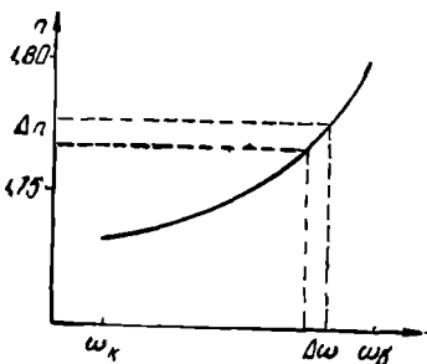
Ньютон тажрибалар асосида ёруғлик дисперсиясини кашф этди. Дисперсия лотинча «*dispergere*» («сочмоқ») сўзидан олинган. Умуман, ёруғлик дисперсияси деганда модданинг синдириш кўрсаткичи n ни ёруғлик түлқиннинг циклик частотаси ω га (ёки вакуумдаги түлқин узунлиги λ_0 га, чунки $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$) босғаликлиги туфайли содир бўлувчи ҳодисалар тушунилади. Хусусан, Ньютон тажрибасида (3.1-расм) призмага тушаётган «оқ ёруғлик» қизилдан бинафшагача рангдаги ёруғликлар (спектр) га ажралган. Агар турли моддалардан ясалган призмалар туфайли олинган спектрларни бир-бири билан солиштирилса, қуйидагилар маълум бўлади:

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

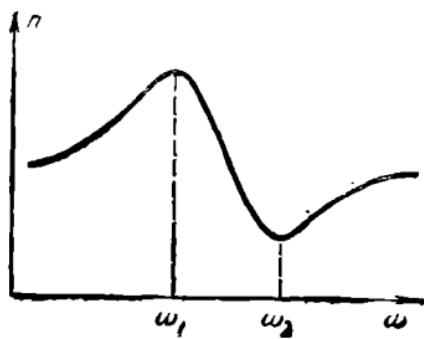


3.1-расм

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



3.2-расм



3.3-расм

моменти $p_s = -ex_0$ га тенг. Модданинг бирлиқ ҳажмидаги атомлар сонини N деб белгиласак, қутбланиш вектори \mathbf{P} нинг қиймати

$$P = N p_s = -\frac{m}{\epsilon_0^2 - \omega^2} E_0. \quad (3.8)$$

Күчлангалиги E_0 бўлган электр майдондаги модда учун \mathbf{P} нинг қиймати мазкур модданинг диэлектрик қабул қи-
лувчанлиги κ_s ёки диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ (улар ора-
сида $\epsilon = 1 + \kappa_s$ боғланиш мавжуд) орқали қуидагича ифо-
даланади:

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

(3.8) ва (3.9) ифодаларни солиштирасак,

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

муносабатни ҳосил қиласиз.

Максвелл назариясига асосан, диэлектрик сингдирувчан-
лиги ϵ , магнит сингдирувчанлиги μ бўлган муҳитда элек-
тромагнит тўлқинининг тарқалиш тезлиги

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

га тенг эди. Муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n эса элек-
тромагнит тўлқинининг вақуумдаги тезлиги c ни муҳитдаги
тезлиги u га нисбати билан аниқланади:

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

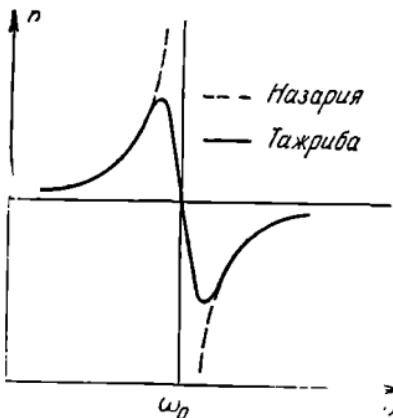
Кўпчилик ҳолларда $\mu = 1$ бўлгани учун

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

ифода ҳосил бўлади. (3.10) дан фойдаланиб (3.11) ни қуий-
даги кўринишда ёза оламиз:

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

Бу формула асосида ҳисобланган n нинг қийматларини ω га
бечлиқлик графиги 3.4-га сунду тасвирланган. Умуман, му-



3.4- расм

Ҳитнинг синдириш кўрсаткичи тўлқин частотасига монанд равишда ортиб боради. Лекин тўлқин частотаси ω муҳитдаги электр зарядлар хусусий тебранишларининг частоталаридан бири ω_0 га яқинлашганда n нинг қиймати кескин ортиб кетади. ω нинг қиймати ω_0 га юқори частоталар томонидан яқинлашганда эса n нинг қиймати кескин камайиб кетади. Бошқача айтганда, ω нинг қиймати ω_0 га яқин бўлган соҳада $n = f(\omega)$ функция узилишга эга бўлади (3.4-расмдаги пунктир чизик). Бунинг сабаби назарий мулоҳазаларда тебранма ҳаракатнинг сўнишини ҳисобга олиимаганлигидир.

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 электрсилари тебранма ҳаракатга келиб, иккиласми тўлқинлар манбаига айланаб қолади. Иккиласми тўлқинлар бирламчи тўлқин билан когерент бўлади. Бу тўлқинларнинг ўзаро интерференциялашиши натижасида вужудга келган тўлқин амплитудаси тушаётган (яъни электронларни тебранишга мажбур этаётган) тўлқин амплитудасидан фарқ қиласи. Бошқача айтганда, электронни тебратишга сарфланган энергиянинг барчаси иккиласми тўлқинлар сифатида нурлантирилмайди. Энергиянинг бир қисми атомларининг 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 чеклади. Натижада $n = f(\omega)$ функцияянинг тажрибада кузатиладиган графиги (3.4-расмдаги узлуксиз чизик) ω_0 атрофида ҳам узилиб қолмайди. Баъзи жисмларда резонанс частоталар бир нечта бўлади. Шунинг учун тушаётган ёруғликнинг частотаси бу резонанс частоталарга яқин бўлганда ютилиш кескин ортиб кетади. Умуман, тажрибаларнинг кўрсатнишича

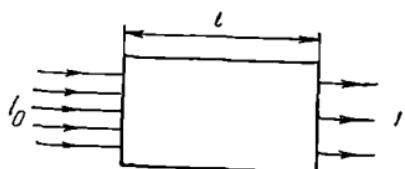
моддадан ўтувчи ёруғлик интенсивлиги (3.5-расм) экспоненциал қонун бўйича ўзгаради:

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

Бу ифодада I_0 — жисмга тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги, I — қалинлиги l бўлган жисмдан ўтган ёруғликнинг

интенсивлиги, χ — ютилиш коэффициенти деб аталадиган ва жисмнинг хусусиятларига боғлиқ бўлган катталик. (3.13) формула 1729 йилда Бугер томонидан аниқланган. Шунинг учун унинг номи билан *Бугер қонуни* деб аталади.

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

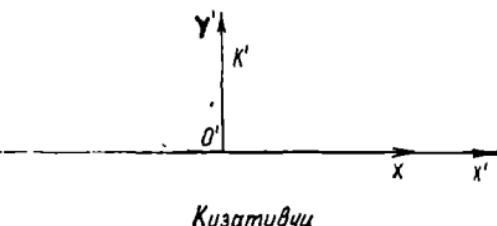
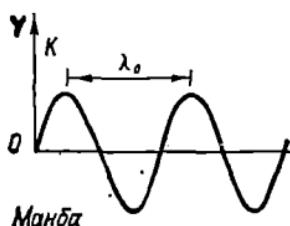


3.5- расм

3- §. Доплер эффекти

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

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



3.6- расм

мумкин: Манба (O нүкта) дан кузатувчи (O' нүкта) $\dot{\lambda}$ томон c тезлик билан тарқалаётган v_0 частотали ($\lambda_0 = \frac{c}{v_0}$ түлкін узунликли) түлкінларни O дан O' томон бир-биридан λ_0 масофа интервали сақлаб югуралған спортчилар колоннасига үхшатайлык. O ни «старт»—югурниш бошланадиган соңа деб, O' ни эса «финиш» — югурниш тугалланадиган соңа деб тасаввур этайлык. Қуидаги ҳоллар амалга ошиши мумкин: 1) O ва O' лар тинч турған бўлса, финишга 1 с давомида v_0 спортчи етиб келади; 2) O' нүкта бирор тезлик билан O томон ҳаракатланадиган бўлса, финишга 1 с давомида v_0 эмас, балки кўпрак спорччи етиб келаётганилиги қайд этилади; 3) O' нүкта бирор тезлик билан O' томон ҳаракатлансан. Бу ҳол $O O'$ йўналишда ҳаракатланадиган автомобилдан тенг вақт интерваллари ўтгач сакраб тушиб O' томон югуралған спортчилар колоннасига үхшайди. Мазкур ҳолда спортчилар орасидаги масофа интервали λ_0 дан кичикроқ бўлади. Шунинг учун 1 с давомида финишга v_0 дан кўпроқ спорчилар етиб келди.

Агар O ва O' лар бир-биридан узоқлашаётган бўлса, худди юқоридагидек мулоҳазалар юритиб, финишга 1 с давомида етиб келадиган спортчилар v_0 дан камроқ бўлишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

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

Эйнштейннинг ишбийликтук принципига асосан, бир-бирига ишбатан v_0 тезлик билан ҳаракатланадиган K ва K' инерциал саноқ системаларида ёруғлик түлкін тенгламаси бир хил кўринишга эга бўлади. Шунинг учун Лорентц ўзгартиришларидан фойдаланиб манба чиқараётган ёруғлик түлкін частотаси v_0 билан кузатувчи қайд қилаётган нурланиш частотаси v орасидаги босланишни ҳосил қилиш мумкин:

$$v = v_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v_0}{c}}}{\sqrt{1 + \frac{v_0}{c}}} . \quad (3.14)$$

Мазкур муносабат манба ва кузатувчини бирлаштирувчи чизик бўйлаб ҳаракат содир бўладиган ҳолни акс эттиради, зоро, у вакуумдаги электромагнит түлкінлар учун Доплернинг бўйлама эфектини ифодалайди. Манба ва кузатувчи

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

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

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

Агар v_0 манба ва кузатувчини бирлаштирувчи чизиқка перпендикуляр бўлса ёруғлик тўлқинлар учун Доплернинг кўндаланг эффиқти содир бўлади. Кўндаланг эффиқт учун v ва v_0 орасида қўйидаги муносабат ўринили:

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

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

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

4-§. Вавилов — Черенков нурланиши

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

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

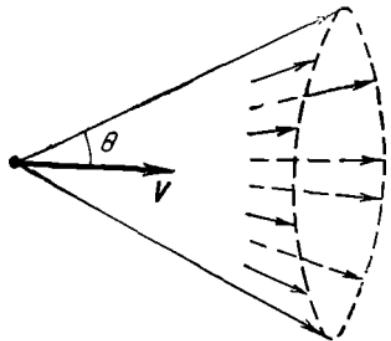
Бу ҳодисанинг назариясини 1937 йилда И. Е. Тамм ва И. М. Франк яратди. 1958 йилда Черенков, Тамм ва Франкларнинг ишлари Нобель мукофоти билан тақдирланди.

Вавилов—Черенков нурланиши кузатилаётган ҳолларда электрон тезлиги ёруғликнинг тезлигидан катта эканлигига назарияда алоҳида эътибор берилди. Дастреб, бу фикр нисбийлик назариясига зид бўлиб кўринади. Лекин, яслида нисбийлик назарияси юқоридаги фикрга мутлақо қарши эмас. Нисбийлик назариясига асоссан, зарядланган зарра димиро ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги сдан 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 кўрсаткини n бўлган муҳитда вазият ўзгача. Бундай муҳитда ёруғликнинг фазовий тезлиги $v = c/n$. Бу тезлик сдан кичик, чунки $n > 1$. Шунинг учун жисмдан ўтаётган электрон ёруғликнинг шу жисмдаги тезлиги v дан катта (лекин, ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги сдан кичик, албатта) тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Бошқача айтганда, электроннинг жисмдан ўтаётгандаги тезлиги v учун қўйидаги

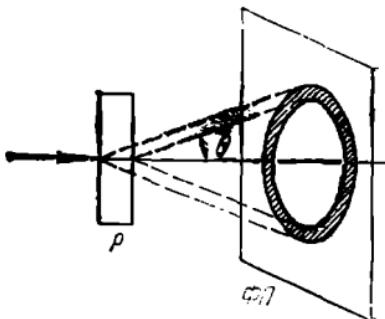
$$c > v > \frac{c}{n} \quad (3.17)$$

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

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



3.7- расм



3.8- расм

муносабатдан аниқланади. Ҳақиқатан, электронлар дастасининг йўналишига перпендикуляр равишда рангли фотоплита жойлаштирасак (38- расм) P жисмидан чиқаётган нурланиш фотоплёнкада ҳаво ранг ҳалқача ҳосил қиласди.

Вавилов — Черенков нурланишининг вужудга келishi механизми қуйидагича: бирор мұхитда ҳаракатланаётган зарядли заррасининг электр майдони бу зарра йўлидаги мұхит атомларининг четки электронларини ядрога иисбатан силжитиши туфайли электр диполлари вужудга келади. Зарра бу соҳадан ўтиб кетгач, диполь нормал ҳолатга қайтиб электромагнит түлқин нурлантиради. Диполлар нурлантираётган элементар түлқинлар ўзаро когерент бўлиб, уларниң интерференцияси туфайли (3.18) муносабат билан аниқланувчи йўналишдан бошқа барча йўналишлардаги нурланиш сўнади. Шунинг учун тажрибада факат зарядли зарра траекторияси билан θ бурчак ҳосил қилиб тарқаласттаи нурланиш кузатилади.

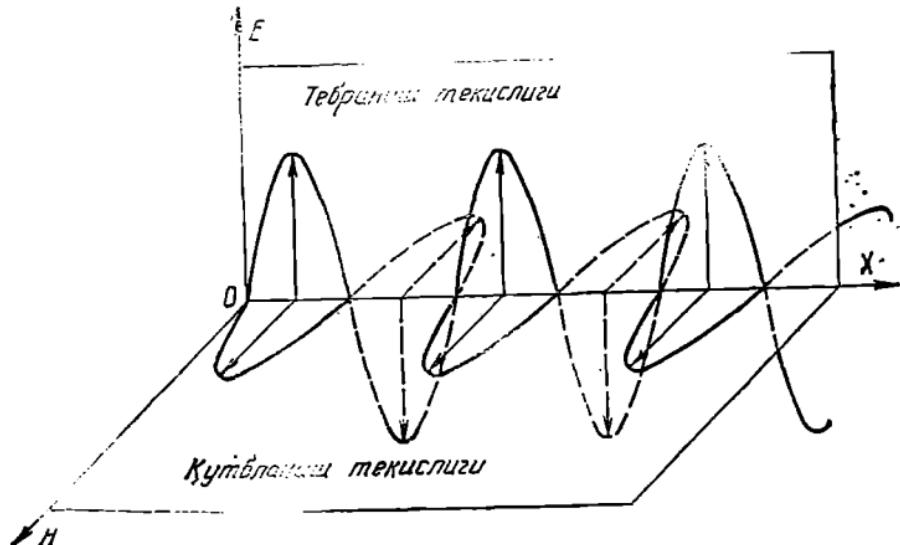
Вавилов — Черенков нурланиши юқори энергияли зарраларининг тезликларини ўлчашда кеңг қўлланылмоқда.

IV БОБ

ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

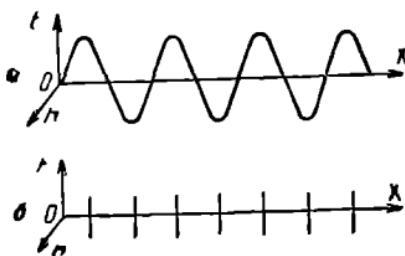
1- §. Табиий ва қутбланган ёргулар

Олдинги бобларда қайд қилганимиздек, ёргулар нурлари түлқин узунилклари $(0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6}$ м интервалдаги кўндаланг электромагнит тебранишларининг тарқалиш йўналишларидир. Қуёш ёки шамдан тарқалаётган ёргулар нурлари деганда шу манбасининг атомлари (элементар «нурлан-

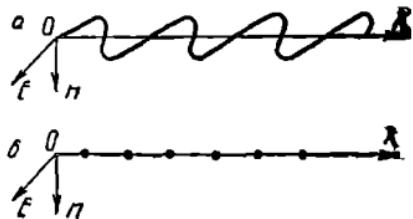


4.1- расм

тич» лар) даи чиқастанган ёруғлик түлқинларнинг аралашмаси тушунилади. Ёруғлик манбайнинг ўлчамлари қанчалик кичик бўлмасин, барибир ундаги «нурлангичлар» сони ниҳоят кўп бўлади. Бошқача айтганда, ҳар онда манбадаги миллиардлаб атомлар түлқин нурлантиришни тугалласа, миллиардлаб атомлар эса түлқин чиқаришни бошлайди. Агар бу элементар электромагнит түлқинлар ичидан ихтиёрий биттасини ажратсан, уни нур йўналишига перпендикуляр ҳамда ўзаро перпендикуляр бўлган \mathbf{E} ва \mathbf{H} векторларнинг тебранишлари сифатида тасаввур қилишимиз керак (4.1- расм). Бунда \mathbf{E} вектор тебранадиган текисликни *тебраниш текислиги* ва \mathbf{H} вектор тебранадиган текисликни *қутбланиш текислиги* деб аталади. Лекин, тасвирни яққоллаштириш мақсадида электромагнит түлқиннин фақат \mathbf{E} векторнинг тебранишлари сифатида акс эттириш одат тусига кирган (4.2- а расмга к.). Биз ҳам шунга амал қиласайлик. 4.2- а ва 4.3- а расмларда тасвирланган ёруғлик түлқинлар, яъни \mathbf{E} векторларнинг *тебранишлари фақат битта текисликда содир бўладиган ёруғлик түлқинлар яси қутблансан ёруғлик* деб аталади. Демак, табиий ёруғлик манбайнинг алоҳида атомидан бир нурланиш жараёнида чиқарилган ёруғлик түлқин яси қутбланган ёруғликка ёрқин мисол бўлади. Кейинги расмларда тебраниш текислиги чизма текислиги билан мос тушадиган яси қутбланган ёруғликни $O\mathbf{X}$ йўналишига перпендикуляр ўтказмалган бир қатор чизиқчалар билан тасвирлаймиз (4.2- б расм). Тебраниш текислиги чизма текислигига перпендикуляр бўлган яси қутбланган ёруғликни эса $O\mathbf{X}$ йўнали-



4.2- рас

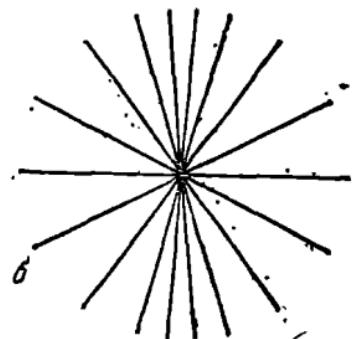
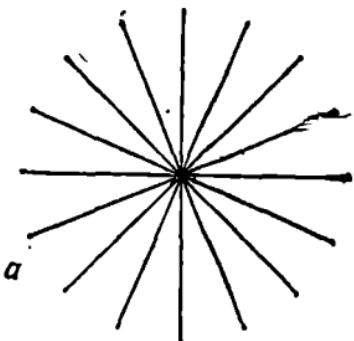


4.3- расм

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

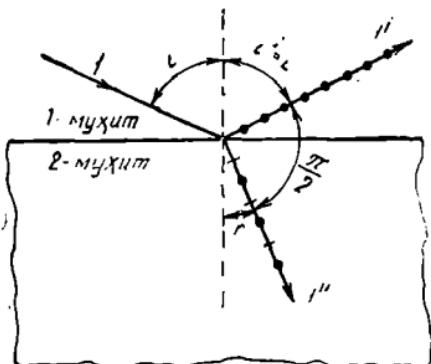
Юқоридаги мұлоҳазалар табиий өруғлик манбасыннан алоқида атоми бир нурланиш жараёнида чиқаралған түлкін тизмаси учун ўринилі. Нурланиш жараёни тахминан 10^{-8} с давом этади. Бунда чиқарылады түлкін тизмасыннан узунлиғи 3 м чамасыда бўлади. Шундан сўнг атом түлкіннинг янги тизмасын нурлантириши мумкин. Лекин бу тизмадаги \mathbf{E} векторнинг йўналиши олдинги тизманики билан боелиқ бўлмайди. Табиий өруғлик манбасында турли атомлар нурлантираётган түлкінларнинг \mathbf{E} векторлари эса турлича йўналишларга эга бўлиб, барчә йўналишлар тенг эҳтимолларидир. Масалан, өруғлик нури манбадан кузатувчи томон тарқалаётган ҳолда «нурлангич» лардан тарқалаётган түлкінлар \mathbf{E} векторларининг бирор ондаги фотографияси (хаълий) 4.4- а расмдагидек бўлади. Бундай өруғликни табиий өруғлик ёки қутбланмаган өруғлик деб аталади. Умуман, табиий өруғликни барча йўналишлардаги ясси қутбланган өруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қиласа ҳам бўлади.]

Агар өруғлик гаркибнда бирор йўналишдаги тебранишлар бешқа йўналишлардаги тебранишларга қараганда кўпроқ бўлса, қисман қутбланған өруғлик билан иш тутаётган бўлашмиз (4.4- б расм). Қисман қутбланған өруғликни табиий еа ясси қутбланған өруғликларнинг аралашмаси сифатида тасаввур қилижин.



4.4- расм

2-§. Ёруғликнинг қайтишида ва синишида қутбланиши



4.5- расм

ри ҳам бор. Шундай усулларнинг бири билан танишайлик.

Табий ёруғлик нури икки диэлектрикни ажратиб 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 нисбатан кўплиги эса синган нурнинг таркибида тушиш текислигидаги тебранишлар бошқа йўналишлардаги тебранишларга нисбатан кўпроқ эканлигини билдиради.

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

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

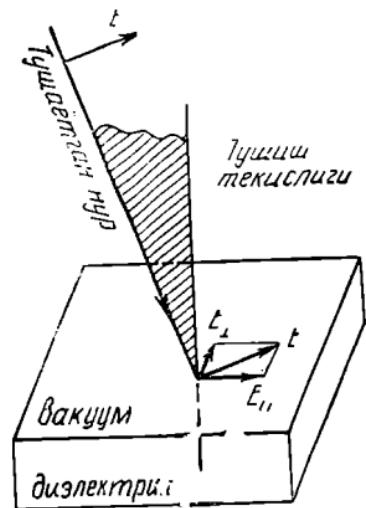
Иккинчи томондан, 4.5-расмдан фойдаланиб, $i + r = \pi/2$, деган хулсага келамиз. Шунинг учун (4.1) ни қўйида-гича ўзgartириб ёза оламиз:

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

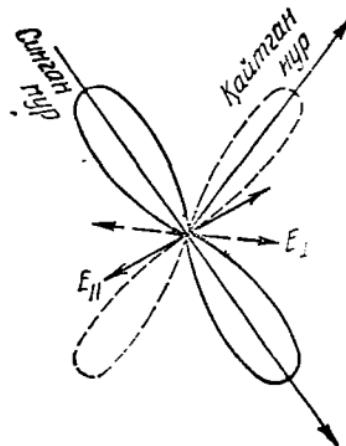
Бу муносабатни *Брюстер* қонуни деб, *i* бурчакни эса *Брюстер бурчаги* (ёки тўла қутбланиш бурчаги) деб юритилади. Масалан, шиша учун ($n = 1,53$) Брюстер бурчаги 56° га яқин. Бошқача айтганда, табиий ёруғлик нури шиша плас-тинкага 56° бурчак ҳосил қилиб туширилса, қайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр 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 иккиласмчи когерент тўлқинларни нурлантиради. Иккиласмчи тўлқинлар бирласмчи 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 бирин нурнинг тушиш текислигига ётувчи E_{II} , иккинчиси эса тушиш текислигига перпендикуляр бўлган E лардан иборат бўлсин. Диэлектрикдаги электронлар E_{II} таъсирида нурнинг тушиш текислигига, E_1 таъсирида эса тушиш текислигига перпендикуляр йўналишларда тебранади. Бу тебранишларнинг ҳар бири туфайли ясси қутбланган иккиласмчи тўлқинлар тарқалади. Хусусан, E_1 таъсирида тушиш



4.6- расм



4.7- расм

4.8- расм

текислигига перпендикуляр йұналишда тебранувчи, E_{\parallel} таъсирида эса тушиш текислигиде тебранувчи ясси қутбланган иккиламчы тұлқинлар ҳосил бўлади. Иккиламчы тұлқинларнинг интенсивликлари тарқалиш йұналишига боғлиқ (4.7-расм). Тебраниш йұналишига перпендикуляр йұналишда ($\theta = \pi/2$) нурланиш энг кучли бўлади. Аксинча, тебраниш йұналишида ($\theta = 0$ ёки π) эса нурланиш содир бўлмайди. E_{\parallel} ва E_{\perp} лар таъсирида электрон нурлантираётган иккиламчы тұлқинларнинг интенсивликлари 4.8-расмда тасвирланган. Расмдан кўринишича, қайтган нур йұналишида E_{\perp} таъсирида тарқалаётган иккиламчы тұлқинлардан устунлик қиласади. Шунинг учун қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр йұналишдаги тебранишлар бешқа йұналишлардаги тебранишлардан кўпроқ бўлади. Ёруғлик дизлектрикка Брюстер бурчаги остида тушаётган бўлса, E_{\parallel} қайтган нур билан устма-уст тушади. Натижада қайтган нур йұналиши бўйлаб E_{\parallel} таъсирида иккиламчы тұлқинлар мутлақо нурлантирилмайди. Шунинг учун қайтган нур тўла қутбланган бўлади.

Синган нурнинг қисман қутбланишини қуийдагича тушунтирилади. Табиий нурда барча йұналишлардаги тебранишлар тенг эҳтимолли. Тушаётган табиий нурнинг энергияси қайтган ва синган нурлар орасида тақсимланганлиги учун, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, қайтган нурда бирор йұналишдаги тебранишлар кўпроқ бўлса, синган нурда шу йұналишдаги тебранишлар камроқ бўлиши керак. Шунинг учун қайтган нур қутбланганды синган нур ҳам қисман қутбланган бўлади.

3-§. Ёруғликни иккига ажралып синишидаги қутбланиш

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

Изотроп мұхитда (масалан, шиша пластинка) ёруғликнинг синиши Снеллиус қонуни деб аталувчи синиш қонунiga бўйсунади.

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

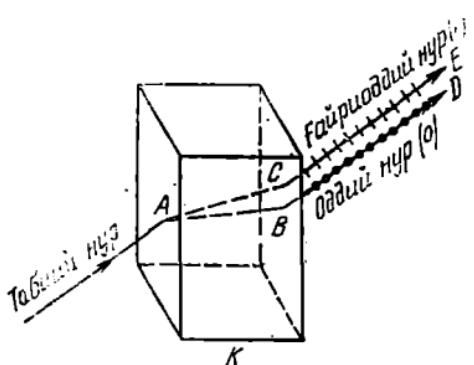
2) тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати айни муҳит учун ўзгармас катталик. Бу нисбат шу муҳитнинг синдириш кўрсаткичига teng.

Анизотроп кристалларда (масалан, исланд шпатида) ёруғлик синганда манзара ўзгача бўлади (4.9-расм). Табий нур K кристаллнинг A нуқтасига тушгач иккى нур (AB ва AC лар) га ажралади. Бу нурлар кристалдан чиққач, табий нурга параллел йўналишда (BD ва CE) давом ётади. Кристалда нурларнинг синиши текширилганда қуидагилар аниқланди:

1) синган нурлардан бири (AB) Снеллиус қонунига тўла бўйсунади;

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 1.658 га, ғайриоддий нур учун эса синдириш кўрсаткичининг қиймати нурнинг йўналишига боғлиқ бўлиб, кристаллнинг оптик ўқи йўналишида 1,658 га, кристаллнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишда 1,486 га тенглиги аниқланди. Эътибор берсангиз, нурнинг йўналиши кристаллнинг оптик ўқига нисбатан аниқланяпти. У ҳолда кристаллнинг оптик ўқи нима?—деган савол туғилади, албатта. Бу саволга жавоб бериш учун кристаллоптиканинг баъзи элементлари билан танишайлик.

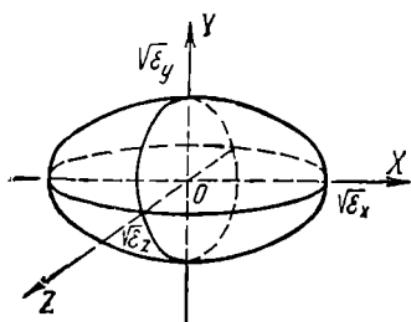


4.9- расм

Ҳар қандай муҳитда ёруғликинг тарқалиш қонунларини муҳитга тушувчи бирламчи түлқин ва ёруғлик түлқиннинг электр майдсни таъсирида вужудга келган «элементар нурлангич» лар тарқатадиган иккиламчи түлқинларниң интерференциялашиши натижаси сифатида ифодалаш мумкин. Лекин, анизотропияниң ҳисоблаш анча мураккаб. Шунинг учун Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосида мулоҳазалар юргизамиш. Ёруғлик учун шаффофф бўлган аксарият жисмлар диэлектриклардир. Диэлектрикларнинг магнит сингдирувчани $\mu = 1$ бўлганлиги учун *кристалларниң оптик анизотропияси уларниң диэлектрик сингдирувчанинг анизотропияси маҳсулидир* ($n = \sqrt{\epsilon}$ муносабатни әсланг), деб ҳисобласа бўлади. Натижада кристалл диэлектрик сингдирувчанинг йўналишга боғлиқлик графигини қўйидаги усулда тасвирлаш мумкин. Кристалл ичида ихтиёрий O нуқтани танлаб оламиш. Бу нуқтадан турли йўналишлар бўйича шундай кесмачалар ўтказайларикки, бу кесмачаларнинг узунликлари шу йўналишлардаги кристалл диэлектрик сингдирувчанинг $1/2$ даражасига ($\sqrt{\epsilon}$) тенг бўлсин. Бу кесмачаларниң 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 ўтказайларик. Бу ўқларниң эллипсоид билан кесишган нуқталари O нуқтадан мес равиша $\sqrt{\epsilon_x}$, $\sqrt{\epsilon_y}$, $\sqrt{\epsilon_z}$ узоқликда жойлашгандир. У ҳолда эллипсоиднинг тенгламаси

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

кўришишда бўлади. Одатда, эллипсоид муҳитнинг оптик индикаторисаси, (4.3) эса унинг тенгламаси деб аталади.



4.10-расм

1) $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ бўлса, кристаллниң спик индикаторисаси сферик шаклга эга бўлади. Бундай кристаллдаги барча йўналишларда ϵ айнан бир миқдатга эга. Шунинг учун бу муҳит оптик жиҳатдан ҳам изотроп деб ҳисобланади ($n = \sqrt{\epsilon}$ га асоссан).

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

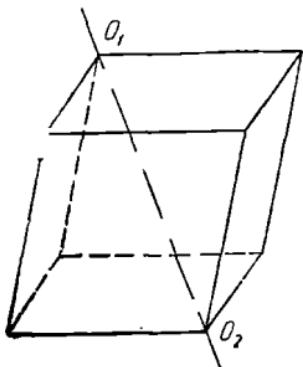
Кристаллнинг оптик ўқи орқали ўтган ҳар қандай текислик кристаллнинг бош текислиги деб аталади. Бош текисликлар чексиз кўп бўлиши мумкин. Шунинг учун, одатда, ёруғлик нури ва оптик ўқ орқали ўтувчи текисликни кристаллнинг бош текислиги деб қабул қилиш мақсадга мувофиқдир.

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

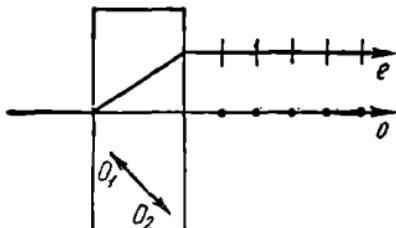
Биз фақат бир ўқли кристалларда ёруғликнинг сининшини ўрганамиз. Юқорида баён этилган тажрибада қўлланилган исланд шпати ҳам бир ўқли кристаллдир. Бу кристаллнинг оптик ўқи қандай йўналган?

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

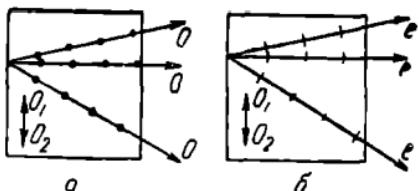
Исланд шпати билан ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, фақат кристаллнинг оптик ўқига параллел равишда ёруғлик тушган тақдирда нурни иккига ажralиб синиши кузатилмас экан, холос. Бошқа барча йўналишларда нур иккига ажralиб синади. 4.12-расмда крис-



4.11-расм



4.12- расм



4.13- расм

талл сиртига нормал равишда тушаётган нур тасвиrlанган. Бу ҳолда кристаллнинг оптик ўқи O_1O_2 ва тушувчи нур ўзаро параллел бўлмаганлиги учун нур кристаллда иккига ажралади. Снеллиус қонунига бўйсунувчи оддий нур ўз йўналишини ўзгартирмайди. Файриоддий нур эса ўзининг «файриоддий» хусусиятини намойиш қилиб нормал йўналишдан сгади. Шунни алоҳида қайд қилмоқ лозимки, бу нурнинг «файриоддий» лиги кристаллга кириш ва чиқишида ҳамда кристалл ичидаги намоён бўлади. Кристаллдан чиққандан сўнг бу нур «файриоддий» лигини йўқотиб, худди оддий нур каби ясси қутбланган нур бўлиб қолади. Аммо бу нурнинг тебраниш текислиги оддий нурнинг тебраниш текислигига перпендикулярdir. Текширишларнинг кўрсатишича, оддий нур \mathbf{E} векторининг тебранишлари кристалл бош текислигига перпендикуляр йўналишида, файриоддий нурни эса кристалл бош текислигига содир бўлади.

Энди, бир ўқли анизотроп кристалларда ёруғликнинг иккига ажралиб синишининг сабаби нимада? — деган саволга жавоб беришими мумкин. 4.13-*a* расмда кристаллнинг оптик ўқи билан турли бурчак ҳосил қилиб тарқалаётган оддий нурлар тасвиrlанган. Бу нурларнинг \mathbf{E} векторлари кристаллнинг бош текислигига перпендикуляр йўналишда тебранади. Демак, барча йўналишлардаги оддий нурларнинг \mathbf{E} векторлари кристаллнинг оптик ўқига перпендикулярdir. Бир ўқли анизотроп кристаллнинг оптик ўқига перпендикуляр йўналишларда (4.10-расмдаги $O\dot{X}$ га перпендикуляр йўналишларда) e нинг қиймати ўзгармас эди. Бундан оддий нурнинг синдириш кўрсаткичи

$$n_0 = \text{const}, \quad (4.4)$$

деган холосага келамиз.

Файриоддий нурнинг \mathbf{E} вектори кристаллнинг бош текислигига жойлашган (4.13-*b* расм). Расмдан кўринишича, \mathbf{E} ва кристаллнинг оптик ўқи орасидаги бурчак файриоддий нур-

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

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

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

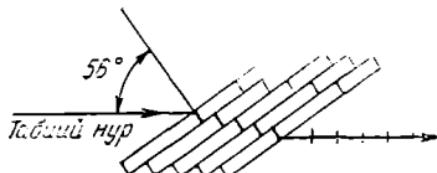
Шундай қилиб, оддий ва ғайриоддий нурларнинг синдириш кўрсаткичлари бир-биридан фарқланганлиги учун бу нурларнинг кристаллдаги синиш бурчаклари ҳам фарқланади. Натижада оддий ва ғайриоддий нурлар бир-биридан ажralиб давом этади.

4- §. Поляризаторлар

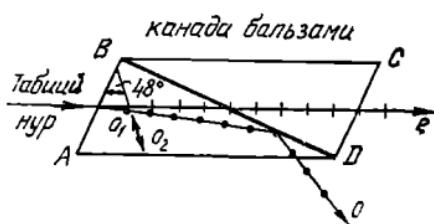
Табиий ёруғикдан қутбланган ёруғик олиш учун шундай шароитлар яратиш керакки, бу шароитларда ёруғик тўлқиннинг **E** вектори муайян аниқ бир йўналиш бўйлаб тебранадиган бўлсин. Бундай шароитларни ўзида мужассамлаштирган қурилмалар поляризаторлар деб аталади. Уларнинг баъзилари билан танишайлик:

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

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



4.14-расм



4.15-расм

расм) исланд шпатидан тайёрланган иккита (ABD ва BDC) призмадан иборат. Призманинг оптик ўқи AB қирра билан 48° ли бурчак ташкил қилади. Бу призмалар канада бальзами билан елимланган. Елим қатламининг (расмдаги DB қатлам) синдириш кўрсаткичи ($n_b = 1,550$) исланд шпатининг оддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ($n_o = 1,65$) кичик, ғайриоддий нур учун синдириш кўрсаткичидан ($n_e = 1,515$) катта. Шунинг учун табиний ёруғлик Николь призмасининг ABD қисмида икки ясси қутбланган нур (o ва e нурлар) га ажralиб, канада бальзамидан иборат DB қатламга тушганда, уларнинг тақдири турлича бўлади: оддий нур оптик зичлиги каттароқ муҳитдан оптик зичлиги кичикроқ муҳитга ($n_o > n_b$) тушганлиги туфайли тўла ички қайтиш ҳодисаси рўй беради. Натижада оддий нур призманинг BDC қисмига умуман ўтмайди ва ташқарига чиқиб кетади. Ғайриоддий нур эса канада бальзамининг юпқа қатламидан бемалол ўтади, чунки $n_e < n_b$. Шу тариқа Николь призмаси (ёки оддийгина николь) дан фақат ғайриоддий нур ўтади, унинг тебранишлари призманинг бош текислигига мос бўлган текисликда (4.15-расмдаги чизма текислигига) 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 кристалида оддий нурнинг ютилиш коэффициенти ғайриоддий нурнидан бир неча марта катта. Қалинлиги 1 мм бўлган турмалин пластинкасида оддий нур ютилиб, бундан фақат ғайриоддий нурлар чиқади. Демак, дихроизм хусусияти кескин намоён бўладиган анизотроп кристалларда иккига ажralиб синган нурлардан бири ўз-ўзидан йўқолади. Бу эса улардан поляризатор сифатида фойдаланиш имконини беради;

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

6-§. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш усуллари

Жисмларда оптик анизотропияни сунъий равишда вужудга келтириш усулларини баён қилишдан аввал, умуман анизотропияни қайд қилишнинг оптик воситаси билан танишайлик.

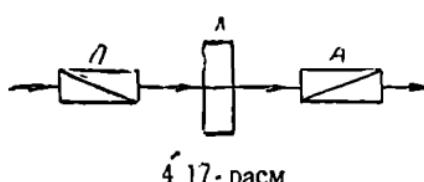
Шаффофф анизотроп жисмларни унга тушувчи ясси қутбланган ёруғликлар ёрдамида ўрганиш кенг тарқалган. Масалани соддалаштириш мақсадида оптик ўқига параллел равишда кесиб олинган бир ўқли кристалл пластинкани текширайлик. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 4.17-расмда тасвирланган. Табиий монохроматик ёруғлик поляризатор вазифасини ўтовчи 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 эслатади. Бу ҳолда анализатордан ёруғлик ўтмайди, албатта. Агар николлар оралиғига изотроп кристаллдан кесиб олинган пластинка жойлаштирилса ҳам аҳвол ўзгармайди, яъни анализатордан ёруғлик ўтмайди. Энди анизотроп кристаллдан кесиб олинган пластинкани ўз жойига, яъни николлар оралиғига жойлаштирайлик. Натижада аҳвол ўзгаради, системадан ёруғлик ўтади. Сабаби нимада? Сабаби шундаки, поляризатордан чиққан ёруғликнинг қутбланганлик ҳолатини кристалл пластинка ўзгартыради. Ҳақиқатан, кристаллга тушаётган нурлар дастаси иккига ажralиб синиши туфайли вужудга келган оддий ва ғайриоддий нурларнинг анализатордан ўтиб интерференциялашиши натижасида пайдо бўладиган манзара кузатилади. Лекин икки ёруғлик тўлқинининг интерференциялашиши учун қуйидаги икки шарт бажарилиши лозим эди:

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

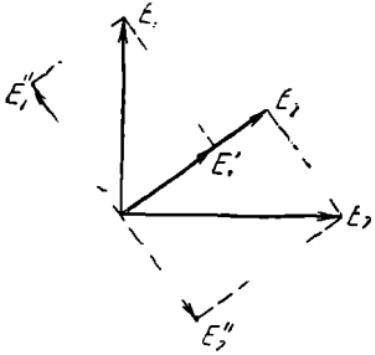
- 2) иккала ёруғлик тўлқинининг тебраниш текисликлари мос тушиши керак.

Текширилаётган ҳолда биринчи шар бажарилади, чунки оддий ва ғайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

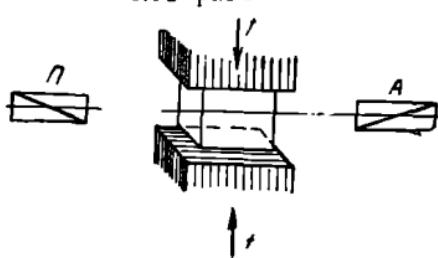
$$\Delta\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (4.8)$$



4.17-расм



4.18-расм



4.19-расм

мазкур ёруғликтин түлкін узунлиги λ учун ўзгармас дир. Бу ифодада d — пластинканинг қалинлиги. Иккінчи шарт эса бириңчи қарашда бажарилмайдындең бўлиб кўринади, чунки кристалл пластинкада иккига ажралган оддий ва файриоддий нурларнинг E векторлари ўзаро перпендикуляр текисликларда тебраниши 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 им-

кониятлар мавжуд. Агар пластинканинг қалинлиги нотекис бўлса, интерференцион манзарада ёритилганлик бир текис бўлмайди, ёруғ ва қоронги 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 анизороп жисмлар жойлаштирилган барча ҳолларда ҳам содир бўлади. Демак, бу қурилма жисмларда сунъий раеншда ҳосил қилинган анизоропиянинг мавжудлигини текшириш учун қўлланиладиган сезгир усулдир.

Жисмларда сунъий анизоропия вужудга келтиришини бир неча усуллари аниқланган.

1. Шаффофф жисмни сиқиши (ёки чўзиш) натижасида ўзи га хос шундай бир хусусият вужудга келадики, у оптик ўқи сиқиши (ёки чўзилиш) йўналишида бўлган кристаллни эслатади (4.19-расм). Шунинг учун жисм механик деформация таъсирида «квазикристалл» га айланади, дейниш ҳам мумкин. Т. Зеебек ва Д. Брюстер механик деформация таъсири тифайли изотроп материалларда ёруғликтиннг иккига ажралиб синишини кузатдилар. Тажрибалардан аниқланишича, оптик ўқга перпендикуляр йўналишлардаги

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

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

бунда k — муайян жисмнинг хусусиятларига боғлиқ бўлган коэффициент.

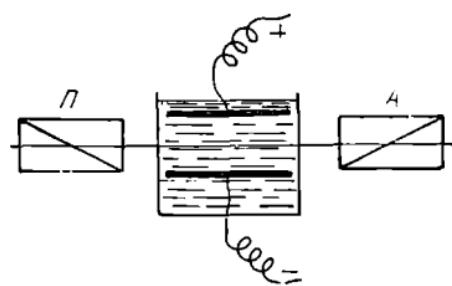
Агар жисмнинг қалинлигии d деб белгиласак, жисмдан чиққан оддий ва гайриоддий нурларнинг фазалар фарқи

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

бўлади. Бу ифода интерференцион манзарадаги максимум ва минимумларнинг вазиятларини аниқлайди. Агар тажрибада оқ ёруғликдан фойдаланитса, манзара турли рангларга бўялган бўлади. Ранглар тақсимоти жисм ичидаги зўриқишилар тақсимотига боғлиқ.

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

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



4.20 - Г.М

оптик анизотропияга әришишига сабабчи бўлади. Тажриба-ларнинг кўрсатишича, электр майдонга перпендикуляр йўналишдаги файриоддий ва оддий нурлар учун қутбланган суюқлик синдириш кўрсаткичларининг фарқи майдон кучланганлиги E_t билан қуйидагича боғланган:

$$n_e - n_0 = B \lambda E_t^2, \quad (4.11)$$

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

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d (n_e - n_0) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot B \lambda E_t^2 = 2\pi d B E_t^2. \quad (4.12)$$

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

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

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 эфекти* деб юритилади. Таъсирловчи магнит майдон йўналишига перпендикуляр равишда тарқалаёт-

ган ғайриоддий ва оддий нурлар учун текширилаётган жисм синдириш күрсаткичларининг фарқи

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

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

В Б О Б ИССИҚЛИК НУРЛАНИШ

Нурланишлар турли хил бўлади. Масалан, оксидланадиган 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 табнати билан ажralиб туради. Лекин ҳар қандай нурланиш жараёнида ҳам энергиянинг бирор тури нурланиш энергиясига айланади. Хусусан, иссиқлик нурланишида жисм зарраларининг хаотик иссиқлик ҳаракат энергиясининг бир қисми электромагнит тўлқин тарзида нурланади. Бу нурланиш абсолют нолдан фарқли барча температурадаги жисмларда кузатилади ва температурага кучли боғлиқ бўлади. Шунинг учун, баъзан, иссиқлик нурланишни температуравий нурланиш деб ҳам аталади. Бу бобда нурланишнинг шу турини ўрганамиз.

Иссиқлик нурланишга оид қонунларни баён қилишдан олдин нурланиш ва унинг жисм билан таъсиралишини 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 ўтасhtган нурланиш энергияси тушунилади:

$$\Phi = \frac{d W}{d t}, \quad (5.1)$$

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

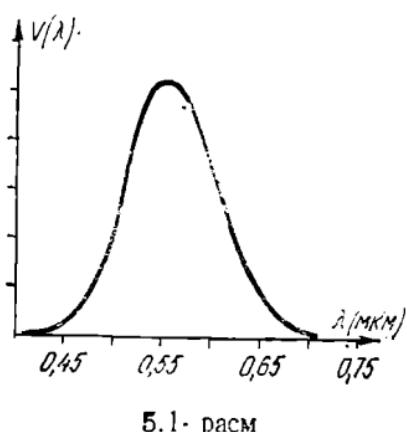
Турли нурланишлар бир-биридан спектрларининг узлукли ёхуд узлуксизлиги, спектрларининг кенглиги ва спектрнинг айрим қисмларига мос келувчи нурланиш оқими билан фарқланади. Нурланиш спектрининг турли қисмлари турлича хусусиятларга эга бўлиб, ўзларини турлича намоён қиласди. Масалан, $\lambda = (0,40 \div 0,75)$ мкм интервалдаги нурланиш инсон кўзига таъсир қилиш хусусияти билан ажralиб турди. Инсон кўзининг турли тўлқин узунликли ёруғликларни сезувчанлик хусусияти турлича, тўлқин узунлиги 0,555 мкм бўлган нурланиш (яшил нур) учун кўзнииг сезгирилиги 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 уйғстмайди. 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.] қувеат бирликларида ўлчаниши керак. СИ да ватт (Вт) ларда ўлчанади. Лекин нурланишларнинг айрим соҳалари учун бошқа бирликлар мавжуд. Масалан, ёруғлик тўлқинларнинг оқими люмен (лм) ларда ўлчанади. Мантиқий жиҳатдан ёруғлик оқимининг бирлиги асосий бирлиқ сифатида танлаб олинниши лозим эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра, СИ да ёруғлик кучининг бирлиги асосий деб қабул қилинган. Ёруғлик кучини манба (нурлангич) нурланишининг фазовий

бурчак бирлигига тўғри кела-диган ёруғлик оқими тарзида аниқланади:

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

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



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

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

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

Ёруғлик оқимининг ўлчамлиги — I.

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

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

катталиқ ёруғликининг 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 (Φ) бирор ясси параллел пластинка шаклидаги жисм сиртига тушаётган бўлсин. Бу оқим қисман қайтади (Φ_k), қисман жисмда ютилади (Φ_o), қолган қисми эса жисмдан ўтади (Φ_y), яъни

$$\Phi_k + \Phi_o + \Phi_y = \Phi \quad (5.5)$$

тенглик бажарилади. Бу тенгликнинг иккала томонини Φ га тақсимласак ва қўйидаги:

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

$\Phi_o / \Phi = a$ 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. Ўз ҳолда (5.6) ифода

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

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

пературали жисмнинг λ тўлқин узунликли нур қайтариш қобилиятини ρ_{λ,T}, нур ютиши қобилиятини эса аλ,T билан белгиласак, (5.7) ифодани қуйидаги кўринишда ёзишмиз мумкин:

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

Умуман, ρ_{λ,T} ва аλ,T лар 0 дан 1 гача бўлган интервалда ўзгариши мумкин. Икки чегаравий ҳолни кўрайлик:

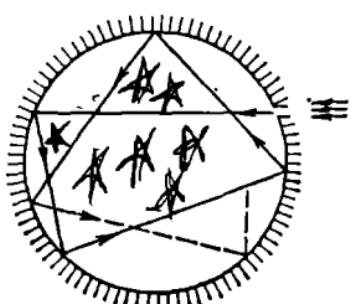
1) $\rho_{\lambda,T} = 1$ ва $a_{\lambda,T} = 0$,

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

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

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, бъязи жисмлар нурланишнинг кўпроқ қисмини ютса, бошқа жисмлар камроқ қисмини ютади. Шунинг учун биринчи хил жисмларни иккинчилашибга нисбатан қорарсқ дейиш мумкин. Масалан, табиатда мавжуд бўлган энг қора жисм — қоракуя учун кўринуечан 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 тешникка 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 энергиясининг бир қисми ютилади, натижада нур энергиясининг жуда кичик улушигине ковакдан қайтиб чиқиши мумкин. Шунинг учун бундай моделининг нур ютиш қобилияти 1 га жуда яқин бўлади.



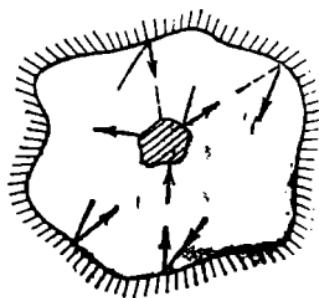
5.2 расм

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

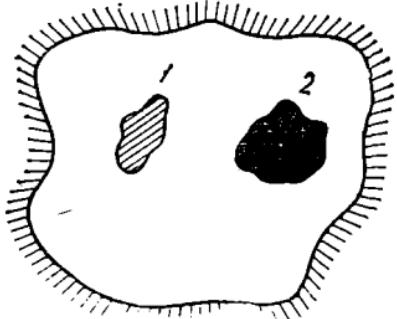
жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланаётган электромагнит түлқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталиктин T температурадаги жисмнинг нур чиқариши қобилияти деб аталади ва e_T орқали белгиланади. e_T ва a лар ўлчамсиз катталиклар, чунки улар жисмга тушаётган нурланиш сўёмининг улуши билан харәктерланар 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 λ тўлқин узунликлини нур чиқариш қобилияти $e_{\lambda,T}$ катталиктан ҳам фойдаланилади. Бу катталик T температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурлантираётган электромагнит түлқинлар энергиясини ифодалайди ва $(\text{Вт}/\text{м}^2) : m = \text{Вт}/\text{м}^3$ ларда ўлчанади. Абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятини бошқа жисмларнидан фарқ қилиш мақсадида $E_{\lambda,T}$ деб белгиланади.

2- §. Кирхгоф қонуни

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



5.3- расм



5.4- расм

Шунинг учун баъзан иссиқлик нурланиши мувозанатли нурланиш деб ҳам аталади. Бошқа турдаги барча нурланишлар эса *мувозанатсиз нурланишлар* ҳисобланади. Масалан, фосфорнинг оксидланиш жараёнида химиявий реакция давом этган сари нурланётган жисм ўзининг бошланғич ҳолатидан узоқлаша боради.

Термодинамик мувозанат қобиқ ичидаги бир эмас, балки бир нечаки жисм жойлашган ҳол учун ҳам ўринли бўлади. Масалан, қобиқ ичидаги иккита бир хил температурадаги, яъни термодинамик мувозанатдаги жисм жойлашган ҳолни муҳокама қиласлилек (5.4-расм). Агар шу жисмлардан бирин кўпсөқ 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 оид ҳар бир жисм қанча энергия нурлантириса, шунча нурланиш энергиясини ютади. Агар юқорида баён этилган мисолдаги (5.4-расмга қ.) жисмлар турлича энергия ютса, улар нурлантирайтган энергия ҳам турлича бўлади. Жисмлардан биринчиси оддий жисм (яъни абсолют қора эмас), иккинчиси эса абсолют қора жисм бўлсин. Ўзуда биринчи жисмнинг тўла нур чиқариш ва ютиш қобилиятларини мос равишда e_t ва a_t деб белгилаймиз. Иккинчи жисмнинг нур чиқариш қобилияти E_t , нур ютиш қобилияти эса 1 га тенг.

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

$$e_t = a_t E_t \quad (5.9)$$

муносабат билан ифодаланади.

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

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

(5.9) ва (5.10) ифодалардан қуийдаги 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 майян температурадаги тўла нур чиқариш ва тўла нур ютиши қобилиятларининг нисбати ўзгармас катталик бўлиб, у айни температурадаги абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятига тенг.

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

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

ифода билан аниқләнишини исботлаш мумкин. Кирхгоф қонуни қуийдагича таърифланади; ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиши қобилиятларининг нисбати бу жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмай, барча жисмлар учун тўлқин узунлик ва температуранинг универсал функциясидир ва у абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти $E_{\lambda,T}$ га тенгdir. Кирхгоф қонунидан қуийдаги муҳим натижалар қелиб чиқади:

1. (5.11) ва (5.12) ифодалардан

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

муносабатлар ҳосил бўлади. Демак, ихтиёрий жисмнинг майян температурадаги нур чиқариш қобилияти шу жисмнинг нур ютиши 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 куйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

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

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

3. Агар бирор λ 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 узунликка нурланиши ютмаса, у ҳолда бу жисм худди шу нурланишини нурлантирамайди.

3-§. Абсолют қора жисм учун иссиқлик нурланиш қонунлари

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

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

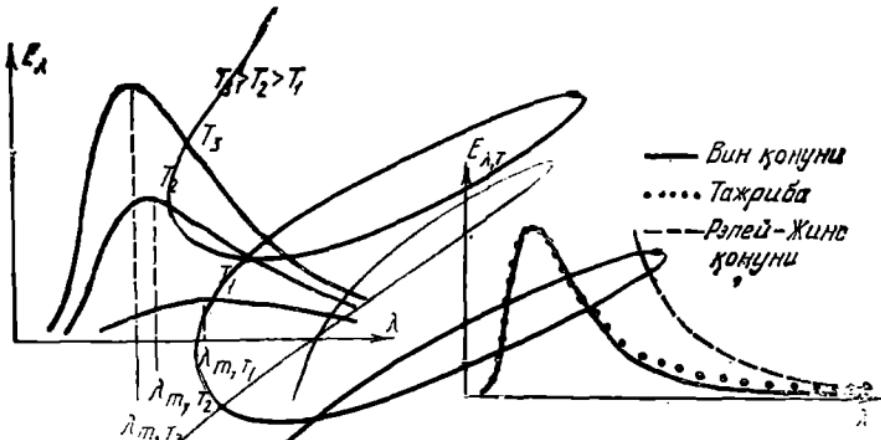
$$E_T = \sigma T^4, \quad (5.15)$$

бунда σ — Стефан — Больцман доимийси бўлиб, унинг тажрибалар асосида аниқланган қиймати қўйидагига тенг: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$

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

1. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри узлуксиздир.

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



5.6- расм

Виннинг силжиши қонуни деб аталган иккинчи қонун ана шу максимумларга тааллуқли: абсолют қора жисем нур чиқариши қобилиятынининг максимумига мос келувчи λ_m түлкүн узунликнинг абсолют температурага кўпайтмаси ўзгармас катташадир, леки

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

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 жисемнинг температураси T қанча юқори бўлса, λ_m шунча кичикроқ кийматга эга бўлади. Бошқача айтганда, температура ошган сари абсолют қора жисем нур чиқариш қобилиятынинг максимуми қисқа түлкүн узунликлар соҳасида силжийди.

5.5- расмдаги эгри чизиқларни тушунтириш учун термодинамика ва статистик физика қонунларига асосланиб абсолют қора жисем нур чиқариш қобилияти $E_{\lambda, m}$ нинг ифодасини ҳосил қилаш йўлида кўп уренишлар бўлган. Улар ичидаги эътиборга лойик бўлганинига:

1. Термодинамик мулоҳазлар асосида Вин

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

формулани тақлиф этади. Бўнда α ва β — тажрибалардан фойдаланиб танланадиган доимийлар. Вин бу доимийларни шундай танлаб олники, натижада (5.17) асосида ҳисобланган $E_{\lambda, m}$ нинг кийматлари (5.6- расмдаги узлуксиз чизиқ) тажрибада топилган қийматлар (расмдаги нуқталар) билан

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

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

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

ифодани ҳосил қылдилар. 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 пункттир чизик) катта түлкүн узунликлар соҳасида тажриба қийматларига мос келади. Кичик түлкүн узунликлар соҳасида $E_{\lambda,T}$ (5.18) га асосан, чексиз катта қийматга эга бўлиши керак. Ваҳоланки, тажрибада $E_{\lambda,T}$ қисқа түлкүн узунликлар соҳасида (*ультрабинафша соҳада*) нолгача камайиб боради. Бу аҳволга П. Эренфест образли ибора билан «ультрабинафша ҳалокат» деб ном берди. Бундан ташқари, Рэлей — Жинс формуласидан Стефан — Больцман қонунини келтириб чиқаришга уриниш ҳам тўла муваффақиятсизликка учради:

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

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

Тажрибага мос келишлик шуқғап назаридан Рэлей — Жинс формуласи Вин формуласига нисбатан заифроқ туюлади. Лекин назарий жиҳатдан бундай эмас. Рэлей — Жинс формуласи классик физикага қатъий равишда таяниб ҳисобланган. Унга ихтиёрий танлаб олинадиган константалар аралашибирмаган. Шунинг учун «ультрабинафша ҳалокат» классик назария мухим тажрибалар натижаларини тушунтиришига қодир эмаслигидан далолат берди. Макс Планкнинг эътиборини жалб қилган аҳвол ана шундай эди.

4- §. Планк формуласи

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

$$e = h v = h \frac{c}{\lambda} \quad (5.20)$$

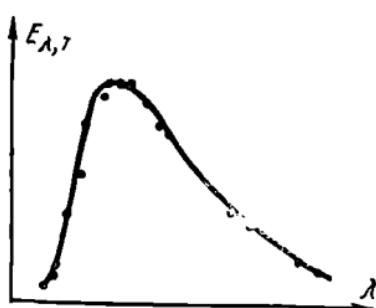
га тенг. Бунда $v = \frac{c}{\lambda}$ — нурланишнинг частотаси, h — Планк доимийси номи билан машҳур бўлган универсал константа. Ҳозирги вақтда *квант* сўзи фақат нурланишдагина эмас, балки бошқа физик катталиклар билан ҳам қўшиб ишлатилади. Масалан, электр заряднинг квенти деганда заряд миқдорининг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

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

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

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

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



5.7- расм

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

1. Стефан — Больцман қонунини ҳосил қилиш учун (5.21) ни түлкін узунликларнинг 0 дан ∞ гача интервалида интеграллаймиз:

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

Ҳисоблашларни давом эттириш учун янги ўзгарувчи

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

ни киритайлық. У ҳолда (5.22) даги λ ва $d\lambda$ лар үрнига мос равишда

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

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

ларни қўйиш керак. Натижада

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

ифодани ҳосил қиласиз. Бундаги интеграл $\pi^4/15$ га teng. Шунинг учун

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

Бу ифодада

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

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

2. Планк формуласидан Виннинг силжиш қонунини ҳосил қилиш учун абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятиниг максимумига мөс келувчи λ_m түлкүн узунликни топиш лозим. Башқача айтганда

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

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

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

күренишда бўлади. Бу ифодани

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

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

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

5-§. Оптик пиromетрлар

Иссиклик нурланиш қонунларига асосланиб юқори температураларни ўлчаш усуллари *оптик пирометрия* деб аталади. Шу мақсадда қўлланиладиган қурилмаларни эса оптик пиromетрлар деб аталади. Шу пиromетрлардан баъзиларининг ишлаш принципи билан таништайлик:

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

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

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

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

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

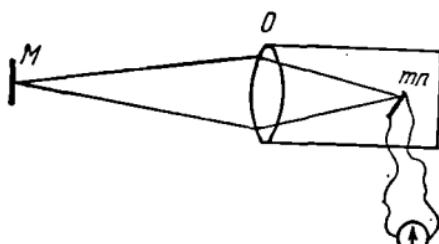
бунда a_T — абсолют қора бўлмаган жисмнинг тўла нур ютиш қобилияти, баъзан уни жисмнинг қоралик даражаси деб ҳам аталади. Агар (5.26) ифодадаги E_T ўрнига абсолют қора бўлмаган ихтиёрий жисмнинг тўла нур чиқариш қобилияти e_T қўйилса, жисмнинг ҳақиқий температураси эмас, балки *радиацион температураси*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

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

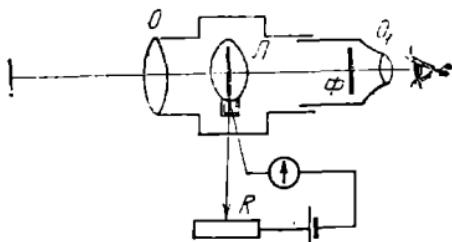
муиссабат билан аниқланишини топамиз.

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

2. Равишанлик пирометри. Бу пираметриниг тузилиши 5.9-расмда тасвирланган. Температураси аниқланиши лозим



5.8- расм



5.9- расм

бўлган жисмдан келаётган нурланиш чўғланувчи лампа (L) толасининг текислигига объектив (O) ёрдамида мосланади. Окуляр (O_1) ёрдамида лампа толаси ва нур чиқараётган жисм сиртининг тасвири кузатилади. Окуляр олдида жойлаштирилган фильтр (Φ) спектрнинг бир қисмини ўтказади. Одатда, спектрнинг $\lambda = 0,66$ мкм га яқин бўлган қисмидаги соҳачани ажратадиган фильтрдан фойдаланилади. Лампа толасининг равшанлиги R реостат ёрдамида ўзгартирилиши мумкин. Агар лампа толасининг равшанлиги жисм сирти тасвирининг равшанлигидан ортиқ бўлса, тола тасвир фонида ажралиб туради. Аксинча, толанинг равшанлиги кам бўлса, лампанинг толаси қоронфироқ бўлиб кўринади. Агар тола равшанлиги тасвир равшанлигига тенглашиб қолса шур чиқараётган жисм сирти тасвирининг фонида тола кўринмай қолади. Схемадаги миллиамперметрни абсолют қора жисмнинг температурасига мослаб даражалаб олинган бўлса, ихтиёрий нурлангич жисм билан ўтказилаётган тажрибада лампа толаси йўқолиб кетган пайтдаги миллиамперметрнинг кўрсатишига қараб нур чиқараётган жисм температурасини аниқлаш мумкин. Агар нур чиқараётган жисм абсолют қора жисм бўлса, аниқланган температура жисмнинг ҳақиқий температураси T ни ифодалайди. Абсолют қора бўлмаган жисмлар учун бу усулда аниқланган температурани равшанлик температураси $T_{\text{рав}}$ дейилади. Ҳақиқий температура ва равшанлик температураси ўзаро қўйидаги 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 λ_m ни аниқлаш керак. λ_m эса жисм температураси билан $T = b/\lambda_m$ муносабат орқали боғланган. Бу усул билан аниқланган қуёш температураси тахминан 6000 К га teng. Шуни ҳам қайд қиласлики, пиromетрларнинг температурани ўлчашда қўлланиладиган бошқа қурилма (термометр, термопара) лардан ағзаллиги мавжуд: пиromетрлар ёрдамида ниҳоят юқори температурулар ҳам, кузатувчидан жуда олисда жойлашган жисм (масалан, астрономик объект) ларнинг температуралари ҳам ўлчаниши мумкин.

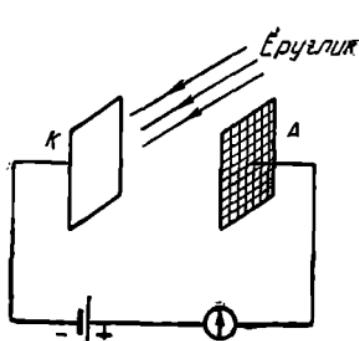
ЕРУГЛИКНИНГ КВАНТ ХУСУСИЯТЛАРИ

1- §. Фотоэффект ва унинг қонунлари

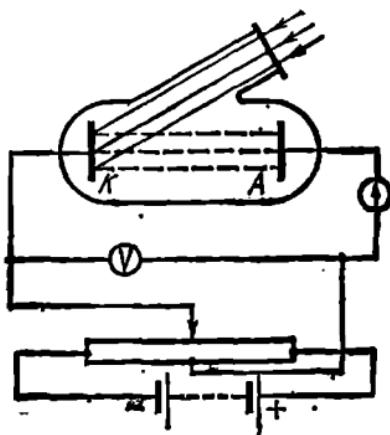
Фотоэффект — ёруғлик таъсирида жисмдан электроннинг ажралиб чиқшишидир. Бу ҳодисаси биринчи бўлиб 1887 йилда Г.Герц кузатган. Фотоэффект бўйича миқдорий текширишларни рус физиги А.Г. Столетов бажарди (1888 — 1889 йиллар). Столетов тажрибасининг схемаси 6.1-расмда тасвирланган. Икки металл электроддан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

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

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



6.1- расм

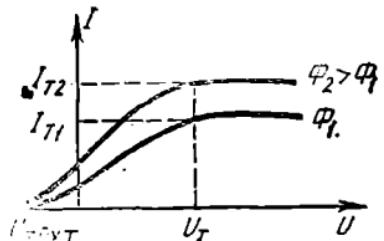


6.2- рас

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

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 Φ_1 ва Φ_2 бўлган ҳоллар учун фототокнинг анод ва катод орасидаги кучланишга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқлар, яъни вольт-ампер характеристикалар тасвирланган. Расмдан кўринишича, электр майдон тезлатувчи характеристика (K да—, A да+) эга бўлганда фототокнинг қиймати кучланишга монанд равишда ортиб боради. Кучланишнинг бирор қийматидан бошлиб фототок ўзгармай қолади, яъни тўйинади. Бошқача айтганда, фотоэлектронларнинг барчаси анодга етиб боради. Фототокнинг бу қийматини *тўйиниши токи* деб аталади. Лекин фотокатодга тушаётган ёруғлик оқими ўзгартирилса, тўйиниши токининг қиймати ҳам ўзгаради. Масалан, 6.3-расмда тасвирланган графикларда $I_{T_1} < I_{T_2}$, чунки $\Phi_1 < \Phi_2$. Бу тажрибалар фотоэффектнинг биринчи қонунини келтириб чиқарди: *муайян фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фототокнинг тўйиниши қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционалдир.* —

Анод ва катод орасидаги кучланиш нолга тенг бўлган ҳолда ҳам фототок мавжуд бўлади. Ҳаттоқи, $U < 0$ бўлган (яъни K да+, A да—) ҳолларда ҳам фототок қузатилади. Бундай ҳолларда K дан A га томон ҳаракатланаётган фотоэлектронлар майдон кучларига қарши иш бажаради. Бу иш фотоэлектронларнинг кинетик энергияси эвазига бажарилади. Агар электр майдон етарлича кучли бўлса, фотоэлектронлар анодга етиб бормасдан ўз энергияларини сарфлаб қўяди. Натижада занжирдаги фототок тўхтаб қолади. Бу ҳолга мос келувчи тормозловчи кучланишнинг қиймати U_{t_0} ни *тўхтатувчи кучланиши* (баъзан *тўхтатувчи потенциал*)



6.3- расм

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

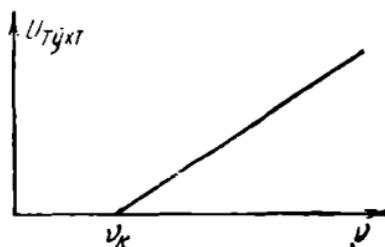
$U = U_{\text{түхт.}}$ бўлганда, ҳатто, энг катта тезликка эга бўлган фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам тормозловчи майдон қаршилигини енга олмайди. Бу чегаравий ҳолдан фойдаланиб қўйидаги муносабатни ёза оламиш:

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

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

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

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



6.4- расм

бирор v_k қийматида фотоэлектронларнинг тезлиги нолга тенг бўлади. Частотанинг бу қиймати чегара ҳисобланади. $v < v_k$ частотали ёруғлик фотоэффект ҳодисасини вужудга кельтирмайди. Фотоэффект кузатилиши учун $v > v_k$ частотали ёруғлик

таъсир этиши лозим. Чегаравий частотага мос бўлган

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

тўлқин узунликни фотоэффектнинг «қизил чегараси» деб аташ одат бўлган. *Фотоэффектнинг учинчи қонуни ана шу қизил чегара ҳақидаги холосадир: ҳар бир фотокатод учун бирор «қизил чегара» мавжуд бўлиб, ундан каттароқ тўлқин узунликли ёруғлик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди.* λ_k нинг қиймати ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас, у фақат фотокатод материалининг химиявий табиатига ва сиртигининг ҳолатига боғлиқ.

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

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

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

2- §. Фотоэффект назарияси

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

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

Иккинчидан, тўлқин назарияга асосан, электрон металл-

дан ажралып чиқиши учун керакли энергияни ҳар қандай ёруғликдан олиши мүмкін, яғни ёруғлик түлқин узунлигинг ахамияти йўқ. Фақат ёруғлик интенсивлиги етарли-ча катта бўлиши лозим. Ваҳоланки, түлқин узунлиги «қизил чегарадан» катта бўлган ёруғликнинг интенсивлиги ҳар қанча катта бўлса ҳам, фотоэффект ҳодисаси руй бермайди. Аксинча, түлқин узунлиги «қизил чегарадан» кичик бўлган ёруғлик (масалан, ультрабинафша нурлар) интенсивлиги ниҳоят заиф бўлса ҳам фотоэффект кузатилади. Бундан ташқари ниҳоят заиф интенсивликдаги ёруғлик тушаётган тақдирда, түлқин назарияга асосан, ёруғлик түлқинлар ташиб кёлган энергиялар эвазига металлдаги электрон маълум миқдордаги энергияни жамғаруб олиши керак. Бу энергия электроннинг металдан чиқиши (яғни чиқиш иши A_u) учун етарли бўлган ҳолда фотоэффект содир бўлиши керак. Ҳисобларнинг кўрсатишича, интенсивлиги жуда кам бўлган ёруғликдан A_u га етарли энергияни электрон жамғаруб олиши учун соатлаб, баъзан ҳаттоқи 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 түлқин назарияси ва фотоэффект ҳодисаси орасида юқорида баён этилган мос келмасликлар мавжуд. Шунинг учун ёруғликни узлуксиз электромагнит түлқин пресеssi деб тасаввур қилиш ёруғлик табиатини тўлиқ акс эттира олмайди, деган фикр вужудга келади. Бу фикр 1905 йилда А. Эйнштейн ёруғликнинг квант назариясини яратишига сабаб бўлди. Эйнштейн бу соҳада Планк гипотезасини ривожлантириб қўйидаги ғояни илгари сурди: ёруғлик квантлар тарқасида нурланибгина қолмай, балки ёруғлик энергиянинг тарқалиши ҳам, ютилиши ҳам квантл шган бўлади. Бу ғояга асосан, металл сиртига тушаётган ёруғлик оқимини ёруғлик квантлари (яғни фотонлар) оқими деб тасаввур қилиш лозим. Photoэффект ҳодисасида эса бу фотонлардан айримларининг металл сиртига яқин жойлашган айрим электронлар билан таъсирлешуви рўй беради (одатда, металл сиртига тушаётган фотонларнинг тахминан мингдан бири фотоэффектни ҳосил қиласди, қолган фотонлар эса ўз энергияларини электронга эмас, балки кристалл панжарарага беради). Эйнштейн фотоэффектга энергиянинг сақланиш қонунини қўллади. Фотон билан электроннинг таъсирлашув жараёнида фотоннинг $\hbar\nu$ энергияси электронга ўтади. Бошқача айтганда, таъсирлашувга қадар ёруғлик квантни тарзида намоён бўлаётган энер-

ея таъсирлашувдан сўнг электроннинг энергиясига айланади. Агар бу энергия етарлича катта (яъни $h\nu > A_{\text{q}}$) бўлса, металдан электрон ажralиб чиқади. Энергиянich қолган қисми эса металдан ташқарига чиқиб олган электрон (яъни фотозлектрон) нинг максимал кинетик энергияси сифатида намоён бўлади. Шунинг учун

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

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

(6.3) ифода таъкини фотозлектроннинг барчанини течгламаси деб аталади. «Ташқи фотозлектрон» иборасининг ишлатилишига сабаб шундаки, юқорида баён этилган ҳолларда фотозлектронлар моддадан ташқарига ажralиб чиқади. Баъзи моддаларда эса, масалан, ярим ўтказгичларда фотонлар таъсирида валент зонадаги электрон бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўчади. Бу процесс туфайли электроннинг модда ташқарисига чиқмасдан, унинг ичидаги қолади. Шунинг учун фотозлектроннинг бу турини ички фотозлектроннинг барчанини течгламаси деб аталади.

Эйнштейн тенгламаси фотозлектроннинг барча қонуқларини тушунтира олади. Хусусан, фотозлектроннинг амалга сиши учун лозим бўладиган фотон энергиясининг энг кічик қиймати, (6.3) га асосан, электроннинг металдан чиқиш ишининг қийматига teng, яъни

$$h\nu_{\text{k}} = A_{\text{q}}. \quad (6.4)$$

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

Эйнштейн тенгламасининг заминида электрон фақат битти фотонни ютади, деган тасаввур ётади. Лекин интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғликлар учун фотозлектроннинг қонунлари ўз кучини йўқотади. Ҳақиқатан, агар интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик билан тажриба ўтказилётган бўлса, металдан электронга бир вақтнинг ўзида иккита фотон тушиши мумкин. Бу ҳолда электрон ютган энергия иккала фотон энергияларининг йиғинидисиа teng.

Бунда содир бўладиган фотоэффектни *кўп фотонли фотоэффект* деб аталади. Табиики, *кўп фотонл и фотоэффект*-нинг «қизил чегараси» кичик частоталар (катта тўлқин узунликлар) соҳасига силжийди.

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

3-§. Фотон ва унинг характеристикалари

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

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

га teng бўлади. Йиккинчи 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 боғлангаи. Бу ифодадан кўриниб турибдики, зарра ҳаракатланмаётган (яъни $v = 0$) ҳолда унинг массаси m_0 га teng. 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 $v = c \cdot m_\phi$ нинр қиймати эса чекли катталик [(6.5) га асоссан]. Шунинг учун

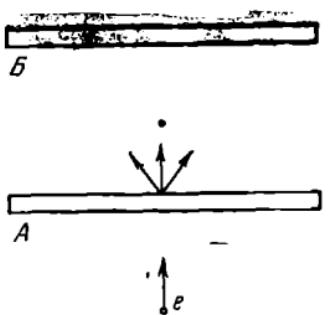
(3.6^a) ифода ассоциа ёруғлик фотоннинг тинчликдаги массаси m_0 нинг қиймати нолга тенг бўлиши керак, деган холосага келинади. Бошқача айтганда, ёруғлик фотони «тўхтаб қолса», унинг барча хусусиятлари ҳам йўқолади: массаси ҳам, энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Умуман, фотоннинг «тўхташи» дегандан уни 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 фотоннинг бошқа зарралар (масалан, электрон, атом, молекула ва ҳоказо) дан фарқланувчи маҳсус хусусияти шундан иборатки, фотон тинчликдаги массасига эга бўлмайди. Фотон фақат ҳаракатланиш жараёнида гина мавжуд бўлиб, унинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг.

Ҳар қандай ҳаракатланувчи зарра каби фотон ҳам импульсга эга бўлади:

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

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



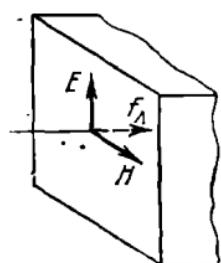
6.5- расм

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

С. И. Вавиловнинг фикрига кўра, ёруғлик оқими айрим фотонларнинг йиғиндисидан иборат бўлса, статистик физика қонунларига асосан фотонларнинг флуктуацияси (флуктуация — физик катталикнинг ўртача қийматидан тасодифий четга чиқишлиари) 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 қуидагича тушунтириш мумкин. Ясси ёруғлик тўлқин металл сиртига нормал равишда тушаётган бўлсин (6.6-расм). У ҳолда ёруғлик тўлқиннинг E ва H векторлари металл сирти бўйлаб йўналган бўлади. Ёруғликнинг электр майдони таъсирида металл сиртига яқин жойлашган электрон майдонга тескари йўналишда ҳаракатга кела бошлади. Лекин шу вақтнинг ўзида ёруғлик тўлқиннинг магнит майдони томонидан ҳаракатланаётган электронга Лорентц кучи (F_L) таъсири қиласи. Бу куч металл сиртига перпендикуляр равишда унинг ичига қараб йўналган. Ёритилаётган металл сиртиниң бирлик юзига таъсири этадиган Лорентц кучларининг йиғиндиси ёруғлик босимини характерлайди. Максвелл назарияси асосида ўтказилган ҳисоблар натижасида ёруғлик босими учун қуидаги формула ҳосил қилинади:



6.6- расм

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

бунда ω — сиртга тушаётган ёруғлик дастаси энергиясининг ҳажмий зичлиги, ρ — сиртниң ёруғлик қайтариш коэффициенти.

Ёруғлик босимини биринчи бўлиб 1900 йилда П. Н. Лебедев тажрибада аниқлади. П.Н. Лебедев тажрибасининг можијати қўйидагидан иборат: осонгина буриладиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган (6.7 -расм). Бу қанотларни навбатма-навбат ёритиш натижасида ҳосил бўладиган парракнинг буралышлари таққосланади. Паррак ўқига ёпиширилган кичкина кўзгудан қайтувчи нурнинг оғишига асосланиб парракнинг буралганлик даражаси тўғрисида маълумот олинади. Тажрибаларда ёруғликнинг ялтироқ қанотга берадиган босими ($p_{\text{я}}$) қорайтирилган қанотга берадиган босими ($p_{\text{к}}$) дан икки марта катта бўлиб чиқди. Бу натижа Максвеллининг назарий хулосасига мос келади. Ҳақиқатан, идеал ялтироқ сирт учун $\rho = 1$. Шунинг учун, (6.8) га асосан,

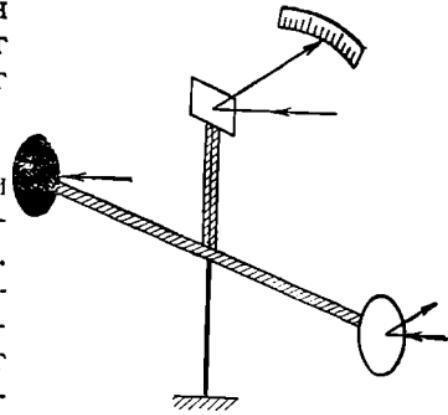
$$p_{\text{я}} = \omega(1 + \rho) = 2\omega.$$

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

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

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

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



6.7- расм

импульс слади. У ҳолда бирлик вактда сиртнинг бирлик юзига тэъсир этувчи импульсларнинг йифиндиси ёруғлик бессимини ифодалайди, яъни

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

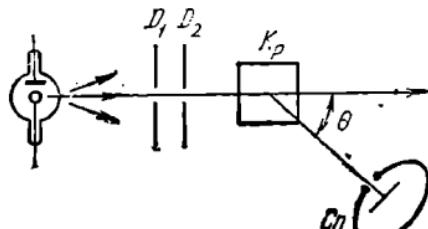
Бу ифодадаги Nm_{ϕ} — бирлик ҳажмдаги фотонлар массаси. Шунинг учун, Эйнштейннинг масса ва энергия орасидаги эквивалентлик қонунига асосан, $Nm_{\phi}c^2$ бирлик ҳажмдаги ёруғлик энергияни характерлайди.

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

5-§. Комптон эфекти

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

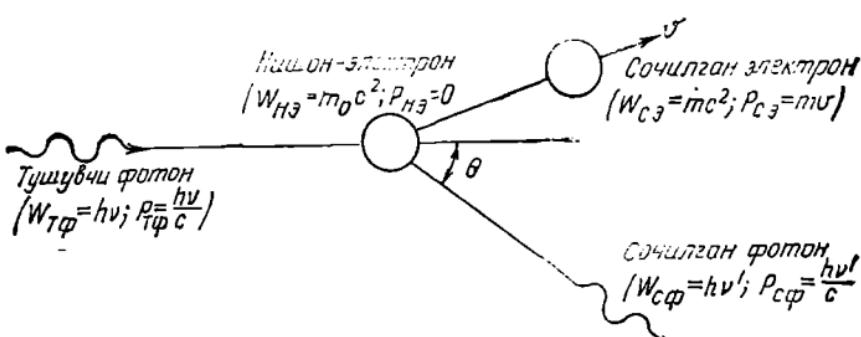
$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (6.10)$$



6.8- расм

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

Тўлқин назарияга асосан, рентген нурларининг ўзгарув-



6.9-расм

v

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

Комптон эффицентини ёргулкнинг квант назарияси асосида тушунтирилди. Бунда рентген нурларининг кристалдан сочилиш ҳодисасини рентген фотонларининг кристаллдаги эркин электронлар билан тўқнашуви маҳсулидир, деб ҳисобланади. Энергияси $w_{t\phi} = h\nu$ ва импульси $p_{t\phi} = \frac{h\nu}{c}$ бўлгани фотон электрон билан тўқнашаётган бўлсин (6.9-расм). Тўқнашиш содир бўлгунча нишон электроннинг энергияси $w_{n\phi} = m_0 c^2$ (бунда m_0 -- электроннинг «тинчлик» вазиятидаги массаси) ва импульси $p_{n\phi} = 0$ қийматлар билан характерланади. Тўқнашиш туфайли электрон фотон энергиясининг бир қисмини қабул қиласди ва v тезлик билан ҳаракатга келади. Натижада бу сочилган электрон $w_{c\phi} = mc^2$ энергияга ва $p_{c\phi} = mv$ импульсга (бу ифодалағда $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) эришади. Фотоннинг ўзи босланғич йўналиш билан θ бурчак ҳисил қилиб сочилади. Сочилган фотоннинг энергияси ($w_{c\phi} = h\nu'$) ва импульси ($p_{c\phi} = \frac{h\nu'}{c}$) тушаётган фотонни кидап кичикроқ бўлиши табиий, албатта. Фотон энергиясининг камайиши, унинг частотасини ҳам камайиши демакдир. Сочилган фотон частотасининг камайганилиги, $\lambda = \frac{c}{v}$ формула-га асосан, тўлқин узунликнинг ортганилигини билдиради.

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

$$w_{т\phi} + w_{н\phi} = w_{c\phi} + w_{c\phi}; \quad (6.11)$$

$$p_{т\phi} = p_{c\phi} + p_{c\phi}. \quad (6.12)$$

Бу икки тенгликни биргаликда ечиш натижасида

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

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

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

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

Бу саволга жавоб бериш учун қўйидаги тажрибани тасаввур қиласлик. Бир-бирига яқин жойлаштирилган иккита тирқишдан ёруғлик ўтаётган бўлсин. Иккала тирқиш очиқ бўлган ҳолда экран ўрнига жойлаштирилган фотопластинкада навбатлашга 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 тирқиши 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 қиласи: фотонлар тирқишдан ўтиш жараёнида тирқиши деворларига урилиб йўналишларини ўзгариради, натижада фотопластинкаларнинг турли соҳаларига тушган фотонлар сони турлича бўлади, деб тасаввур қилиб кўрайлик. У ҳолда иккала тирқиши бир вақтда очиқ қолдирилган ҳолдаги ва тирқишлар навбати-ма-навбат очиқ қолдирилган (аммо ёруғлик бир фотопластинкага тushiрилган) ҳолдаги манзараларнинг ҳар хил бўлишини мутлақо тушунтириб бўлмайди.

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

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

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

Шунинг учун ёруғликининг түзүүкүү модели бир қатор оптик ҳодисаларни талқын қилишда жуда катта ёрдам берди. Аммо баъзи ҳолларда бу модель нотүгри 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 келавермайди. Бунинг сабаби шундаки, электромагнит нурланиш, аслида, тўлқин ҳам, корпускула ҳам эмас.

Электромагнит нурланиш, хусусан ёруғлик ҳақидаги ахборотларнинг аксарияти инсоннинг бевосита сезги органдари орқали эмас, балки билвосита маҳсус қурилмалар ёрдамида вужудга келади. Ёруғлик баъзи қурилмаларга тўлқинга ўхшаш таъсир қиласа, баъзиларига корпускулага ўхшаб таъсир кўрсатади. Шунинг учун ёруғликнинг тэжрибаларда 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 айтганда, электромагнит нурланишда тўлқин ва корпускуляр хусусиятлариниң 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 нурланишининг тўлқин хусусиятлари юзага чиқа бошлайди.

Электромагнит нурланишнинг иккала хусусияти бир вақтда мавжуд бўлса, улар орасида бирор боғланиш ҳам бўлиши керак, албатта. Ҳақиқатан, нурланишнинг тўлқини хусусиятидан фойдаланиб, интенсивлик тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционал деган эдик. Нурланиш—фотонлар сўёми деб ҳисобланганида интенсивлик фотонлар сонига teng эди. Демак, фотоннинг фазолининг бирор цуқтасига тушиш эҳтимоллиги тўлқин амплитудасининг квадратига пропорционалди.

Шундай қилиб, электромагнит нурланиш физик нуқтai назардан реал обьект бўлиб, у тўлқинга ҳам, корпускулага ҳам ўхшамайди. Тўлқин ва корпускула тасаввурлари ҳодисаларни талқын қилишда фойдаланиладиган моделлар бўлиб, нурланишнинг бир-бири билан узвий боғланган турли хусусиятларини акс эттиради. Баъзи шароитларда нурланишнинг табнати, асосан, корпускуляр хусусиятлар билан аниқланиб, тўлқин хусусиятлар эса текширилаётган ҳодисанинг унча-

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

VII БОБ ҚВАНТ МЕХАНИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

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

Ёруғлиknинг дуалистик хусусиятлари, яъни унинг тўлқин ва корпускуляр хусусиятлари тўғрисидаги фикрни ғивожлантириб 1924 йилда де-Бройль янги гипотезани илгари сурди. Табиат симметрияга мойил бўлганлиги туфайли модда зарраларининг фақат корпускуляр хусусиятлари эмас, балки тўлқин хусусиятлари ҳам содир бўлиши керак. Бошқача айтганда, де-Бройль гипотезасига ассан, корпускуляр тўлқин дуализм электромагнит нурланиш учун ҳам, модда зарралари учун ҳам тегишилди. У ҳолда электромагнит нурланиш фостони учун ўринли бўлган қўйидати

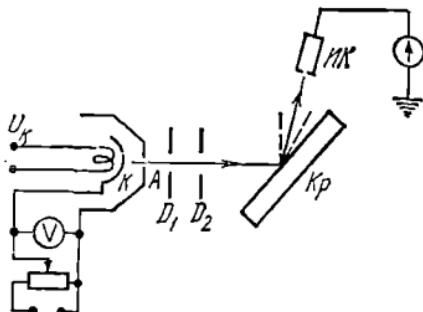
$$p = \frac{h v}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

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

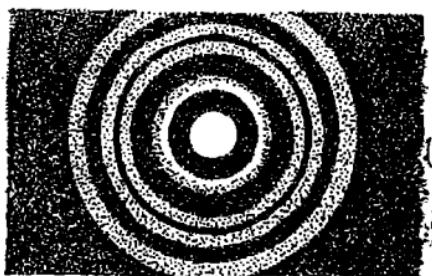
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (7.1)$$

бўлган тўлқиннинг хусусиятлари намоён бўлиши керак, деган хулсага келинади. (7.1) ифодани де-Бройль формуласи деб, λ ни эса де-Бройль тўлқин узунлиги деб атагаш одат бўлган. Де-Бройль гипотезаси билан танишгач, Эйштейн қўйидаги фикрин айтди: агар бу гипотеза тўғри бўлса, электронлар учун дифракция ҳодисаси кузатилиши лозим.

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



7.1- расм



7.2- расм

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

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

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 жараённада вужудга келган электронлар дифракциясини текширилдилар. 7.2-расмда олтин фольганинг электронограммаси (яъни электронлар дифракцияси туфайли экран ўрнига жойлаштирилган фотопластиникадаги тасвир) кўрсатилган.

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

Масалан, никель кристали билан тажриба

1948 йилда В. Фабрикант, Б. Биберман ва Н. Сушкинлар ниҳоятда заңға интенсивликдагы электронлар оқими билан тажриба ўтказдилар. Бу тажрибалар натижалари тўлқин хусусиятлар электронлар оқими учунгина эмас, балки айрим электронлар учун ҳам тегишилидир, деган хуносага олиб келди.

Умуман, (7.1) ифода барча зарралар учун ўринли. У ҳолда нима учун кундалик турмушда модда бўлакларининг 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 характеристи үлчамларни (масалан, тирқиши ёки тўсиқнинг үлчамларини) ёруғликнинг тўлқин узунлиги билан таққослаш мумкин бўлган ҳолларда ёруғликнинг тўлқин табиати на-моён бўлади. Тўлқин узунлик характеристи үлчамлардан жуда кичик бўлган ҳолларда эса ёруғликнинг тўлқин хусусиятлари сезиларли бўлмайди. Юқоридаги мисолда чанг заррасининг де-Бройль тўлқин узунлиги (10^{-22} м) зарранинг хусусий үлчами ($\sim 10^{-5}$ м) дан жуда кичик. Шунинг учун бундай шароитларда тўлқин хусусиятлар ошкор бўлмайди, албатта.

Демак, корпускуляр-тўлқин дуалиэм ҳаракатланаётган барча жисмлар учун ўринли. Лекин макрожисмларнинг массалари катта бўлгани туфайли, (7.1) формулага асоссан, уларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари жуда кичик бўлади. Бу эса макрожисмларнинг тўлқин хусусиятларини кузатиб бўлмасликнинг сабабидир. Шунинг учун бизнинг онгимизда макрожисм ҳақида фақат корпускуляр тасаввур мавжуд бўлади.

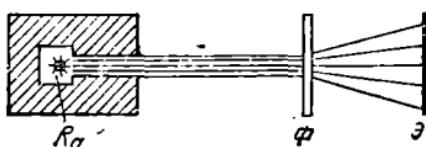
Хулоса қилиб айтганимизда, де-Бройль гипотезаси бир қатор тажрибаларда тасдиқланди ва у тўлқин механикасининг яратилишида муҳим роль ўйнади. Атом тузилишини классик тасаввурлар асосида тушуниришда дуч келинган қийинчиликлар билан танишсак, бу гипотезанинг фан ривожланишига қўшган жуда катта ҳиссаси янада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

2-§. Атом тузилиши ҳақидаги классик тасаввурларнинг ривожланиши

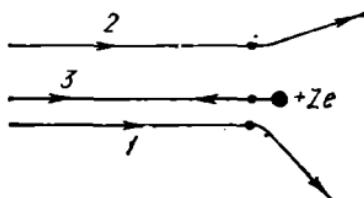
Узоқ вақтлар давомида фанда атом—материянинг бўлинмас қисми, «дунё тузилишининг энг элементар фишталари» деган фикр ҳукмронлик қилиб келди. Атом грекча «атомс» сўзидан олинган бўлиб, «бўлинмас» деган маънони англатади.

XIX аср охиrlарига келганда эса бир қатор машҳур тажрибалар туфайли атомнинг мураккаб тузилиши тўғрисидаги фикр анчагина ойдинлашиб қолди. Бу соҳада, айниқса, Резерфорд тажрибаси эътиборга лойиқдир. Бу тажрибанинг схемаси 7.3-расмда тасвирланган. Қўрошин бўлагининг ичидағи ковакда радиоактив манба — радий жойлаштирилган. Манбадан барча йўналишларда альфа-зарралар чиқади. Лекин қўрошиндаги тирқиши йўналишидан бошқа барча йўналишларда альфа-зарралар ютилади. Тирқишидан чиқсан альфа-зарралар дастаси Φ олтин фольгага перпендикуляр равишда тушади. Фольгадан ўтган зарралар флуоресценцияланувчи қатлам билан қопланган (\mathcal{E}) экранга тушган нуқталарда чақмоқчалар вужудга келади. Бу чақмоқчаларни кузатиш асосида альфа-зарраларнинг фольгадан ўтиш жараёнидаги сочилиш тўғрисида ахборот олинди. Кузатувларнинг қўрсатишича, альфа-зарраларнинг аксарияти ўз йўналишларини ўзгартирмайди ёки жуда кичик бурчакларга седаки. Лекин зарраларнинг бир қисми етарлича катта бурчакларга оғади. Ҳатто орқасига қайтган альфа-зарралар ҳам кузатилган. Тажриба натижаларини тушунтириш учун Резерфорд атом тузилишини қуйидагича фараз қилди: *атомнинг ниҳоят кичик соҳасида мусбат заряд жойлашсан, унинг атрофидаги атомнинг барча соҳаси эса манғий зарядли электронлар булутидан иборат бўлиб, бу электронларнинг тўлиқ заряди мусбат зарядга миқдоран тенг*.

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



7.3- расм



7.4- расм

бўлган, ядро — «мағніз» 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 каттарсқ бурчакка сөради, чунки альфа-зарра ва ядро орасидаги ўзаро штаришувчи Кулон кучи улар орасидаги масофага тескари пропорционалдир. Тўппатуғри ядро томон келаётган альфа-зарра (расмда 3 деб белгиланган) эса кулон кучи таъсирида секинлашиб тўхтайди, сўнг орқасига қайтади. Классик физика қонунлари асосида ўtkазилган миқдорий ҳисоблар Резерфорд фаразини тасдиқлади.

Шу тариқа атомнинг ядро модели яратилди. Уни баъзан, атомнинг планетар модели деб ҳам аталади, чунки ядрони Күёшга, электронларни эса сайдераларга 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 $r \sim \sim 10^{-10}$ м орбита бўйлаб $v \sim 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ тезлик билан ҳаракатланаётган электрон қиймати

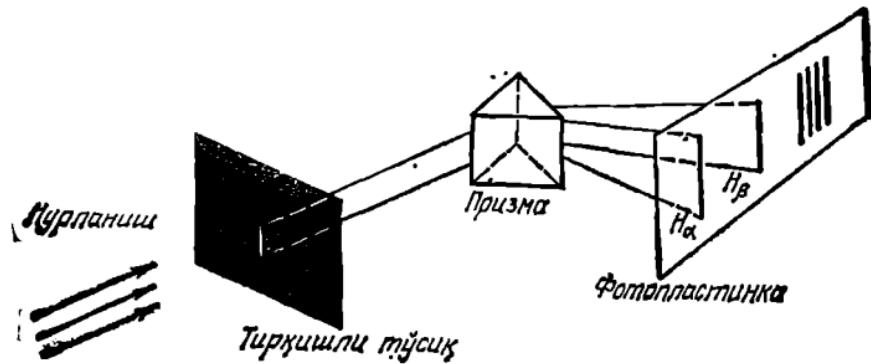
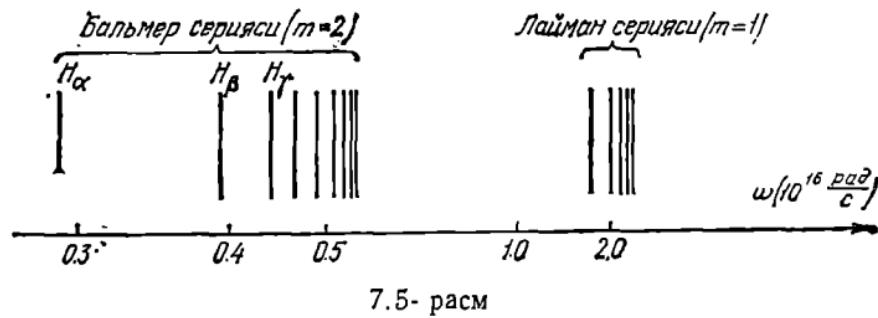
$$a = \frac{v^2}{r} \approx 10^{22} \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$$

бўлган нормал тезланишга эга бўлади. Классик электродинамикага асоссан бундай электрон электромагнит нурланиш чиқариши ва энергияси камайганлиги туфайли унинг орбитаси борган сари торайиб бориши лозим. Ҳисобларнинг кўрсатишича, тахминан 10^{-8} с чамаси вакт ўтгач, водород атомининг электрони ядрога қулаб тушиши керак. Ваҳоланки, водород атоми барқарордир. Бу мос келмаслик планетар модель дуч келган биринчи қийинчиликдир. Иккинчи қийинчиликнинг можиҳи қўйидагидан ибрат: заряди $+e$ бўлган водород атомининг ядроси атрофида r радиусли орбита бўйлаб v тезлик билан айлананаётган электрон учун ҳар бир онда Кулон кучи ($F_k = e^2/4\pi\epsilon_0 r^2$) ва марказдан қочма куч $F_{mk} = m_e a = \frac{m_e v^2}{r}$ лар teng 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 ўзгариши туфайли (аниқроғи электронни ядрога яқинроқ орбиталарга ўтиши натижасида) чиқариладиган электромагнит нурланишларнинг энергиялари турлича (яъни узлуксиз) қийматларга эга бўлиши мумкин. Бошқача айтганда, водород атомининг нурланиш спектри узлуксиз бўлиши лозим. Баҳоланки, 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 фотопластиинкага туширувчи қурилмаларни спектрографлар дейилади. Спектрографнинг асосий қисми призма бўлиб, тасмасимон тирқишдан ўтиб призмага тушаётган турли тўлқин узунликли (частотали) нурланишлар бу призмада турлича синади. Натижада фотопластиинкада спектрограф тирқишининг турли частотали нурланишлар вужудга келтирган тасвирлари пайдо бўлади. Тирқиши тасмасимон шаклда бўлганлиги учун тасвир ҳам тасмасимон бўлади.



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

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

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

Бу формуладаги R — Ридберг доимийси деб аталади, унинг қиймати $2,07 \cdot 10^{16}$ рад/с га тенг. m нинг қиймати эса Лайман серияси учун 1, Бальмер серияси учун 2, Пашен серияси учун 3, Брэкет серияси учун 4, Гифунд 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 равища 7.5-расмда тасвирланган $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}$ чизиқларнинг частоталари ҳосил бўлади.

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

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 мөхияти қўйидагидан иборат:

Атомнинг етарлича узсқ 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 ҳаракатла наётган электронлар нормал тезланишга эга бўлса ҳам электромагнит тўлқин нурлантирумайди.

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

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

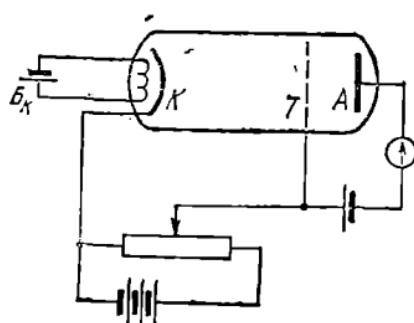
шартни қансатлантирувчи квантланган қийматларга эга бўлиши лозим. Бунда m_e — электроннинг массаси, v — электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлик, r_n — орбита радиуси, $\hbar = h/2\pi = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Ж·с.

Учинчи постулат (частоталар қоидаси) нинг таъкидлашича, атом энергияси W_n бўлган бир турғун ҳолатдан энергияси W_m бўлган иккинчи турғун ҳолатга ўтганда энергиянинг бўтта кванди чиқарилади ёки ютилади. Бу квантнинг частотаси қўйидаги

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

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

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



7.7- расм

слингандан идиш ичига симонининг буғлари қамалган. Катод (K) қиздирилиши натижасида термоэлектронлар ажралиб чиқади ва улар катод ҳамда тўр (T) оралиғидаги электр майдон таъсирида тезлатилиади. Катод ва тўр орасидаги потенциаллар фарқи U бўлса, тўрдан ўтётган электроннинг энергияси eU бўлади. Тўр ва анод

(A) оралиғида түхтатувчи күчсизгина майдон ҳосил қилинганды. Агар электрон катод ва түр оралиғида симб атоми билан ноэластик түқнашмаса, у бемалол бу күчсиз майдонни енгиб анодга етиб келади. Аксинча, симб атоми билан ноэластик түқнашув туфайли энергиясини йүқтөтгөн электрон түхтатувчи майдонни енга олмайды ва түрга тушади. Түрга тушаётганды электронлар қанчалик күп бўлса анод занжирига уланган гальванометр қайд қилаётганды 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. Токнинг кейинги кескин камайиши электронлар энергиясининг 14,7 эВ қийматида содир бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, ток қийматларининг кескин камайиши электроннинг энергияси 4,9 эВ га карраги бўлган ҳолларда амалга ошади. Бундан симб атомини қуйи энергетик сатҳдан юқори энергетик сатҳга кўтариш учун 4,9 эВ энергия лозим, деган холосага келамиз. Бошқача айтганда, симб атомига электрон факат маълум улуш энергияни (айни мисолда 4,9 эВ ни) беради. 9,8 ва 14,7 эВ ли электронлар эса мисолда симбонинг икк ва уч атоми билан түқнашса, ҳар бир түқнашувда 4,9 эВдан энергия бериб, уларни юқори энергетик сатҳга кўтаради. Шу тариқа Франк ва Герц тажрибаси атомнинг турғун ҳолатлари ҳақидаги Бор фоясини исботлади.

Бор ўзининг постулатларига таянган ҳолда водород атомининг назариясини яратди. Шу назариянинг можияти билан таништайлик. Водород атоми ядроининг заряди $+e$. Ядро атрофида r_n радиусли орбита бўйлаб v телик билан



7.8- расм

айланыётган 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 қоидасига асосан, (7.4) шартни қаноатлантириши керак. (7.4) ва (7.6) ифодаларни биргаликда ечсак, водород атомидаги электрон учун турғун орбиталарнинг радиуслари

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

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

$$n = 1, 2, 3$$

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

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

Иккинчи томондан, (7.6) ифоданинг иккала томонини $r_n/2$ га кўпайтирасак, 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:

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

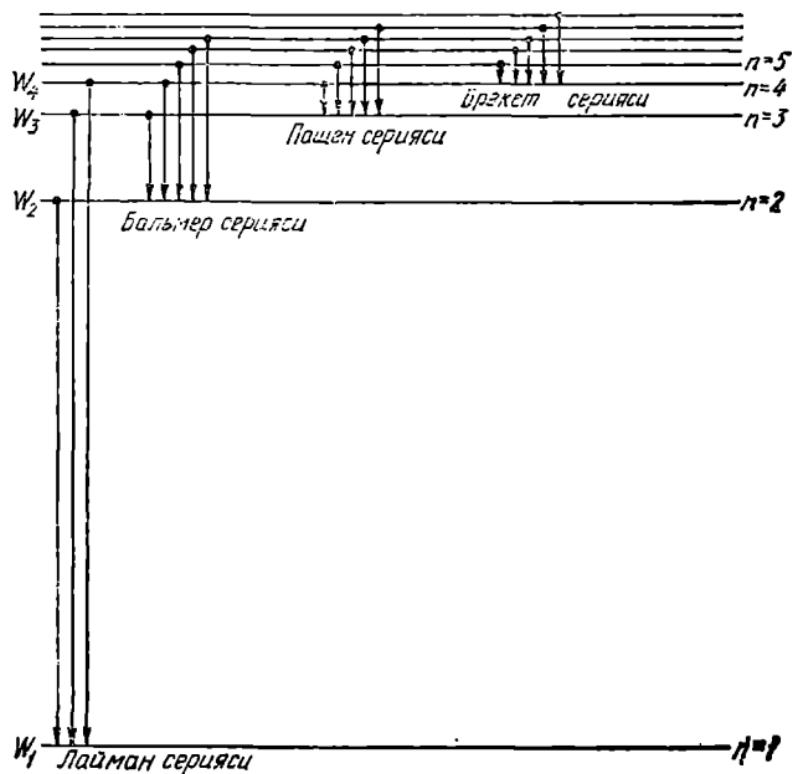
Бу ифодадаги r_n ўрнига унинг (7.7) билан аниқланувчи қийматини қўйсак, водород атомининг турғун ҳолатларини характерловчи энергетик сатҳларнинг қийматларини СИ да ҳисоблаш имконини берадиган қўйидаги

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

формулани ҳосил қыламыз. Гаусс бирліктер системасында бу формула анча ишчам күршии шағында бўлади:

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

Водород атомининг (7.11) ифода ёрдамида ҳисобланган энергетик сатҳлари 7.9- расмда горизонтал чиңиқлар шаклида тасвирланган. Албатта, бу чиңиқтарниң бир-биридан узоқлиги бирор масштаб бўйича энергияларниң қийматларига монанд равишда ўтказилган. Водород атомининг нормал (уйғотилмаган) ҳолатида электрон энг қуви энергетик сатҳда, яъни ассиий квант сонининг $n = 1$ қийматига месе келувчи сатҳда жойлашган бўлади. Агар атомга ташқаридан бирор энергия берилса, электрон $n = 2; 3; 4;$ қийматларға месе бўлган энергетик сатҳларниң бирор тасмасига кўтарилади. Атомниң бу ҳолатларини уйғотилган ҳолатлар деб аташ одат бўлган. Уйғотилган ҳолатдан нормал ҳолатга қайтаётган атом электромагнит нурланиш квантини чиқаради. Агар электрон $n = 4$ билан характеристланувчи ҳолатда бўлса, у нормал (яъни $n = 1$) ҳолатга бирданига ёки $n = 3;$



7.9- расм

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

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

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

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

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

Лекин Бор назариясининг камчилликлари ҳам аён бўла бошлади. Масалан, спектрат 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 ривожида 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

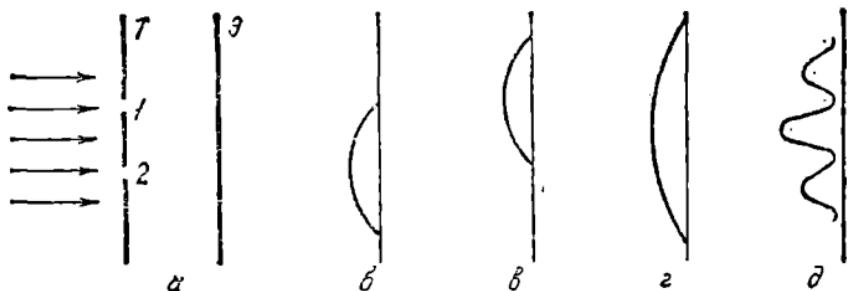
тезлик билан характерланувчи кичик механик зарралар деб тасаввур қилиш қанчатик түғри экан, деган савол туғила бошлади. Ани шундай вазиятда де-Бройль ўзининг гипотезасини таклиф этган эди.

3 - §. Де-Бройль тўлқинларининг физик маъноси

Ёруғлик (умумийроқ ҳолда электромагнит нурланиш) ва ҳаракатланувчи зарра (кўпинча “микрозарра” термини ишлатилади)лар дуалистик хислатларга эгалиги 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 назаридан фазода ўзгарувчан электромагнит майдоннинг тарқалишидир. Де-Бройль тўлқинларининг тарқалиши эса ҳеч қандай электромагнит майдоннинг тарқалиши билан боғлиқ бўлиши мумкин-ку, деб фараз қилиб кўрайлик. Ҳақиқатан, тезланишга эга бўлган электроннинг электромагнит тўлқин нурлантириши кузатилади. Лекин электрон тўғри чизиқли траектория бўйича текис ҳаракатланаётганда ҳеч қандай электромагнит нурланиш вужудга келмаслиги юқоридаги фаразни инкор этади. Худди шунингдек, де-Бройль тўлқинларини классик физикада маълум бўлган бошқа бирор тўлқинга ўхшатиш асоссиз эканлигини исботлаш мумкин.

Умуман, ҳаракатланаётган микрозарралар билан боғлиқ бўлган де-Бройль тўлқинларини классик тушунчалар асосида тасаввур қилиб бўлмайди. Ҳақиқатан, биз идрок қиладиган дунёда микрозарраларга ўхшаган обьект мавжуд эмас. Микрозарралар бизнинг сезги органларимизга бевосита таъсир қилмайди. Биз микрозарраларни на кўра оламиз, на сезз оламиз. *Микрозарра биз шу вақтгача кўрган бирор объектга ўхшамайди.* У бир вақтнинг ўзида ҳам зарра, ҳам тўлқин хусусиятларини мужассамлаштирган маҳсус табиатли материядир. Унинг табиатини ғалатилиги шундаки, микрозарра дуалистик хислатга эга, лекин у бизнинг классик тасаввуримиздаги заррага ҳам, тўлқинга ҳам ўхшамайди.

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



7.10- расм

ганды, ёруғлик түлкүн қисмларға бўлиндипти. Агар бир муҳитдан иккинчи муҳитга электрон тушаётган бўлса, у иккинчи жисмни ташкил этуёчи зарралар билан таъсиралиш туфайли ё бирор бурчакка оғиб ҳаракатини давом эттиради, ё жисм томонидан ютилади. Лекин электроннинг бир қисми ютилиб, бир қисми эса ҳаракатини давом эттирганинги, яъни уни бўлинганинги ҳеч қандай тажрибада кузатилмаган. Демак, микрозарранинг ҳаракати билан боғлиқ бўлган түлкүн (яъни де- Броиль түлкүни) классик тушунчадаги түлкүнга ўхшамайди.

Энди қўйидаги хаёлий тажриба билан ташишайлиқ. Иккита тасмасимон тирқишли тўсиққа (7.10-*a* расм) моноэнергетик (яъни энергиялари бир хил бўлган) электронлар оқими тушаётган бўлсин. Экран ўрнига фотопластинка жойлаштирайлик. Тирқишлардан бирини беркитсак, электронлар фақат иккинчи тирқиши орқали ўтади. Фотопластинкада электронлар кўпроқ тушган соҳалар бошқа соҳаларга нисбатан қора-роқ бўлади. Шунинг учун электронлар фақат иккинчи тирқиши орқали ўтган ҳолда фотопластинканинг қорайиши 7.10-*b* расмдагидек, фақат биринчи тирқиши орқали ўтган ҳолдагиси эса 7.10-*c* расмдагидек бўлади. 7.10-*d* расмда бир фотопластинканинг ўзига, аввал фақат биринчи тирқиши орқали, кейин фақат иккинчи тирқиши орқали электронлар туширилган ҳолда вужудга келадиган манзара тасвирланган. Энди иккала тирқишини ҳам очиқ қолдирган ҳолда фотопластинкага электронлар туширайлик. Бу ҳолдаги манзара олдинги ҳолатдагидек бўлиши лозим эди. Ваҳоланки, ҳиссил бўладиган манзара худди икки ксгерент ёруғлик түлкүнларининг интерференцияси туфайли вужудга келадиган манзарага ўхшайди (7.10-*d* расм). Бу тажрибадан қўйидаги холосага келамиз: ҳар бир электроннинг ҳаракатига иккала тирқиши ҳам таъсири кўрсатади. Ажабланарли даражадаги бу ғалати холоса бизни «Ахир электрон бўлишимас-ку! Шунинг учун у ё

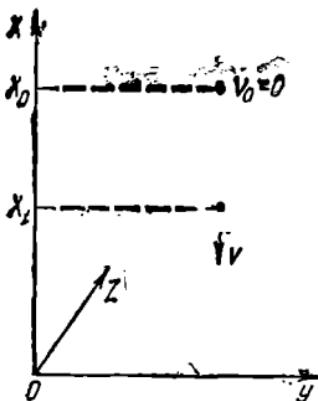
биринчи, ё иккинчи тирикиш орқали ўтиши лозим» деган фикрга олиб келади. Бундай фикр биз ўрганиб қолган классик тасаввурларнинг оқибатида вужудга келди. Аниқроқ қилиб айтганда, биз микрозаррани ўлчамлари ниҳоят кичик бўлган механик шарча деб тасаввур қилганигимиз учун шундай фикрга келдик. Аммо ўлчамлари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

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 қиласиз.

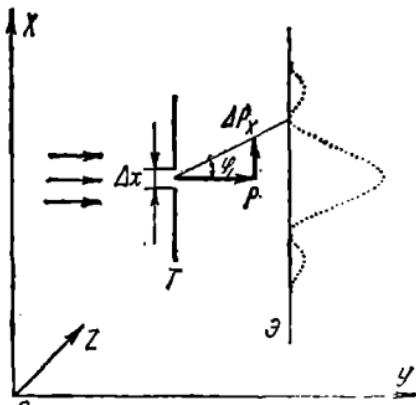
1926 йилда М. Борн электромагнит нурланиш ҳамда ҳаракатланаётган микрозарралар дуалистик хислатларининг умумийлигига асосланиб де-Бройль тўлқинининг физик маъносини статистик тарзда изоҳлаб берди. Ҳақиқатан фазонинг бирор нуқтасида ёруғлик тўлқин амплитудасининг квадрати айни нуқтага тушаётган ёруғлик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

4- §. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабати

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



7.11- расм



7.12- расм

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

Микрозарра мисолида эса аҳвол ўзгача бўлади. Масалан, тўсик (T) даги кенглиги Δx бўлган тирқишидан монознергетик электронлар дастаси OY ўқига параллел равишда ўтаётган бўлсин (8.12-расм). Экран Эда электронлар фақатгина тирқиши тўғрисидаги соҳагагина эмас, балки дифракция ҳодисасини характерловчи қонуниятларга хос равишда экраннинг барча соҳаларига тушади. Экранга тушаётган электронлар зичлигининг OX ўқи бўйлаб тақсимоти расмда пунктир чизиқ билан тасвиrlанган. Расмдан кўринишича, бу эгри чизиқ битта тирқиши туфайли вужудга келадиган параллел нурлардаги дифракцион манзарани эслатади (II боб, 4-§ га к.). Ҳақиқатан, тирқиши тўғрисида биринчи тартибли мақсимум, Φ_1 бурчак остида эса биринчи тартибли минимум куватилади. Φ_1 бурчак, тирқиши кенглиги Δx ва электрон

учун де-Бройль тұлқинининг узунлиги $\lambda = h/p$ лар орасындағи бөлганиш дифракцион минимум шартини [(2.10) ифдага қ.] қаноатлантирувчи қыйидаги ифода биләу бөлгінган:

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

Кузатилаёттан дифракцион манзарага электронни механик зарра деб тасаввур қилиш асосида ёндешайлик. Механик зарра инг ҳар ондаги ҳолати унинг үрни (яғни координатаси) ва импульси орқали ифодаланиши лозим. Тирқишдан ўтаёттган пайтдаги электроннинг координатаси сифатида тирқишинг координатасини олиш мүмкін. Координатани бундай усул билан аниқлаш туфайли вужудга келгап ноаңызлық тирқишиң көнлигі Δx га тең. Тирқишдан ўтиш чоридаги 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 (яғни ён томонларга оғиб) тарқалаёттан электронлар импульсларининг OX ўқи йўналишидаги ташкил этувчилари (яғни Δp_x лар) оғиш бурчагига пропорционал бўлади. Агар фақат биринчи тартибли максимумни вужудга келтирувчи электронлар билан қизиқсан, Δp_x нинг энг катта қиймати қыйидаги

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

ифода орқали аниқланиши мүмкін. Бошқача айтганда, биринчи тартибли дифракцион максимумни вужудга келтиришда қатнашаёттан электронлар импульсларини аниқ әмас, балки (7.15) ифода билан характерланувчи ноаңызлық билан топиш мүмкін. Агар иккинчи дифракцион максимумнинг мавжудлигини ҳисобга олсан Δp_x нинг максимал қиймати (7.15) ифода асосида топиладиган қийматдан катта бўлади, яғни

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

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 ноаниқлар мунссабатининг математик ифодаси бўлиб, уни қўйидагича ўқиш мумкин: микрозарранинг импульси ва координатасини бир вақтнинг ўзида ихтиёрий аниқлик билан ўлчаш мумкин эмас. Микрозарранинг координатаси аниқроқ (яъни тирқиш кенглиги Δx кичикроқ) бўлса, унинг импульсини камроқ аниқлик билан ўлчаш мумкин бўладики, бунда Планк доимийси барча физик ўлчамларда чегаравий фактор бўлиб хизмат қиласди.

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

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

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

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

Биз юқорида ноаниқлар муносабати билан фақат OX ўқи ѹйналишидаги тирқиш мисолида танишдик. Бу холоса-

ни OY ва OZ ўқлари учун ҳам умумлаштырса бўлади, на-
тижада

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

муносабатларни ёзиш имконига эга бўламиз. Бундан ташқа-
ри микрозарранинг Энергияси ва вақтни ўлчашдаги ноаниқ-
ликлар учун қўйидаги муносабат ҳам мавжуд:

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

(7.18) ва (7.19) муносабатлар 1927 йилда В. Гейзенберг то-
монидан эълон қилинган ва унинг номи билан *Гейзенберг-
нинг ноаниқликлар муносабатлари* деб юритилади.

Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатлари фалсафий
мунозараларни келтириб чиқарган. Ҳатто идеалистик фикр-
ларга асос қилиб олишга уринишлар ҳам бўлган. Бун-
дай фикрлар тарафдорларининг айтишича, зарранинг коор-
динатаси ва импульсини бир вақтда аниқ ўлчаш мумкин
эмаслиги инсон томонидан дунёни идрок қилинша чегара мав-
жуудлигини кўрсатади. Ваҳоланки, ноаниқликлар мунисабат-
ларининг илмий можияти микродунёни идрок қилиш имко-
ниятининг чегарасини аниқламайди, балки микрозарралар
учун механик зарра моделини қўллаш чегараларини харак-
терлайди. 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 бўлганилиги туфайли микродунё ҳодисаларини тушун-
тиришда классик физика ожизлик қила бошлайди. Шунинг
учун микрообъектларнинг тўлқин хусусиятларини ҳисобга
оладиган механика, яъни тўлқин механикасини яратиш за-
рурияти туғилди. Бу вазифа Шредингер, Гейзенберг, Дирак
каби олимлар томонидан амалга оширилди. Бу механикада
фақат микрообъектлардагина аниқ кузатиладиган квант та-
саввурлар ўз аксини топганлиги учун уни, одатда, *квант
механикаси* деб ҳам аталади.

Квант механикасида микрозарранинг ҳолати тўлқин функция
билин аниқланиади. Тўлқин функцияни Ψ ҳарфи билан
белгиланади ва «psi – функция» деб ўқилади. Квант ме-

ханикасида микрозарранинг ҳолати классик механикада гидек олдиндан аниқ айтиб берилмайди, балки микрозарранинг у ёки бу ҳолатини эҳтимоллиги аниқланади. Шунинг учун тўлқин функция деганда координата ва вақтга босғалиқ 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 ҳажмда 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 қаериладир) 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 шарти дейилади. Бундан ташқари тўлқин функциянинг физик маъносидан келиб чиқувчи қуйидаги шартлар ҳам бажарилиши керак:

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

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

в) Ψ -функция узлуксиз бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги сакрашсизон характерда ўзгармайди.

Ψ -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 Ψ -функциядан вақт бўйича олинган ҳосилини 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 нуқталарида гина эмас, балки фазонинг айни шуктасида ҳам вақтнинг турли онларида турличадир. Лекин микродунёда содир бўладиган аксарият ҳодисаларда микрозарранинг потенциал энергияси вақтга ошкор боғлиқ бўлмайди (стационар ҳолатлар учун). Бу ҳолда Ψ -функция иккита кўпайтувчига ажралиб, бирни фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ бўлади:

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

Натижада бир қатор математик амаллардан сўнг (7.21) тенгламани қўйидаги 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 тенгламасидир. Бундан кейин муҳокама қилинадиган ҳоллар стационар ҳолатлар бўлгани учун (7.23) ни, оддийгина, Шредингер тенгламаси деб атаемиз.

Шуни алоҳида қайд қиласликки, Шредингер тенгламаси, худди Ньютон тенгламаси ($F = ma$) каби илгари маълум бўлган муносабатлардан фойдаланиб чиқарилмайди. У асессий фараз сифатида қабул қилинади. Лекин бу тенгламани микродунё обьектларга қўллаш туфайли вужудга келган хуносалар 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 тасвириланган потенциал ўранинг тубида V ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган m массалали микрозарра учун Шредингер тенгламаси қўйидаги кўринишга келади:

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

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



7.13-расм

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

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

кўринишда ёзишимиз мумкин. Агар

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

белгилашдан фойдалансак, (7.25) тенгламани қўйидагича ёза оламиз:

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

Бу тенгламанинг ечими қўйидаги

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

тригонометрик функция билан аниқланади.

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

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

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 қиласиз. Бундан эса қўйидагини топамиз:

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

Бу ифодадан қўйидаги хулосса келиб чиқади: потенциал ўрадаги микрозарранинг энергияси ихтиёрий қийматларга эмас, балки бир қатор дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин (7.14-расмга к.). W нинг квантлашган бу қиймат-

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

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

Энди (7.31) дан фойдаланиб, қўшни W_n ва W_{n+1} энергетик сатҳларнинг бир-биридан «узоқлиги» ни топайлик:

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

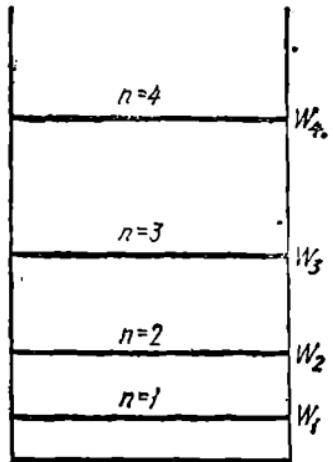
Бу ифодадан фойдалансак, кенглиги атом ўлчамига мос келувчи ($a \sim 10^{-10}$ м) потенциал ўрадаги электрон ($m_e \sim 10^{-30}$ кг) энергиясининг хусусий қийматлари учун

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

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

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

эканлигига ишонч ҳосил қиласмиш. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шунчалик зич жойлашган эканки, уларни квазиузлуксиз (узлуксизга ўхшашиб) деб ҳисобласа ҳам бўлади. Шуни ҳам қайд қиласлики, 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



7.14-расм

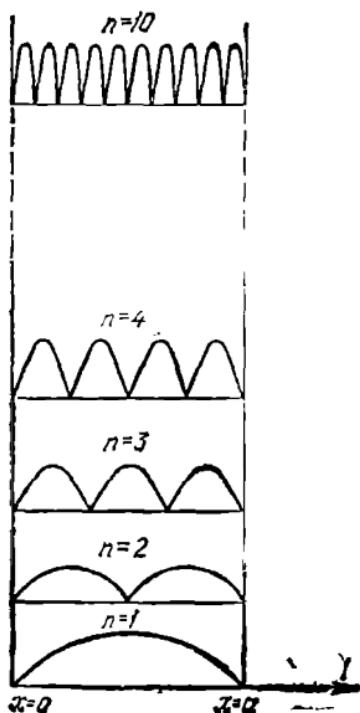
мисол), баъзи ҳолларда амалда сезилмайдиган даражада (иккинчи мисол) бўлади. Умуман, энергетик сатҳларнинг жойлашув характери тўғрисида мулоҳаза юритганда, n квант соннинг таъсирини ҳам ҳисобга олиш керак. Бунинг учун (7.32) ни (7.31) га бўлсак,

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

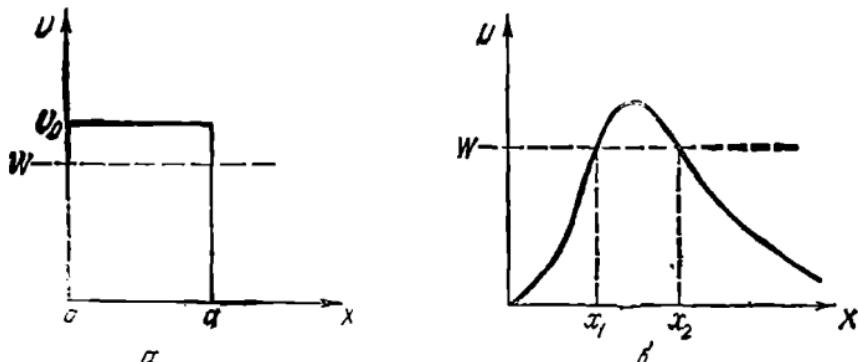
муносабатни ҳосил қиласиз. n нинг анча катта қийматларида каср суратидаги 1 ни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Натижада n нинг етарлича катта қийматлари учун (7.33) ифода қуийдаги кўринишда ёзилади:

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

Демак, n катталашган сари ΔW нинг қиймати W_n га нисбатан кичиклашиб боради. Натижада энергетик сатҳлар бир-бiri 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 оралиқларда микрозарранинг бўлиш эҳтимоллilikлари 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 ечинини, яъни n квант соннинг бизни қизиқтирувчи қийматлари учун тўлқин функцияларни (кўрилаётган масаланинг хусусий функцияларни деб гапирсак ҳам бўлади) топиб, $|\psi|^2$ нинг графигини қуриш керак. 7.15-расмда $|\psi|^2$ нинг x га боғлиқлик графиги n нинг турли қийматлари учун тасвирланган.



7.15- расм



7.16- расм

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

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

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

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

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

ифода билан аниқланади. Потенциал тўсиқ ихтиёрий шаклда (7.16-б расмга қ.) бўлган ҳолда шаффоффлик коэффициентини қўйидаги 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 ҳарактерланувчи потенциал тўсиқнинг координаталари.

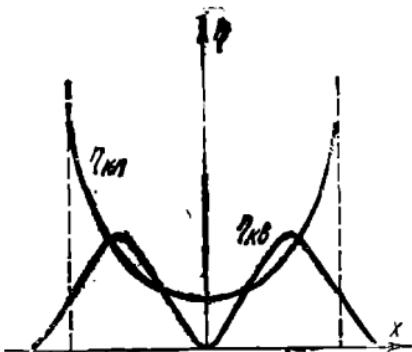
3. X ўқи бўйлаб квазиэластик $F = -kx$ куч таъсирида ҳаракатланувчи m массали зарра гармоник осциллятор деб аталади. Классик физикада бундай осциллятор

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

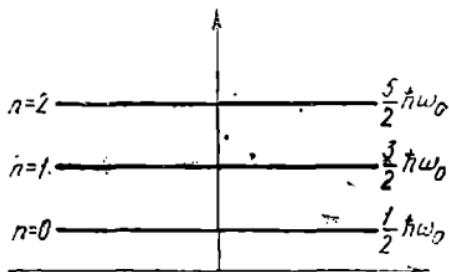
частота билан тебраниб, унинг амплитудаси A ва энергияси ($W \sim A^2$) нинг қийматлари 0 дан ∞ гача интервалда бўлиши мумкин. Классик назарияга асосан, амплитудаси A бўлган осцилляторнинг $-A \leq x \leq A$ интервалдаги координаталарга эга бўлиш эҳтимоллиги $\eta_{k,l}$ 7.17-расмда парabolasimon чизиқ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

Энди гармоник осцилляторнинг тебранишини квант меҳаникасида кўриб чиқайлик. Бу маёала учун Шредингер тенгламаси

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



7.17- расм



7.18- расм

ифода билан аниқланувчи энергиялардагина ечимга эга бўлишини кўрсатиш мумкин. Демак, гармоник осцилатор тоннинг энергияси квантланган бўлиб, унинг қийматлари квант сон n билан аниқланади. 7.18-расмда осциллятор эга бўлиши мумкин бўлган дискерт энергетик сатҳлар тасвириланган. Назарий мулоҳазаларнинг кўрсатишича, электр осциллятор (яъни диполь) электромагнит майдон билан таъсирилашганда қўшни энергетик сатҳларга ўтади: агар фотонни ютса юқори сатҳга, агар фотон чиқарса қуйи сатҳга ўтади. Бу процессларда фотон частотаси осцилляторнинг хусусий частотаси ω_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 тасвириланган график, квант назарияга асоссан, координатаси x бўлган нуқтада зарранинг бўлиш эҳтимоллиги η_{k_n} 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 қийматлари — A дан $+A$ гача бўлган соҳа назарда тутиляпти) дан ташқари нуқталарда ҳам зарранинг бўлиш эҳтимоллиги нолдан фарқли. Бунинг сабаби зарранинг тўлқин хусусиятга эгалигидадир.

VIII БОБ
АТОМ ТУЗИЛИШИ

1-§. Водород атоми

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

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

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

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

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

$$W = - \frac{me^4}{32\pi^2 e_0^2 \hbar^2 n^3}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (8.2)$$

шартни қаноатлантирувчи дискрет қийматларида.

Биринчи ҳолда электрон ядро яқинидан учиб ўтади ва фазонинг барча қисмларида ҳаракатлана олади. Умуман, ядро ва электрондан иборат системани ҳар доим ҳам атом деб ҳисоблаш мумкин әмас. 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 әмас, балки атом бўлиб бирикмаган ядро ва фазодаги электронни акс өттиради.

Иккинчи ҳол, яъни $W < 0$ нинг дискрет қийматларида-ги ечимлар водород атомидаги электронни акс өттиради. Электрон эга бўла оладиган энергиянинг қийматларини аниқловчи ифода [(8.2) га қ.] Борнинг водород атоми назариясидан келиб чиқсан 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 винг хусусий қийматлариdir. 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 қуидаги

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

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

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

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

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

Магнит квант сон ёрдамида электроннинг импульс моменти вектори \mathbf{L} нинг фазодаги рухсат этилган йўналишлари аниқланади: ихтиёрий z йўналиши, масалан, ташки магнит майдон йўналишини танлаб слайлик. У ҳолда \mathbf{L} векторнинг фазодаги йўналишини унинг z йўналишга проекцияси L_z ёрдамида характерлаш мумкин. Электрон импульс моментининг фақат

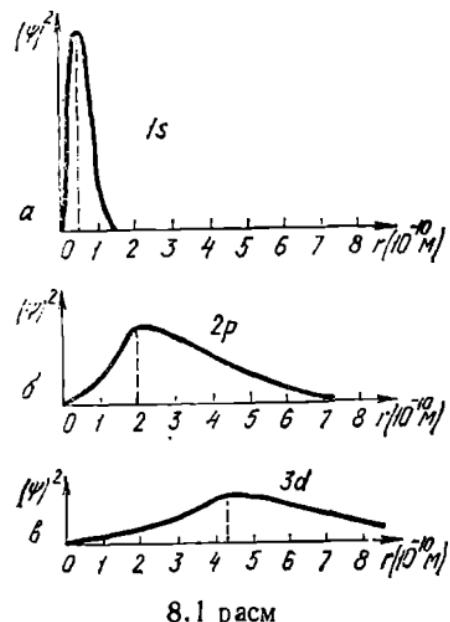
$$L_z = \pm m\hbar \quad (8.7)$$

шарт бажариладиган йўналишларигина амалга ошиши мумкин.

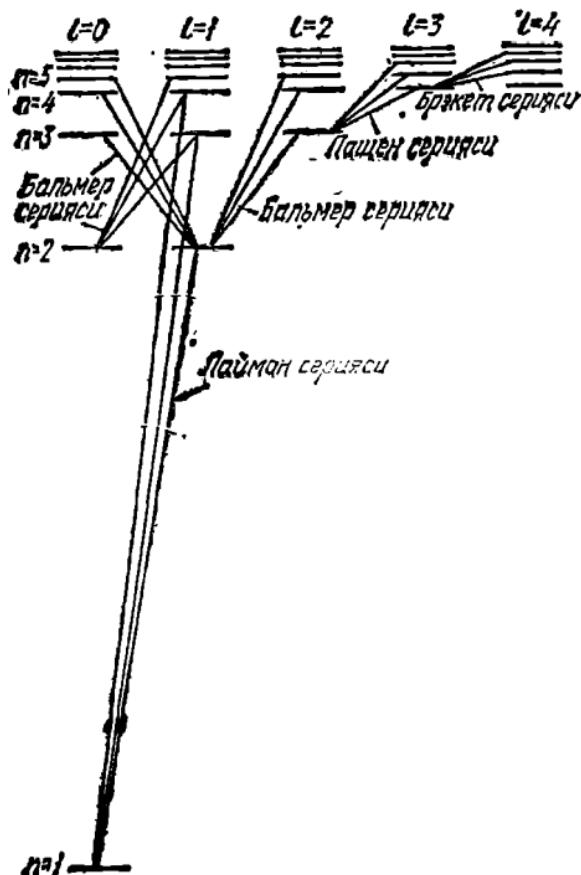
(8.1) тенгламанинг ечимларини характерловчи тўлқин функциялар ифодасининг таркибида юқорида баён этилган

учала квант сон мавжуд. Шунинг учун ҳам тўлқин функцияларни $\psi_{n,l,m}$ деб белгилаймиз, яъни уларнинг индексида квант сонларнинг учаловини ҳам қатнаштирамиз. Водород атомидаги электрон энергиясининг (8.2) ифода билан аниқланувчи ҳар бир W_n қийматига бир неча тўлқин функция мисол келади, улар l ва m квант сонлар билан фарқланади. Мисол тариқасида $n = 2$ ҳолни муҳокама қиласлик. 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 згаллаш имконияти бор. Шунинг учун $n = 2$ бўлганда l ва m лар билан фарқланувчи $\Psi_{2,0,0}$, $\Psi_{2,1,-1}$, $\Psi_{2,1,0}$, $\Psi_{2,1,1}$ тўлқин функцияларини ёза оламиз. Бу тўлқин функциялар билан характерланувчи ҳолатлардаги электрон энергиялари айнан бир хил қийматга эга [кўрилаётган мисолда бу қийматни (8.2) ифодага $n = 2$ ни қўйиб топиш мумкин]. Энергияси бир хил бўлган бу ҳолатларни айнигар ҳолатлар деб, ҳолатлар сонини эса W_n энергетик сатхнинг айниши каррагалиги деб аталади. Юқорида муҳокама қилинган мисолдаги энергетик сатхнинг айниш каррагалиги 4 га тенг.

Электрон ҳолатларини белгилашда асосий кван. сонни рақам билан, орбитал квант сонни ҳарфи 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



8.2- расм

Атомни асосий ҳолатдан уйғонган ҳолатга ёки қуйироқ уйғонган ҳолатдан юқоририоқ уйғонган ҳолатта ўтказиш учун унга ташқаридан энергия берилиши лозим. Бу энергиянинг миқдори атомнинг охирги ва бошланғич ҳолатлардаги энергияларининг фарқига тенг бўлади, албатта. Энергия узатиш йўлларидан бири атом томонидан фотонни ютишdir. Фотон ютишга тескари процесс атомнинг нурланиш чиқарышидир. Табиийки, бу процесс туфайли атом юқоририоқ уйғонган ҳолатдан қуйироқ уйғонган ҳолатта ёки асосий ҳолатта ўтади. Лекин ихтиёрий ўтишлар ҳам амалга сшавермас экан. Атомнинг бошланғич ва охирги ҳолатларининг орбитал квант сонлари фақатгина бир бирликка ўзгарадиган, яъни

$$\Delta l = \pm 1$$

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

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

$1s$ дан бошқа ҳолатлар уйғонган ҳолатлар дейилади.

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

2-§. Штерн ва Герлах тажрибаси

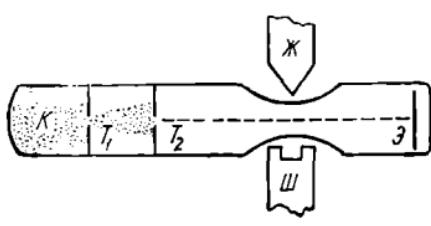
С ҳолат ($l = 0$ назарда тутилади) дан бошқа барча ҳолатлар ($l \neq 0$ бўлганда) даги электронларнинг ядро майдонидаги ҳаракати туфайли вужудга келадиган импульс моментлари [(8.4) ифодага асосан] нолдан фарқли бўлади. У ҳолда \mathbf{L} векторга тескари йўналган магнит момент вектори p_m нинг қиймати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

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

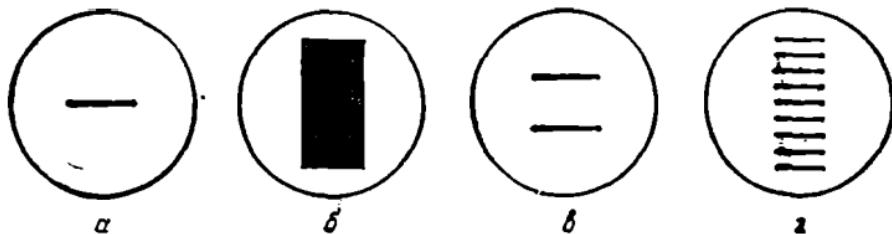
Бу ифодадаги

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

Бор магнетони деб аталади, у электрон ва электронлар системасининг магнит моментини ўлчашда табиий бирлик ҳисобланади. Атомнинг импульс моменти \mathbf{L}_{at} (ёки магнит моменти p_{mat}) ни эса атом таркибидаги айрим электронларнинг импульс моментлари (магнит моментлари) нинг вектор йифиндиси сифатида аниқланади, яъни $\mathbf{L}_{at} = \sum \mathbf{L}_i$ ва $p_{mat} = \sum p_{mi}$. 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 тирқиш ли тўсиқлар (T_1 ва T_2) дан ўтгач, даста шаклига келади. Сўнгра атомлар дастаси ниҳоят даражада бир жинсли бўлмаган магнит майдон (бундай майдон электромагнит ўзагининг қутбларига маҳсус шакл бериш натижасида ҳосил қилинади) дан ўтиб Э экранга тушади. Магнит майдон таъсир қилмаган (яъни электромагнит ғалтаклари ток манбаига уланмаган) ҳолда атомлар дастаси экранга тушшиб, унда ҳосил қилган дорнинг шакли тўсиқдаги тирқиш



8.3- расм



8.4- расм

нинг шаклига ўхшайди (8.4- a 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 (z дан \mathcal{J} га қараб) йўналган. Майдоннинг бир жинслимаслиги ҳам шу йўналишда вужудга келтирилади, унинр қийматини $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z}$ деб белгилайлик. У ҳолда магнит моменти p_m бўлган токли контурга бу майдон томонидан таъсир этувчи кучнинг қиймати

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

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

Демак, бир жинсли бўлмаган магнит майдонда ҳаракатланаётган атомларга таъсир этувчи куч атом магнит моментининг йўналишига боғлиқ. Бу куч таъсирида атомлар экраннинг юқорироқ (α — ўткир бурчак бўлганда) ёки пастроқ (α — 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 кузатылмади. Баъзи ҳолларда, масалан, симоб ёки марганец атомларининг дасталари билан ўтказилган тажрибаларда, экрандаги дөғ худди ҳеч қандай майдон таъсир қилмагандагидек шаклга (8.4-*a* 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-*b* расмда, темир атомларининг дастаси қўлланилган тажрибада кузатилган манзара эса 8.4-*c* расмда тасвиранганди. Бу манзаралардан атомларни оғдирувчи F_z куч тўғрисида ахборот олиш мумкин. Натижада магнит майдоннинг бир жинсли маслигини характерловчи $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z}$ нинг маълум қиймати асосида (8.10) ифодадан фойдаланиб p_m нинг z ўқига (яъни \mathbf{B} йўналишига) проекцияси $p_{mz} = p_m \cos \alpha$ ни ҳисоблаб топиш мумкин.

Шундай қилиб, Штерн ва Герлах тажрибаси фазовий квантланиши мавжудлигини ҳамда электронлар ва атомлар магнит моментларининг қийматлари дискрет характерга эгалигини исботлади.

3-§. Электрон спинни

Асосий ҳолатдаги водород атомининг электрони учун $l = 0$ (8.4) га асосан, унинг импульс моменти нолга teng. Бундан, водород атомларининг дастаси билан тажриба ўтказилган тақдирда бир жинсли бўлмаган майдон унга ҳеч қандай таъсир қилмайди, деган холосага келишимиз мумкин. Ваҳоланки, тажрибада даста икки симметрик компонентга ажралди. Бу номувофиқликни тушунтириш учун электрон импульсининг хусусий моменти L_{cp} ва унга мос бўлган хусусий магнит моменти μ_e (зарраларнинг хусусий магнит моментларини μ 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 айла-

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

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

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

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

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

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

га эга бўлиши мумкин. Электроннинг спин магнит моментининг проекцияси ва $L_{\text{сп} z}$ қўйидаги муносабат билан боғланган:

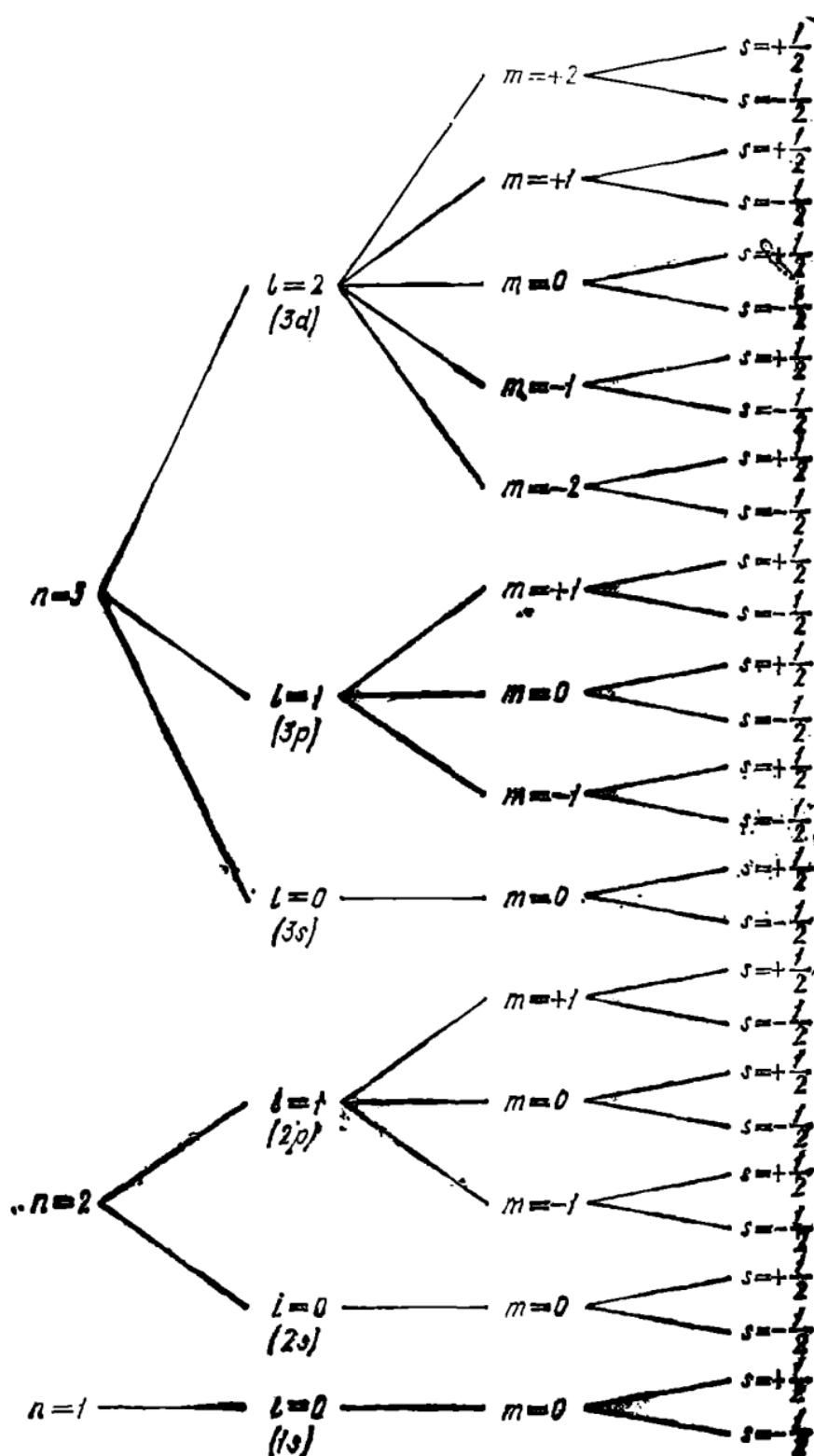
$$\mu_{ez} = -\frac{e}{m_e} L_{\text{сп} z} = -s \frac{e\hbar}{m_e} = \mp \frac{e\hbar}{2m_e} = \pm \mu_B. \quad (8.14)$$

Демак, электрон спин магнит моментининг ташки магнит майдон йўналишига проекцияси фақат иккита қийматга эга бўла олади, унинг абсолют миқдори Бор магнетонига тенг. Водород атомлари (шунингдек даврий жадвал биринчи группа элементлари атомларининг ҳам) дастасини бир жинсли бўлмаган магнит майдонда икки компонентага ажралишининг сабаби шу тарзда тушунтирилади.

4-§. Паули принципи

Квант механикасида атомдаги энергетик сатҳлар тўртта квант сон билан характерланади:

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



8.5- рисм

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 қиласди. Агар n ва l ларнинг қийматлари ўзгармасдан m ва s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топиш керак бўлса, ҳар бир l учун m нинг $2l + 1$ руҳсат этилган қиймати мавжудлигини ҳисобга олиш керак. Демак, n ва l ларнинг айни тўплами $2 \cdot (2l + 1)$ сатҳдан иборат. Ниҳоят, айни n учун l , m ва s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топайлик. (8.15) га асосан, айни n учун l нинг қийматлари 0 дан $n - 1$ гача бўлган бутун мусбат сонларни эгаллаши мумкин. Шунинг учун асосий квант сон n нинг айни 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 teng. Водород атомида энергетик сатҳлар айнигандан бўлади. Масалан, $n = 1$ бўлган иккала сатҳ бир хил энергияга эга ёки $n = 2$ бўлган саккизта сатҳнинг ҳаммаси айнан бир хил энергия билан характерланади. Лекин кўп электронли атомларда ўзаро таъсир туфайли айниш 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 қўйидаги икки принципга амал қилиш керак. Биринчи принципнинг можияти шундаки, *нормал* (уйғонмаган) ҳолатдаги атомда электронлар ўзлари учун мумкин бўлган энг қўйи энергетик сатҳ (яъни энергияси минимал бўлган сатҳ) ларда жойлашиши керак.

Иккинчи принцип, уни кашф қилган олим шарафига Паули принципи деб юритилади. Умуман, Паули принципи квант механикасининг асосий принципларидан бири бўлиб, унинг тўлиқ квантомеханик таърифини бериш учун зарраларнинг бирхиллик (бир-бирига айнан ўхшашлиқ) принципи билан танишиш лозим.

Маълумки, классик механикада хусусиятлари айнан бир хил бўлган зарралар ҳам ўзларининг индивидуаллиги (яъни алоҳидалиги) ни йўқотмайди. Бошқача айтганда, бирор система таркибидаги зарраларни бошланғич моментда «худди номерлагандек» белгилаб олайлик. У ҳолда зарраларнинг траектория бўйича ҳаракатини кузатиш 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» ажратса олиш имконияти бўлмайди, албатта. Зарраларни бир-биридан фарқ қилиб бўлмаганлиги учун ҳам уларни ўрни алмасиб 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_{cnz} нинг қиймати 0 ёки \hbar га бутун каррали бўлган зарралар Бозе — Эйнштейн статистикасига бўйсунади, зарраларнинг ўзларини эса бозонлар деб аталади. L_{cnz} нинг қиймати \hbar га яримли бутун каррали бўлган зарралар Ферми — Дирак статистикасига бўйсунади, бундай зарралар фермионлар деб аталади. Фақат электронларгина эмас, балки позитрон, протон, нейтронлар ҳам фермионлар ҳисобланади. Барча фермионлар учун Паули принципи ўринли бўлиб, у қўйидагича таърифланади: бир хил фермионлардан ташкил топган системада айнан бир ҳолатда бир вақтни г ўзида биттадан ортиқ фермион бўлиши мумкин эмас. Паули принципини атомдаги электронларга татбиқ қилган ҳолда қўйидагича таърифласа ҳам бўлади. *Атомдаги n , l , m , s квант сонлар тўплами билан ҳарактерланувчи ихтиёрий энергетик сатҳда биттадан ортиқ электрон бўлиши мумкин эмас.*

Д. И. Менделеевнинг элементлар даврий системаси

Олдинги параграфда баён қилинган маълумотлар асосида элементлар даврий системасини талқин этаёлик. Биринчи элемент — водороддан бошлайлик. Ўнинг биттагина электрони бор. Шунинг учун Паули принципига асосан, бу электрон 8.5-расмда тасвирланган ихтиёрий 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 эгаллади. Гелий атомида иккита электрон бор. Бу электронларнинг бири водород атомининг электрони эга бўлган квант сонлар тўплами билан характерланади. Иккинчи электрон эса навбатдаги энергетик сатҳни аниқловчи квант сонлар тўплами яъни $n = 1, l = 0, m = 0, s = +\frac{1}{2}$ га эга бўлади. Литий уч электронга эга бўлиб, улардан иккитаси юқорида баён этилган квант сонлар тўпламлари билан аниқланади. Учинчи электрон навбатдаги энергетик сатҳни эгаллади. 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, охирги сатҳни эса неоннинг электрони эгаллади. Умуман, асосий квант сон n нинг қийматлари бир хил бўлган электронлар қобиқни ташкил қиласди. Одатда, қобиқларни лотин ҳарфлари билан белгиланади. Масалан, $n = 1$ бўлса, K -қобиқ; $n = 2$ бўлса, L -қобиқ; $n = 3$ ни M -қобиқ; $n = 4$ ни N -қобиқ ва ҳоказо. Мулоҳазаларни шу тарзда давом эттириб, навбатдаги элементлар атомларидаги охирги электронлар ҳолатларини аниқловчи квант сонлар тўпламлари ҳақида маълумотлар оламиз. Бу маълумотлар 1-жадвалда келтирилган. Жадвалдан кўринишича, сатҳларнинг электронлар билан ишғол этилишида квант сонларнинг қийматларига мослаб қурилган энергетик сатҳлар кетма-кетлиги (8.5-расм) амалга ошяпти. Лекин бу тартиб енгил атомлар (калийгача бўлган атомлар) учун амалга ошади. Агар бу тартиб давом этганда эдпо калийнинг охирги 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 тўплами билан аниқланувчи энергетик сатҳ эгалланади. Бунинг сабаби кўп электронли атомларда, баъзан, электронларнинг ўзаро таъсирилашуви туфайли n каттароқ, l эса кичикроқ бўлган ҳолатнинг энергияси n кичикроқ, l эса каттароқ бўлган ҳолатнинг энергиясидан камроқ бўлишида экан.

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

Умуман, элементлар химиявий хусусиятларининг даврийлигини ўхшаш элементлар атомларининг четки қобиқлари даги электрон конфигурациянинг тақрорланиши билан ту шунтириш мумкин. Масалан, Si ва C га эътибор беринг.

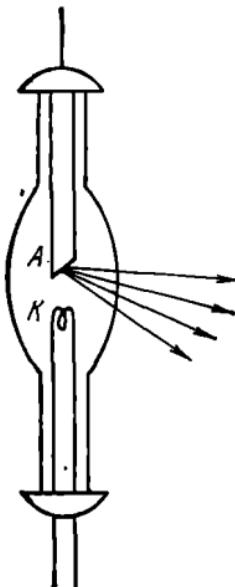
Элемент	Тартиб номери	Охириги электроннинг квант соялари				Кобиқлардаги электронлар сони			
		n	l	m	s	K	L	M	N
H	1	1	0	0	- $\frac{1}{2}$	1			
He	2	1	0	0	+ $\frac{1}{2}$	2			
Li	3	2	0	0	- $\frac{1}{2}$	2	1		
Be	4	2	0	0	+ $\frac{1}{2}$	2	2		
B	5	2	1	-1	- $\frac{1}{2}$	2	3		
C	6	2	1	-1	+ $\frac{1}{2}$	2	4		
N	7	2	1	0	- $\frac{1}{2}$	2	5		
O	8	2	1	0	+ $\frac{1}{2}$	2	6		
F	9	2	1	+1	- $\frac{1}{2}$	2	7		
Ne	10	2	1	+1	+ $\frac{1}{2}$	2	8		
Na	11	3	0	0	- $\frac{1}{2}$	2	8	1	
Mg	12	3	0	0	+ $\frac{1}{2}$	2	8	2	
Al	13	3	1	-1	- $\frac{1}{2}$	2	8	3	
Si	14	3	1	-1	+ $\frac{1}{2}$	2	8	4	
P	15	3	1	0	- $\frac{1}{2}$	2	8	5	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
S	16	3	1	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	6	
Cl	17	3	1	+1	$-\frac{1}{2}$	2	8	7	
Ar	18	3	1	+1	$+\frac{1}{2}$	2	8	8	
K	19	4	0	0	$-\frac{1}{2}$	2	8	8	1
Ca	20	4	0	0	$+\frac{1}{2}$	2	8	8	2

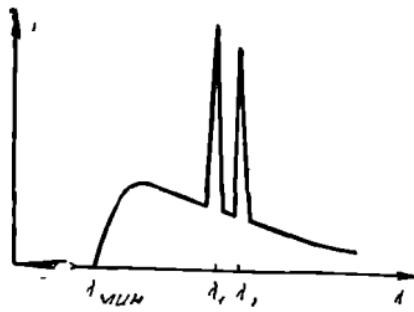
Уларнинг химиявий хусусиятлари бир-бирига ниҳоят ўхшаш. Шунинг учун бу элементлар атомларидағи охирги электронларни ифодаловчи уcta квант сон (n дан ташқариси) ҳам айнан бир хил.

Рентген тарзлар.

1895 йилда В. Рентген томонидан каşф этилган ва унинг номи билан аталадиган нурларнинг тўлқин узунликлари $(0,02 \div 800) \cdot 10^{-10}$ м га тенг. Рентген нурлар 8.6-расмда схематик тарзда тасвиirlанган рентген трубкасида ҳосил қилинади. Махсус тарансформаторга уланадиган вольтсум катод (K) вазифасини ўтайди. Катод ва анод (A) орасида вужудга келтириладиган электр майдон қизиган катоддан ажralиб чиқаётган термоэлектронларни тезлатади. Етарлича катта кинетик энергияга эришган электронлар анод материалининг ичига кириб бориш жарабёнида тормозланади. Бундай рентген трубкасида ҳосил қилинган рентген нурларнинг спектрал таркиби электронлар энергияси ва анод материалига боғлиқ. 8.7-расмда рентген нурланиш спектрининг типик шакли тасвиirlанган. 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 тасвиirlанган) тўпламидан иборат бўлиб, уни характеристик рентгён нурлари спектри дейилади. Иккинчи қисми эса қисқа тўлқин узунликлар соҳасида $\lambda_{\text{мак}}$ қиймат билан чегараланган туташ спектрdir. Туташ спектр электронларнинг кескин тормозланшиши туфайли ҳосил бўлади. Бу процессанинг моҳияти



8.6- расм



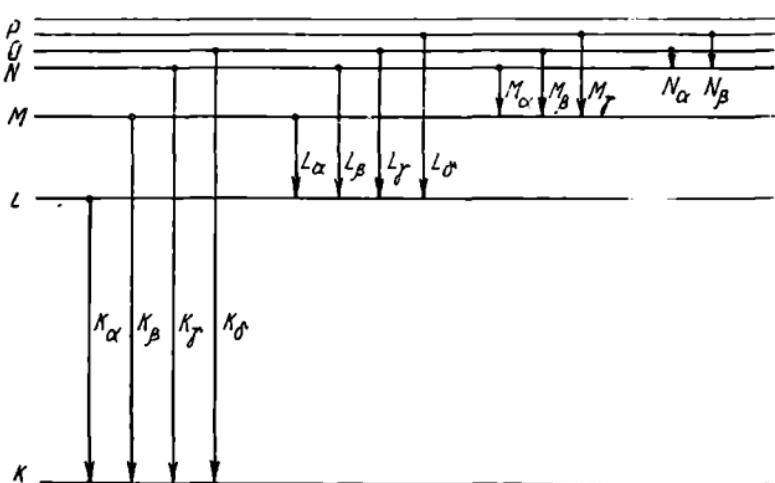
8.7- расм

қўйидагидан иборат: ҳаракатдаги электрон атрофида электр ва магнит майдонлар (чунки ҳаракатланувчи электрон токка эквивалент) мавжуд. Электроннинг тормозланиши деганда унинг атрофидаги майдоннинг ўзгариши тушунилади. Магнит ёки электр майдоннинг ўзгариши эса электромагнит тўлқин нурланишига сабабчи бўлади. У ҳолда бу спектрнинг туташ бўлишини ва λ_{\min} қиймат билан чегараланишини сабаби нишада? деган савол туғилади. Тезлатувчи майдон таъсирида электрон $W_1 = eU$ (бунда U — катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқи) энергияга эришган бўлсин. Бу электрон анод материалида тормозланиб тўхтаган бўлсин. Энергиянинг W_2 қисми анод материалининг ички энергиясини ортиради, яъни анод материалини қиздиришга сарф бўлади. Колган қисми эса рентген нурланишининг квант сифатида ажralиб чиқади. Демак, $W_1 - W_2 = h\nu = hc/\lambda$. Бу ифодадаги ν — рентген квантининг частотаси, λ эса тўлқин узунлиги. W_2 нинг қиймати W_1 дан 0 гача интервалда ўзгариши мумкин. $W_2 = W_1$ бўлганда электрон энергияси фикат анодни қиздиришга сарфланади. Аксинча, $W_2 = 0$ бўлганда эса электрон энергияси бутунлай квант энергиясига айланади. Демак, туташ рентген спектрининг чегараси λ_{\min} ни топиш учун электроннинг eU энергиясини рентген квантининг максимал энергияси $h\nu_{\max} = hc/\lambda_{\min}$ га tengлаштириш керак:

$$eU = \frac{hc}{\lambda_{\min}}.$$

Бундан

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}.$$



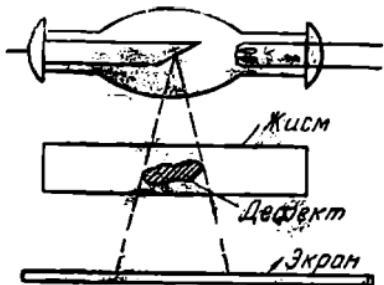
8.8- расм

Бу ифодадан күрениб турибдики, туташ рентген спектрининг чегараси анод материалига боғлиқ әмас.

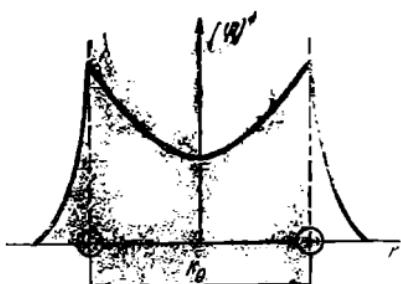
Энди, *характеристик рентген нурларининг табиаты* билан танишайлик. Анодда тормозланыётган электронларнинг бир қисми анод материалы атомларининг ичига кириб, бу атомларнинг K , L , M , қобиқларидаги бирор электронни уриб чиқариши мумкин. Масалан, K -қобиқдаги бир электрон атомни ташлаб чиқиб кетганинги туфайли унинг ўрни «бўш» қолади. Бу «бўш» ўринга L ёки M -қобиқдаги электрон ўтиши мумкин. Бунда характеристик рентген спектрининг K -сериялари хосил бўлади. Маълумки, K -қобиқдаги электрон атом билан мустаҳкам боғланган, L -қобиқдаги электрон эса заифроқ, M -қобиқдагиси ундан ҳам заифроқ боғланган. Шунинг учун $L \rightarrow K$ ўтишда вужудга келадиган характеристик рентген нурланиши квантининг энергияси K ва L қобиқлардаги электронларнинг боғланиш энергиялари фарқига teng бўлади. Характеристик рентген спектрининг K , L , M ва N серияларини вужудга келиши схематик тарзда 8.8-расмда тасвирланган. Г. Мозли турли элементлар атомлари чиқарадиган характеристик рентген нурларининг частоталарини текшириш натижасида қуйидаги боғланиш ўринли эканлигини аниқлади:

$$\sqrt{v} = a(Z - b)$$

бунда v — характеристик рентген нурларининг частотаси, Z — атомнинг тартиб номери, a — айни серия чизиқлари учун доимий миқдор, b — экранлаш доимийси. b нинг маъ-



8.9- расм



8.10- расм

носин шундан иборатки, масалан, K -қобиқдаги «бўш» ўринга узоқроқдаги қобиқдан ўтаётган электрон учун ядро таъсири (K -қобиқдаги бигта 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 қалилиги қанчалик кичик бўлса, у рентген нурларининг шунча камроқ улушкини ютиб қолади. Демак, зичлиги камроқ жисмлар рентген нурлари учун шаффофор ҳисобланади. Упинг бу хусусиятидан медицина, металлургия, машинасозлик ва техниканинг бошқа соҳалида кенг фойдаланилади. Масалан, 8.9-расмда схематик тарзда тасвирланган қурилмада жисм ичидағи дефектни аниқлаш мумкин. Агар бу дефектнинг зичлиги жисм бошқа соҳаларининг зичлигидан кичикроқ бўлса, рентген нурлари бу дефектдан ўтиш жараёнида камроқ ютилади. Шуннинг учун экранда бу дефектни шакли ёрқинроқ бўлади. Аксинча, дефектнинг зичлиги каттароқ бўлса, экрандаги унинг шакли қоронғироқ бўлади. Лозим бўлган ҳолларда экран ўрнига фотопластинка қўйиб, дефектнинг расмини олиш ҳам мумкин. Баён этилган бу принцип **рентгенодефектоскопия** деб аталади.

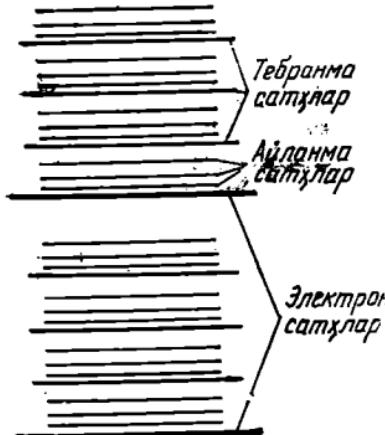
7- §. Молекулалар

Бир нечалик мадданинг барча ҳимиявий 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 туғилган молекулалардир. Ош тузи молекуласи ($NaCl$) эса ҳар кил атомлардан ташкил топган молекулага мисол бўлади.

Молекула барқарор система. Бу эса молекулани ташкил этувчи атомлар ўзаро таъсирашувчи кучлар билан босланғаныдан 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 галлонд атомига ўтади. Натижада металл атоми мусбат зарядланган ионга, галлоид атоми эса манфий зарядланган ионга айланади. Бу қарама-қарши зарядлі ионлар, Кулон қонунига ассан, ўзаро тортишади. Кулон қучи таъсирида ионлар бир-бирига яқинлашади. Лекин уларнинг яқинлашувига кичик масофаларда намоён бўладиган ўзаро итаришув кучлари тўсқинлик қиласди. Масофанинг бирор қийматида бу икки куч тенглашади, яъни металл ва галлоид атомларидан ташкил топган барқарор система вужудга келади. Баён этилган босланыш ион боғланиши, баъзан эса гетерополяр (грекча «гетеро», яъни «турли» деган сўздан олинган) боғланиши дейилади.

Бир хил элемент атомларидан ташкил топган молекуладаги босланышни гомеополяр (грекча «гомео», яъни «бир хил» деган сўздан олинган) босланыш ёки ковалент босланыш дейилади. Ковалент босланышнинг табиати квант механикасида тавсиф этилади. Унинг моҳиятини водород молекуласи мисолида муҳосама қиласи. Аввал, бир-биридан изоляцияланган (яъни ўзаро таъсирашмайдиган даражада узоқликда жсйлашган) иккита водород атомини тасаввур қиласи. Биринчи атомдаги электронни ҳам, иккинчи атомдаги электронни ҳам ядродан бирор масофа узоқликда бўлишининг эҳтимоллиги (яъни тўлқин функциянинг квадрати) айнан бир хил бўлади. Энг сiddий 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 атсмни бир-бiri билан таъсирашадиган масофага яқинлаштирайлик. Натижада иккала атомнинг «электрон булутлари» туташа босланади. Буни қуйидагича тушуниш керак: изоляцияланган атомларда электронлар фақат ўз ядролари атрофида ҳаракатланар эди. Атсмлар бир-бирига яқинлашганда эса биринчи атом электронини иккинчи атом ядроси атрофида, худди шунингдек иккинчи атом электронини биринчи атом ядроси атрофида қайд қилиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади. Атомлар янада яқинлашганда уларнинг «электрон булутлари» шўнчалик



8.11- расм

туташиб кетадики (8.10-расм), бұ ҳолда биринчи атомнинг электрони ёхуд иккинчи атомнинг электрони деган сүзлар үз 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 қарама-қарши спинли иккита электрон бўлиши мумкин. Иккала электроннинг умумийлашуви туфайли ядролар оралиғида «электрон булут» зичлигининг ортиши (8.10-расмга қ.) ядроларни бир-бирига максимал яқинлаштиришга ҳаракат қиласи. Улар орасидаги масофанинг бирор r_0 қийматида икки атомли барқарор молекула мавжуд бўлади. Ковалент босгланишининг вужудга келиш манзараси ана шундай.

Энди, молекулалар нурланиш спектрининг вужудга келиши билан танишайли к. Худди атом нурланиши каби молекулляр нурланиш ҳам молекуланинг бир стационар энергетик сатҳдан ундан қўйироқ сатҳга ўтишида вужудга келади. Лекин молекула стационар ҳолатининг энергияси бир қатор факторларга босғлиқ. Масалан, икки атомдан ташкил топган молекуланинг энергияси уч қисмдан ташкил топади: 1) молекула электрон қобиғининг энергияси $W_{эл}$; 2) молекула таркибидаги атомлар ядроларининг (уларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб) тебраниш энергияси $W_{тебр}$; 3) молекуланинг бирор ўқ атрофида айланиш энергияси $W_{айл}$. Молекуланинг бу учала энергия туфайли вужудга келадиган энергетик сатҳлари 8.11-расмда акс эттирилган: молекуланинг электрон сатҳлари жуда қалин чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг тебранма энергияси электрон булут энергиясини ортирадиган қўшимча катталик деб қаралиши мумкин. Расмда тебранма сатҳлар ўртача қалинилукдаги чизиқлар билан тасвирланган. Молекуланинг айланиши эса ҳар бир тебранма энергетик

сатҳни бир неча бир-бирига яқин жойлашган сатҳларга (расмда ингичка чизиқлар шаклида тасвирланган) ажралышига сабаб бўлади. Бу сатҳларни *айланма сатҳлар* деб аталади. Молекула бир энергетик ҳолатдан иккинчи энергетик ҳолатга ўтганда энергиянинг учала қисми ҳам бир вақтнинг ўзида ўзгариши мумкин. Бу ўтишда нурланган квант частотаси

$$\omega = \frac{\Delta W_{\text{ел}}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{\text{тебр}}}{\hbar} + \frac{\Delta W_{\text{вил}}}{n} \quad (8.19)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Назария ва тажрибанинг кўрсатишича, (8.19) ифодадаги қўшилувчи ҳадларнинг қийматлари қўйидаги

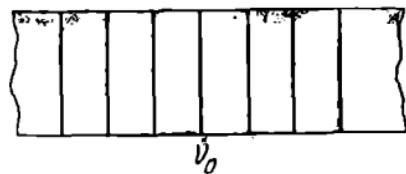
$$\Delta W_{\text{ел}} \gg \Delta W_{\text{тебр}} \gg \Delta W_{\text{вил}}$$

тengsизлик билан характерланар экан. (8.19) ифодага асосан, молекуляр спектр айрим чизиқлардан иборат. Лекин айланма сатҳлар ниҳоят зич жойлашганилиги учун молекуляр спектрдаги чизиқлар ҳам бир-бирига жуда яқин бўлади. Шунинг учун ажрата олиш қобилияти ўртacha бўлган оптик асбобларда бу чизиқлар туташиб кетгандек йўллар (полоса) шаклида кўринади. Бу эса молекуляр спектрларни йўл-йўл спектр деб аталишига сабаб бўлади.

Молекуляр спектрлар молекулалар тузилишини аниқлашда ва химиявий анализларда кенг қўлланилади. Молекулалар хоссаларини ўрганишнинг муҳим усулларидан бири ёруғликнинг комбинацион сочилиши ҳодисасидан фойдаланишdir. Бу ҳодиса қўйидагидан иборат: жисмга частотаси ν_0 бўлган монохроматик нурланиш тушаётган бўлсин. Бу нурланишни жисм молекулаларида сочилиши туфайли вужудга келган спектрда ν_0 частотали чизиқдан ташқари унинг икки ёнида симметрик равишда жойлашган янги чизиқлар ҳам кузатилади (8.12- расм). Бу чизиқларнинг частоталари ν_i сочувчи жисм молекулаларининг тузилишига боғлиқ, яъни ν_i нинг қийматлари тушувчи нурланиш частотаси ν_0 ва жисм молекулаларининг тебранма ёки айланма ўтишларида вужудга келадиган нурланишлар частоталари ν'_i нинг комбинацияларидан иборат бўлади, яъни

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

Комбинацион сочилиш ҳодисасини тушунтириш учун

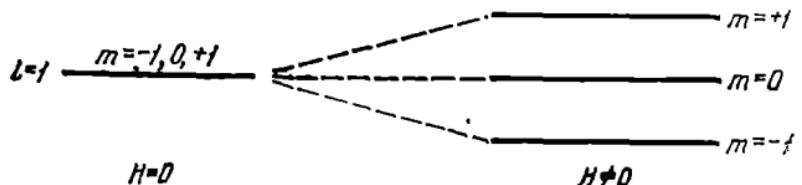


8.12 - расм

түшәётган нурланиш фотони билан сочувчи молекуланинг ўзаро таъсирини қараб чиқайлик. Кўп ҳолларда таъсирилашиш эластик тўқнашувдан иборат бўлади. Шунинг учун сочилиш спектрида энергияси ўзгармаган фотонларга тегишли бўлган ν_0 частотали чизиқ (уни асосий чизиқ деб аталади) кузатилади. Лекин фотонлар қисман энергиясини йўқотиб сочилиган ҳоллар ҳам мавжуд. Бу ҳолда асосий чизиқ атрофидаги *сателлит чизиқлар* вужудга келади. Масалан, нолинчи тебранма сатҳдаги молекула билан фотоннинг тўқнашишида фотон энергиясининг бир қисми ($\hbar\nu_i$) молекулани нолинчи тебранма сатҳдан биринчи тебранма сатҳга кўтаришга сарфланади (чунки $\Delta W_{\text{тебр}} = \hbar\nu'_i$). Шунинг учун сочилиган фотон энергияси $\hbar\nu_i = \hbar\nu_0 - \hbar\nu'_i$ бўлади. Бундай фотонларга спектрнинг кичик частоталар томонидаги сателлит чизиқ мос келади. Бу чизиқ қизил *сателлит* дейилади. Спектрнинг катта частоталар томонидаги сателлит чизиқни *бинафша сателлит* дейилади. Бинафша сателлитни вужудга келиши учун тушаётган фотон уйғонган ҳолатдаги (масалан, биринчи тебранма сатҳдаги) молекула билан тўқнашади. Бу ҳолда фотоннинг сочилиши билан бир вақтда молекуланинг нолинчи тебранма сатҳга ўтиши содир бўлади. Бу ўтиш энергиясини фотон ўзига қўшиб олади, натижада унинг энергияси $\hbar\nu_i = \hbar\nu_0 + \hbar\nu'_i$ бўлади. Комбинацион сочилиш ҳодисаси қўп атомли мураккаб молекулалардаги тебранма ва айланма энергетик сатҳларни, молекулаларнинг тузилишини ўрганишда кенг қўлланилади. Масалан, нефть маҳсулотлари (бензин, ёғлар) нинг таркиби ана шундай аниқланади.

8- §. Парамагнит резонанс

Магнит моментлари нолдан фарқли бўлган атом ёхуд молекулалар (парамагнит модданинг атом ва молекулалари)нинг энергетик сатҳлари ташқи магнит майдон таъсирида бир неча сатҳчаларга ажralади. Зееман ажralиши деб юритиладиган бу ҳол 8.13-расмда тасвирланган. Ташқи

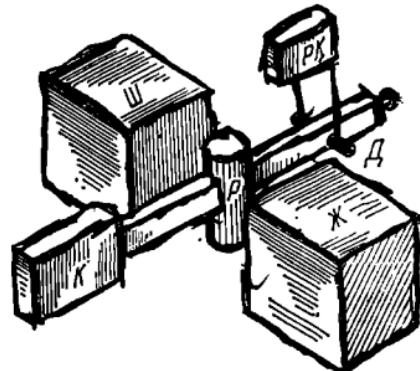


8.13- расм

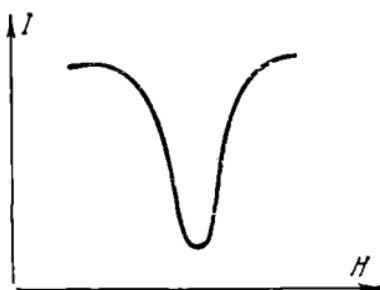
магнит майдон таъсир қылмaganда ($H = 0$) $I = 0$, лекин t нинг қийматлари — 1,0 ва + 1 бўлган учала энергетик сатҳларнинг қийматлари айнан бир хил, яъни t бўйича айниш карралиги З га teng. Лекин ташқи магнит майдон таъсирида ($H \neq 0$) бу уч сатҳалар ажралади, яъни магнит квант сон t бўйича айниш йўқолади. Агар атом юқоририоқдаги сатҳча билан характерланувчи ҳолатдан қўйироқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтса, мазкур энергетик сатҳчалар қийматларининг фарқи билан аниқланувчи энергияли нурланиш чиқарилдиши лозим. Аксинча, қўйироқ энергетик сатҳча билан аниқланувчи ҳолатдаги атом ташқи электромагнит нурланиш таъсирида юқоририоқ сатҳча билан характерланувчи ҳолатга ўтади.

Бундай процесс амалга ошиши учун нурланиш квантининг энергияси энергетик сатҳчалар фарқига teng бўлиши лозим, албатта. Бу ютилишини *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 PK радиоқурилма ёрдамида қайд қилинади. Тажрибаларни, одатда, монокроматик нурланиш ёрдамида амалга оширилади, яъни клистронли генератор чиқараётган нурланиш частотаси ўзгартириб борилади. Магнит майдоннинг бирор резонанс қийматида парамагнит жисмининг нурланиш ютиши кескин ортиб кетади. Натижада парамагнит моддадан ўтиб детекторга етиб келаётган нурланиш интенсивлиги кескин камаяди (8.15-расм).



8.14-расм



8.15-расм

Парамагнит резонанс ҳодисаси 1944 йилда совет олими Е. 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.

9- §. Мажбурий нурланиш. Лазерлар

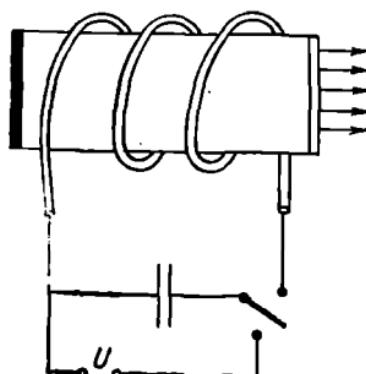
Квант система (масалан, атом ёки молекула) нинг энергетик ҳолатлари W_1 ва W_2 билан характерлансан. ($W_1 < W_2$ бўлсин). Агар бу системага энергияси $h\nu = W_2 - W_1$ бўлган нурланиш тушса, у ютилади ва система W_2 энергияли уйғонган ҳолатга ўтади. Уйғонган ҳолатда атом ёки молекула маълум муддат яшайди, сўнг бирданига асосий ёки қўйироқ уйғонган ҳолатга ўтади. Бу муддат система (атом ёки ёхуд молекула) уйғонган ҳолатининг яшаш давомийлиги, баъзан эса системани уйғонган ҳолатда бўлиш вақти дейилади. Агар ўтиш ташқи таъсирсиз, яъни ўз-ўзидан содир бўлса вужудга келган нурланишни *спонтан нурланиши* деб аталади. Агар спонтан нурланиш бирор жисм таркибидаги N та атом томонидан чиқарилаётган бўлса, бу атомларнинг нурланишлари бир-бiri 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 қўйироқ энергетик ҳолатга ўтишининг мумкин бўлган ягона механизми эмас. Система қўйироқ энергетик ҳолатга бирор ташқи таъсир туфайли мажбуран ўтиши мумкин. Бундай ўтишда вужудга келадиган нурланишни *мажбурий нурланиши* ёки *индуksияланган* (рағбатлантирилган) нурланиши 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

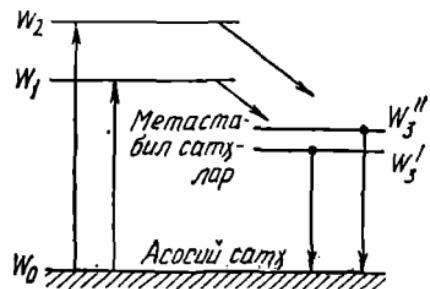
системанинг хусусий тебранишлари билан резонаанслашмайди, натижада уларнинг индукцияловчи таъсири анча кучсиз бўлади. Атом (ёки молекула) мажбурий нурланишининг фотон манзараси қуйидагича: уйғонган ҳолатдаги (энергияси W_2) атом яқинидан учиб ўтаётган фотон (унинг энергияси $h\nu = W_2 - W_1$) атом уйғонган ҳолатининг яшаш давомийлигини қисқартиради ва уни қуириқ ҳолатга (энергияси W_1) ўтишга мажбур қиласди, яъни атом фотон чиқарди. 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 рағбатлантиради ва ҳоказо. Шу тариқа борган сари қуюнсимон кўпайиб борадиган фотонлар оқими вужудга келади.

Мажбурий нурланиш мажбур этувчи нурланиш билан когерент бўлади. Демак, қуюнсимон жараёнда барча атомлар чиқараётган мажбурий нурланишларнинг частоталари, фазалари, тарқалиш йўналишлари ва қутбланиш текисликлари айнан бир хил бўлади. Бу эса жисмдан ўтаётган нурланишни кучайишига сабабчи бўлади.

Лекин фотонлар оқимини (яъни нурланиш интенсивлинин) кучайишига фотонларнинг қуий энергетик сатҳдаги атомлар томонидан ютилиши халақит беради. Эйнштейннинг кўрсатишича, мажбурий нурланиш ва ютилиш жараёнларининг эҳтимоллиги бир хил. Шунинг учун нурланиш актлари (ҳодисалари) сони юқори сатҳдаги атомлар сони N_0 билан, ютилиш актлари сони эса қуий сатҳдаги атомлар сони N_k билан аниқланади. Демак, мажбурий нурланиш ҳодисалари ютилиш ҳодисаларидан устун келиши учун жисмда



8.16- расм



8.17- расм

юқори сатұдаги атомлар сони қуий сатұдаги атомлар сонидан анча күп ($N_{\text{ю}} \gg N_{\text{k}}$) бўлиши лозим. Бу шарт бажарилса, мажбурий нурланиш оқими қуюнсизмон ортиб боради.

Н. Г. Басов, А. И. Прохоров, Ч. Таунс юқорида баён этилган шарт бажариладиган усуулларни амалга ошириб лазер (ёки мазер) деб аталадиган қурилмалар иктиро қылдилар. Лазер деган ном инглизча *Light (Microwave) Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, яъни «ёруғлик (ёки микротұлқын) 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. Хромниг энергетик сатұлары 8.17-расмда тасвирланган. Ёқут цилиндр шаклида олинган бўлиб, учинг асослари ниҳият даражада силлиқланган. Асослар кумуш билан шундай қосланганки, чап томондагиси (8.16-расмга қ.) тўла қайтарувчанлик хусусиятига эга, ўнг томондагиси эса қисман шаффофф. Цилиндрсимон ёқут кристалини спиралсимон лампа ўраб олган. Бу лампанинг нурланиши ёқут таркибидаги хром ионларини W_1 ва W_2 энергетик сатұларга кўтаради (8.17-расмга қ.). Бу үйғонган сатұларнинг яшаш давомийлиги анча кичик ($\sim 10^{-7}$ с). Улардан W' , ва W'' , сатұларга ўтиш содир бўлади. Бир-бирига яқин жойлашган бу сатұларнинг яшаш давомийлиги анчагина катта, $t \approx 5 \cdot 10^{-3}$ с. Бундай сатұлар метастабил сатұлар деб аталади. Метастабил сатұларда хром ионлари йиғила боради, натижада W'_3 ва W''_3 сатұлардаги ионлар сони W_0 даги ионлар сонидан ортиб кетади. Метастабил сатұлардаги ионларнинг бир оз бўлса-да, спонтан нурланиши (тўлқин узунликлари 0,6927 ва 0,6943 мкм бўлиб, улар $W'_3 \rightarrow W_0$ ва $W''_3 \rightarrow W_0$ га мос) ҳам содир бўлади. Бу фотонларнинг йўналиши турлича. Ёқут кристалининг ўқи билан катта бурчак ҳесил 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 шаффофф ўнг томонидаги асоси орқали ташқарига чиқади. Шундан сўнг

ташқи манбадан яна энергия олинади ва баён этилган кетма-кетликда яна жараёнлар қайтарилаверади.

Юқоридаги мисолда метастабил сатҳда йиғилган энергия мажбурий нурланиш сифатида шу жисмнинг ўзидағи спонтан нурланиш таъсирида ажралиб чиқди. Бошқача айтганда, лазер генераторлық вазифасини бажаради. Шунинг учун бу ҳолда лазерни *квант генератор* деб ҳам аталади. Агар метастабил сатҳдаги ионларнинг мажбурий нурланиши ташқи таъсир (уни, одатда, кириш сигналы 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 ёнувдвигателига қиёс қилиш мумкин.

1-такт. Ёруғликнинг ташқи манбай жисм атомларини уйғонган ҳолатга ўтказади (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 ҳаракатланётган фотонлар метастабил ҳолатлардаги атомларни қисқа вақт ичиде мажбуран нурлантиради. Натижада ёруғлик нури кучли импульс тарзидан кристаллдан ташқарига чиқади (сиқиб чиқариш тактига мос келади).

Лазерлар ёрдамида олинадиган нурлар юқори даражада когерент, дастаси эса ниҳоятда пингичка бўлганлиги учун улар фан ва техниканинг турли соҳаларида: узоқ масофа-лардаги радиоалоқада, кичик ҳажмларда жуда юқори температуралар ҳосил қилишда, медицинада жуда нозик хирургик операцияларни бажаришда ва ҳоказоларда кенг қўлланилмоқда.

IX БОБ

ҚВАНТ СТАТИСТИКА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

1-§. Статистик физиканинг асосий тушунчалари

Статистик физика назарий физиканинг бўлими ҳисобланниб, статистик усуллар ёрдамида макроскопик системалар (яъни кўп зарралардан ташкил топган системалар) нинг фи-

зик хоссаларини ўрганади.] Статистик усуллар эҳтимоллар назарияси ва статистик математика қонунларига асосланади.

Статистик қонуниятларни миқдорий жиҳатдан баён этишда фазавий фазо тушунчасидан фойдаланиш қулайлик туғдиради.

Зарранинг фазавий фазоси деганда олти ўлчамлик фазо тушуншладики, унда уч ўқ ёрдамида зарра координаталари ва қолган уч ўқ ёрдамида импульс компоненталари ифодаланади. Зоро, фазавий фазода зарранинг ҳолати олти координата билан аниқланувчи нуқта ҳолида тасвирланади.

Система таркибида N дона зарра бўлганлиги ва ҳар бир зарра координаталари ҳамда импульсининг проекциялари бошқа зарраларнига боғлиқ бўлмаган тарзда штиёрий қийматларга эга бўла олганлиги учун система ҳолати $3N$ координата ўқлари ва $3N$ импульс проекцияларининг ўқлари билан ифодаланиши лозим. Бинобарин, системанинг ҳар бир микроҳолати $6N$ ўлчамли фазавий фазодаги нуқта тарзида тасвирланади.

Агар зарралар координаталарини q_i ($i = 1, 2, \dots, 3N$) импульсларининг проекцияларини p_i ($i = 1, 2, \dots, 3N$) билан белгиласак, $6N$ -ўлчамли фазавий фазодаги ҳажм элементи барча $6N$ координаталар дифференциалларининг кўпайтмаси ҳолида ифодаланади:

$$dV = dq_1 \, dq_2 \, \dots \, dq_{3N} \, dp_1 \, dp_2 \, \dots \, dp_{3N} = dq \, dp. \quad (9.1)$$

Элементар ҳажм $dq \, dp$ қанчалик катта бўлса, система ҳолатини тасвирловчи фазавий нуқтани шу ҳажм ичидаги бўлиш эҳтимоллиги $d\omega$ ҳам каттароқ бўлади, яъни

$$d\omega(q, p) = f(q, p) \, dq \, dp. \quad (9.2)$$

Бу ифодадаги $f(q, p)$ — тақсимот функцияси, у система ҳолатининг эҳтимоллик зичлиги вазифасини бажаради. Шунинг учун системанинг амалга ошиши мумкин бўлган барча ҳолатлар эҳтимолликларининг йиғиндиси 1 га тенг бўлиши керак:

$$\int d\omega(q, p) = \int f(q, p) \, dq \, dp = 1. \quad (9.3)$$

Бу ифодадаги интеграл фазонинг барча қисми бўйича олинади, бинобарин, у система қандайдир бирор ҳолатда бўлиши (яъни система ҳолатини тасвирловчи нуқта фазавий фазосининг қаерибадир бўлиши) муқаррар ҳодиса эканлигини ифодалайди. (9.3) ифодани, одатда, эҳтимолликни нормалаш шартни деб аталади. Тақсимот функция маълум бўлган ҳолда системанинг бирор хоссасини ифодаловчи x катталиктан

нинг ўртача қийматиниң қуйидаги аниқлаш мүмкін:

$$\langle x \rangle = \int x(q, p) dw(q, p) = \int x(q, p) f(q, p) dq dp. \quad (9.4)$$

Умуман, тақсимот функциясининг күрениши системани тасиф этишда қўлланилаётган тасаввур ва моделларга беғлиқ. Классик механикага асосланган статистикани классик статистика, квант механикага асосланган статистикани эса квант статистика деб юритилади. Классик ва квант статистикалар заминида ётувчи тасаввурлар бир-биридан фарқланади. Уларнинг асосийлари билан танишайлик:

1. Бир жинсли модданинг ўхшаш зарралари (атомлар, молекулалар, электронлар, . . .) классик статистикада бир-биридан фарқланади (ўхшаш зарраларнинг ўзаро фарқланиш принципи) квант статистикада эса бир-биридан фарқланмайди (ўхшаш зарраларнинг ўзаро фарқланмаслик принципи) деб ҳисобланади.

2. Квант статистикасида ўзаро боғланган зарралар системасининг энергияси, классик физикадагидек узлуксиз эмисс, балки дискрет қийматларга эга бўлиши ҳисобга олинади.

3. Классик статистикада фазавий фазони ихтиёрий катталиктаги элементар ҳажмларга ажратиш мүмкін. Юқорида қайд қилганимиздек, классик тушунчаларга асосан, системанинг ҳар бир ҳолати фазавий фазодаги нуқта тарзида тасвирланади. Ҳолатлар узлуксиз ўзгариши мүмкін бўлганилиги учун фазавий фазо ҳолатлар (нуқталар) билан қопланган. Квант статистикасида фазавий фазо элементар ҳажмининг энг кичик қиймати система ҳар бир ҳолатига мос келувчи фазавий фазо элементар ячейкасининг ҳажмидир. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига асосланиб, элементар ячейканини маъносини ойдинлаштириб олайлик. Ноқулайликлар муносабатига мувофиқ, система ҳолатини ижодаловчи координатанинг ноаниқлиги Δx бўлса (яъни x дан $x + \Delta x$ гача интервалда ётса), импульс проекциясининг ноаниқлиги Δp_x бўлади (яъни p_x дан $p_x + \Delta p_x$ гача интервалда ётади).

Олти ўлчамли фазавий фазо ҳақида фикр юритсан, худди шундай мулоҳазалар Δy , Δp_y ва Δz , Δp_z учун ҳам ўринли бўлади. Ҳар бир координата ва унга мос импульс проекцияси ноаниқликларининг минимал қийматлари ўзаро қўйидаги муносабатлар билан боғланган:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx h,$$

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \approx h,$$

$$\Delta z \cdot \Delta p_z \approx h.$$

Бинобарин, олти ўлчамли фазавий фазо элементар ячейкаси ҳажмининг қиймати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$(\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z)_{\min} = h^3. \quad (9.5)$$

4. Классик статистикага асосан бир вақтда битта ҳолатда ихтиёрий сонли зарралар бўлиши мумкин. Квант статистика эса мазкур саволга қўйидагича жавоб беради: спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси O ёк- \hbar га бутун каррали бўлган зарралар — бозонлар учун Бозе Эйнштейн статистикаси ўринли. Мазкур статистикада W_i энергияли ҳолатдаги зарраларнинг ўртача сони Бозе — Эйнштейн тақсимоти деб аталадиган

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(W_i - \mu)/kT} - 1} \quad (9.6)$$

ифода ёрдамида аниқланади. Бу ифодадаги μ — химиявий потенциал бўлиб, унинг қиймати барча $\langle N_i \rangle$ лар йиғиндиси системадаги зарралар сони N га тенг (яъни $\sum \langle N_i \rangle = N$) бўлиши шартидан аниқланади.

Спинларининг ташқи магнит майдон йўналишига проекцияси \hbar га яримли бутун каррали бўлган зарралар — фермионлар учун Ферми — Дирак статистикаси ўринли. Фермионларнинг энергиялар бўйича тақсимоти

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(W_i - \mu)/kT} + 1} \quad (9.7)$$

муносабат билан ифодаланади ва уни Ферми — Дирак тақсимоти деб аталади. Фермионлар учун Паули принципи ўринли, яъни бир вақтнинг ўзида айнан бир ҳолатда биттадан ортиқ Фермион бўлиши мумкин эмас. Шуни алоҳида эслатиб ўтайликки, «айнан бир ҳолатдаги зарралар» ва «айнан бир энергияли зарралар» тушунчалари тенг кучли эмас, чунки айнан бир энергияли бир неча ҳолат бўлиши, яъни ҳолатларнинг айниши амалга ошган бўлиши мумкин (VIII боб, 1-§ га қ.). Бозонлар учун эса Паули принципи бажаролмайди, яъни бир вақтнинг ўзида айнан бир ҳолатда битта эмас, балки ихтиёрий сонли бозонлар бўлиши мумкин. Шунинг учун, баъзан, фермионларни «индивидуалистлар, бозонларни эса «коллективистлар» деб аталади. Фермионлардан ташкил топган система (ферми газ) ва бозонлардан ташкил топган система (бозе газ) хоссалари классик статистикага бўйсунувчи система (масалан, идеал газ) хоссаларидан кескин фарқланади. Шунинг учун ферми—газ ва бозе—газни квант газ ёки айниган газ деб ҳам аталади. Газларнинг айниши паст темпера-

тураларда намоён бўлади. Айниш температураси деб атадиган шундай T_0 температура мавжудки, ундан паст температураларда зэрраларнинг айнан ўхашлиги туфайли уларнинг квант хоссалари кескин сезилади:

$$T_0 \sim \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{N}{V} \right)^{2/3} \quad (9.8)$$

бунда: m — зарра массаси, N — зэрралар сони, V — зэрралар эгаллаган ҳажм.

Демак, $T < T_0$ да зэрралар системаси (газ) учун квант статистикаси, $T \gg T_0$ да эса классик статистика қонуниятлари ўринли бўлади.

2-§. Фононлар

Аввал кристалл панжаранинг иссиқлик сифими билан танишайлик. Дюлонг ва Пти қонунининг таъкидлашича, кристалл ҳолатдаги барча оддий химиявий жисмларнинг иссиқлик сифими $3R$ га teng. Амалда бу қонун етарлича юқори температуралар учун бажарилади. Паст температураларда эса кристалларнинг иссиқлик сифими камаяди, температура 0K га яқинлашганда иссиқлик сифими ҳам нолга яқинлашади.

Иссиқлик сифимнинг квант назарияси Эйнштейн томонидан яратилди, Дебай эса уни такомиллаштириди. Эйнштейн N та атомдан ташкил топган кристалл панжарани бирбири билан боғлиқ бўлмаган $3N$ гармоник осцилляторга ўхшатди. Осцилляторларнинг барчаси бирдай ω частота билан тебраниши ва энергияси квантланган қийматларга эгалигини (7.36 ифодага қ.) эътиборга олиб Эйнштейн кристалл панжаранинг иссиқлик сифими учун қуйидаги формулани ҳосил қиласди:

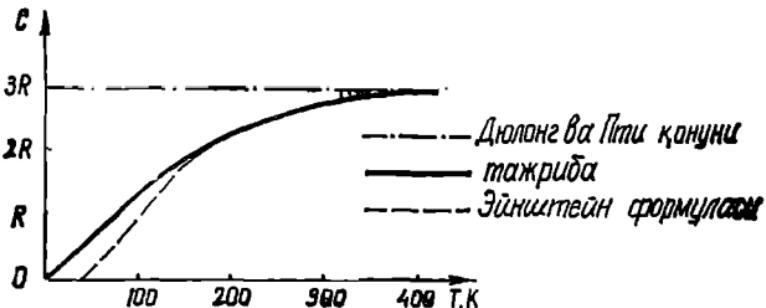
$$C = \frac{3N\hbar\omega}{(e^{\hbar\omega/\kappa T} - 1)^2} e^{\hbar\omega/\kappa T} \frac{\hbar\omega}{\kappa T^2}. \quad (9.9)$$

Икки чегаравий ҳолни муҳокама қиласлилек.

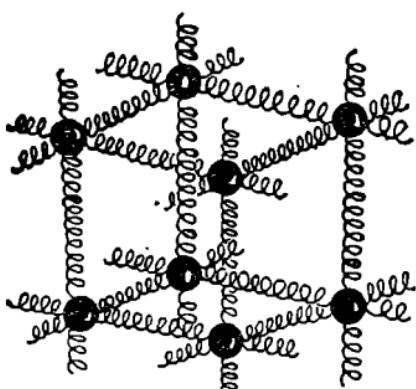
1. Юқори температураларда (яъни $kT \gg \hbar\omega$ бўлганда) (9.9) ифоданинг маҳражидаги $e^{\hbar\omega/\kappa T} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$ ва суратидаги $e^{\hbar\omega/\kappa T} \approx 1$ деб ҳисобласак иссиқлик сифим формуласи қуйидаги кўринишга келади:

$$C = 3Nk. \quad (9.10)$$

Бу муносабат Дюлонг ва Пти қонунининг ифодасидир.



9.1- расм



9.2- расм

лари тасвирланган. Расмдан күренишича, Эйнштейн назарияси паст температуруларда иссиқлик сифимнинг ўзарашини сифат жиҳатидан тушуниради. Тажриба билан миқдорий мувофиқликни таъминловчи назарияни эса Дебай яратди. У кристалл панжарадаги атомларнинг тебранишлари мустақил равишда эмас, балки ўзаро пружиналар билан бўланган шарчаларнинг тебранишлари (9.2-расм) каби содир бўлишини эътиборга олади. Бошқача айтганда, кристаллни ниҳоят кўп ўзаро босғилиқ «маятниклар» — гармоник квант осцилляторларнинг тўплами деб тасаввур қилинади. Ҳар бир квант осциллятор бир эмас, балки бир неча частота билан тебранади, яъни осциллятор тебранишлари маълум частота спектрига эга бўлади. Атомлардан бирининг мувознат вазиятидан силжиши қўшини атомларнинг силижишига сабабчи бўлади. Шу тарзда кристаллнинг бирор соҳасида вужудга келган тебраниш бир атомдни бўшқаларнга узитилди, натижада эластик

2. Паст температуруларда (яъни $kT \ll \hbar\omega$ бўлганда) (9.9) ифода маҳражидаги I ни эътиборга олмаса ҳам бўлади. Шунинг учун иссиқлик сифим формуласи қўйиндаги кўринишга келади:

$$C = \frac{3N(\hbar\omega)^2}{kT^2} e^{-\hbar\omega/kT}$$

9.1-расмда алюминий учун иссиқлик сифимнинг тажрибадан олинган ва назарий қийматлари асосида чизилган график

тұлқин вужудға келади. Кристалл сиртига етіб көлгән тұлқин қайтади. Қайтган тұлқиннинг ассоций тұлқини билән устма-уст тушиши туфайли турғун тұлқин ҳссил бўлади. Турғун тұлқинлар частоталарнинг фақат дискрет қийматларида амалға ошади. Мазкур тұлқинлар кристаллда тарқала оладиган товуш тұлқинлардир. Шунинг учун кристалл панжаранинг үйғонған ҳолаттаға ўтишини элементтар тебра-нишлар йиғиндиси ёхуд кристалл бўйлаб тарқаладиган товуш тұлқинларининг «тұплами» тарзида тасаввур этиш мүмкін. Ҳозирғи замон физикасида ўзаро таъсирлашувчи күп квант зарралардан ташкил топған системаларнинг үйғонған ҳолатларини ўрганиш учун квазизарралар усулидан фойдаланилади. Ҳусусан, кристалл панжарарадаги атомлар—квант осцилляторлардан бирортасини ω , частота билан тебраниши туфайли кристалл бўйлаб тарқалаётган товуш тұлқинни $\hbar\omega$, энергиялы «зарра» нинг вужудға келишидир, деб тавсиф этиш мүмкін. «Зарра» сүзини қўштироқ ичидә ёзиш ўрнига *квазизарра* деган сўздан фойдаланилади. Мазкур сўз заррага ўхшаш, худди заррадек деган маънени англатади. Товуш тұлқининг мос келувчи квазизаррага алоҳида *фонон* деган ном берилған. Фононнинг кўп хоссалари заррага ўхшайды. Лекин оддий (ҳақиқий) зарралар (электрон, протон, фотон, . . .) дан фарқли равишда фонон вакуумда вужудға келмайды. Фононнинг вужудға келиши ва мавжуд бўлиши учун албатта бирор муҳит бўлиши шарт. Фононнинг фотонга ўхшашлик хусусиятлари мавжуд: электромагнит нурланишни жуда кичик тешикка эга бўлган берк ковак идишни (5.2-расмга қ.) тўлдирған фотон газ деб тасаввур қилинганди. Кристалл панжара тебранишларини эса кристалл бўлгининг сиртлари билан чегараланған ҳажмни тўлдирған фонон газ тарзида тасаввур этиш мүмкін. Демак, кристалл панжара тугуларидағи ўзаро таъсирлашувчи кўп атомлар (ёхуд ионлар) нинг ўз мувозанат вазиятлари атрофидаги кичик тебранишларини ўрганишдек мураккаб масала квазизарралар усулида фонон газ билан хаёлан алмаштирилади. Фотонлар ва фононлар учун (9.6) даги $\mu = 0$. Шунинг учун Бозе—Эйнштейн тақсимоти қуйидаги кўринишга келади:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega_i/kT} - 1} \quad (9.12)$$

Бозе—Эйнштейн статистикасини фонон газга қўлдан туфайли Дебай кристалл панжаранинг иссиқлик сигналының температуралар соҳасида тушунтиришга эришиди.

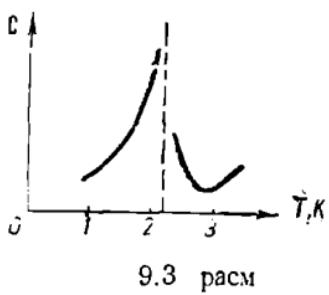
3- §. Ўта оқувчанлик ҳодисаси

Температура пасайиши билан моддалар газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга, сўнг қаттиқ ҳолатга ўтади. Фақат гелий нормал босимда абсолют нолгача совитилганда ҳам суюқ ҳолатда қолаверади. Кўпинча уни квант суюқлик деб аталади. Классик тасаввурларга асосан, кристаллни ташкил өтүвчи зарраларнинг минимал энергияли ҳолати тинч ҳолатдир. Квант механик тасаввурлар бўйича абсолют нолда зарралар ҳаракатсиз бўлмайди, балки қиймати $\frac{1}{2} \hbar \omega_0$, бўлган минимал энергияли ҳолатда бўлади, яъни уларнинг «нолинчи» тебранишлари давом этаверади. Шунинг учун жисмлар қаттиқ ҳолатга ўтиши шарт эмас. Амалда эса фақат гелий оддий шароитларда абсолют нолда ҳам қотмайди. Зоро, фақат гелий квант назария қонунлари намоён бўладиган макроскопик жисмдир. Суюқ гелийни квант суюқлик деб аталишининг боиси ҳам шунда.

Нормал атмосфера босимда гелий газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга 4,22 К температурада ўтади. Суюқ гелий иссиқлик сифимининг температурага боғлиқлик графиги 9.3-расмда тасвириланган. $T = 2,19$ К да иссиқлик сифим аномалияси кузатилади. Бу соҳада график грек ҳарфи λ га ўхшайди. Шунинг учун кузатиладиган ҳодисани λ -ҳодиса, унга мос температурани эса λ -нуқта деб юритилади. λ -нуқтадан юқори ($T > 2,19$ К) температурандаги гелийга Не I деб, пастроқ ($T < 2,19$ К) температурандаги гелийга Не II деб ном берилган. Не I хоссалари оддий суюқликники каби, лекин Не II хоссалари кескин аномалияга эга. 1938 йилда П. Л. Капица жуда ингичка капилляр ёки ниҳоят кичик тирқишдан оқиши жараёнида Не II қовушоқлиги нолга тенглигини кузатди. Ўта оқувчанлик деб ном олган мазкур ҳодисанинг квант механик назарияси 1941 йилда Л. Д. Ландau томонидан яратилди. Мазкур назарияда кўп зарралардан ташкил топган квант система-

нинг уйғонган ҳолатлари квази зарралар тўплами тарзида тасаввур этилади. Шуни алоҳида қайд этмоқ лозимки, гелийнинг реал атомлари квази зарраларга ўхшатилмайди, балки бирор ҳажмли суюқ гелий шу ҳажмдаги квази зарралар тўплами билан хаёлан алмаштирилади.

Умуман, модда газсимон ҳолатда



9.3 расм

бўлганда айрим зарралар бетартиб иссиқлик ҳаракатида қатнашади. Температура пасайиши билан модда суюқ ҳолатга ўтади. Бу ҳолат ҳам айрим зарраларнинг бетартиб иссиқлик ҳаракати билан характерланади. Суюқликларда товуш тўлқинлар тарқалади, лекин тезгина сўнади. Температура янада пасайиши туфайли модда қаттиқ ҳолатга ўтади. Натижада зарралар бетартиб ҳаракат қила олмайди. Кристаллдаги зарралар — «ионлар» мувозанат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қиласиди. Бу тебранишлар қўшни зарраларга узатилади. Пировардида ҳаракатнинг умумлашган шакли — товуш тўлқинлар намоён бўлади. Бинобарин, абсолют нолга яқин температураларда бетартиб иссиқлик ҳаракат ўрнига ҳаракатнинг умумлашган кўриниши — товуш тўлқинлар содир бўлади.

Бошқа моддалардан фарқли равишда гелий нормал босимда температура пасайиши туфайли қаттиқ ҳолатга ўтмайди, лекин абсолют нолга яқин температуралардаги суюқ гелийда ҳам ҳаракатнинг колективлашиши, яъни иссиқлик ҳаракатнинг «музлаши» амалга ошади. Натижада суюқ гелий бирор уйғонган ҳолатга ўтади. Бу ҳолатни элементар уйғонишлар — квазизарралар тўплами тарзида тасаввур этилади. Квант механикага асосан, абсолют ноль температуралардаги суюқ гелий энг кичик энергияли ҳолатда — асосий ҳолатда бўлади. Суюқликда ҳаракатланаётган жисмнинг тормозланиши (бу жараён суюқликнинг идиш деворига ишқаланиши туфайли секинланишга эквивалент!) содир бўлаётганда жисм суюқликка ўз энергиясининг бир қисмини беради. Асосий ҳолатдаги суюқликка энергия берилishi туфайли элементар уйғониш вужудга келади. Шунинг учун берилётган энергия элементи уйғониш энергиясидан кичик бўлмаган тақдирдагина квант суюқликда жисмнинг тормозланиши юз беради. Табиийки, суюқликда элементар уйғониш вужудга келиши учун жисм бирор критик қийматдан каттароқ тезлик билан ҳаракатланиши лозим. Агар жисм ҳаракати шу критик тезликдан кичик бўлса, суюқлик ўз энергиясини орттира олмайди, яъни уйғонган ҳолатга ўта слмайди. Натижада ишқаланиш мутлақо содир бўлмайди. Зеро суюқлик ўта оқувчан бўлади. $T \neq 0$ температурага эса гўё суюқликнинг бир қисми уйғонгандек, қелгап қисми эса уйғонмагандек (худди $T=0$ сингари) бўлади. Биринчи қисмини нормал компонента, иккинчи қисмини эса ўта оқувчан компонента деб юритилади. Абсолют нолдан юқори, лекин λ -нуқтадан паст температуралардаги суюқ гелий — нормал ва ўта оқувчан компоненталар аралашмасидир. Суюқ гелий

нинг нормал компонентасига ишқаланиш күчлари таъсир этаиди, ўта оқувчан компонентасига эса ишқаланиш күчлари таъсир этмайди, λ — чүктадан юқори температураларда суюқ гелийдә ўта оқувчан компонента мутлақо бўлмайди. Шунинг учун Не I хоссалари оддий суюқликникидан фарқланмайди.

4- §. Металлардаги электронларнинг квант статистикаси

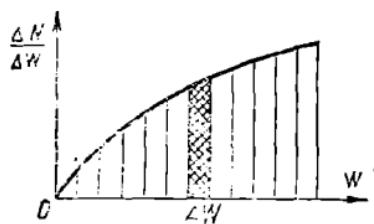
Металлдаги электронлар икки хил бўлади:

1) боғланган электронлар кристалл панжара тугунларидағи ион таркибиға киради;

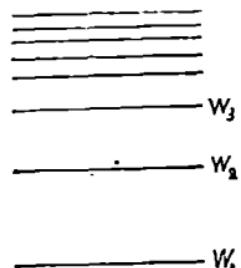
2) эркин электронлар металл парчасидаги барча ионларга тааллуқли. Эркин электронлар металл парчасининг сирти билан чегаралангандан ҳажмда ҳаракатланади.

Металларнинг кўпчилик хоссалари эркин электронлар ҳолати билан аниқланади. Шунинг учун эркин электронларни энергия бўйича тақсимланишидаги қонунийтлар билан танишайлик. Металлдаги эркин электронлар орасидаги ўзаро итаришиш характеристидаги кулон күчлари электронлар ва кристалл панжара ионлари орасидаги ўзаро тортишиш характеристидаги күчлар билан компенсацияланади. Зоро, металлдаги эркин электронни асосан, илгарилама ҳаракат кинетик энергиясига эга деб ҳисоблаш мумкин. Бошқача айтганда, металлдаги электрон газни идеал газ деб тасаввур этиш мумкин.

9.4-расмда электрон газ учун квант ҳолатлар зичлиги $\frac{\Delta N}{\Delta W}$ ии энергия W га боғлиқлик графиги тасвириланган. Штрихланган текислик юзи энергиялари W дан $W + \Delta W$ гача бўлган квант ҳолатлар сонини ифодалайди. Расмдан кўринишicha, W ортиши билан бирдай ΔW интервалга мос келувчи квант ҳолатлар сони ҳам ортиб боради. Бошқача айтганда, квант ҳолатларга мос келувчи энергетик сатҳлар W үттарсанда бўлганда зинроқ жойлашади (9.5-расм).



9.4- расм



9.5- расм

Бу энергетик сатхларни электронлар томонидан ишфол этилиши Ферми—Дирак тақсимотига бўйсунади (9.7.) инфодага қ.). Агар электрон газнинг $T = 0$ К температурадаги химиявий потенциалини μ_0 билан белгиласак, W энергияли квант ҳолатдаги электронларнинг ўртача сони

$$\langle N(W) \rangle = \frac{1}{e^{(W - \mu_0)/kT} + 1} \quad (9.13)$$

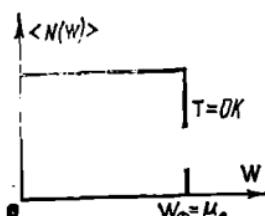
муносабат билан аниқланади. 9.6-расмда бу функцияning $T = 0$ К температурадаги графиги тасвирланган: энергияси 0 дан μ_0 гача бўлган ҳолатлар учун $\langle N(W) \rangle = 1$, энергияси μ_0 дан катта бўлган ҳолатлар учун $\langle N(W) \rangle = 0$. Бошқача айтганда, 0 К температурада μ_0 дан қўйироқ энергияли барча рухсат этилган ҳолатларни электронлар ишфол этган (бу ҳолатларнинг ҳар бирида биттадан электрон бор), μ_0 дан юқори энергияли ҳолатлар эса батамом бўш (вакант) бўлади. Демак, μ_0 —абсолют ноль температурадаги металлда эркин электронлар эга бўлиши мумкин бўлган максимал энергиядир. Энергиянинг бу қийматини Ферми энергияси деб аталади ва W_Φ деб белгиланади. Шунинг учун Ферми—Дирак тақсимоти қўйидаги қўринишда ёзилади:

$$\langle N(W) \rangle = \frac{1}{e^{(W - W_\Phi)/kT} + 1}. \quad (9.14)$$

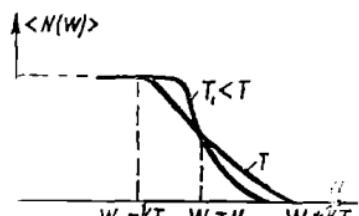
0 К температурали металлдаги эркин электронлар томонидан ишфол этилган энг юқори энергетик сатҳ (бу сатҳдаги электрон энергияси W_Φ бўлади, албатта) Ферми сатҳи деб юритилади.

Металлнинг температураси ортиши билан электронлар юқорироқ энергетик сатхларга ўта бошлиди, натижада уларнинг ҳолатлар бўйича тақсимланиши ҳам ўзгаради. (9.14) га асоссан, $T \neq 0$ К температуralар учун

- | | | | |
|--------------|----------|------------------------|----------------|
| $W = W_\Phi$ | бўлганда | $\langle N(W) \rangle$ | яримга тенг, |
| $W > W_\Phi$ | бўлганда | $\langle N(W) \rangle$ | яримдан кичик, |
| $W < W_\Phi$ | бўлганда | $\langle N(W) \rangle$ | яримдан катта. |



9.6- расм



9.7- расм

9.7-расмда $\langle N(W) \rangle$ нинг W га боғлиқлик графиги тасвирланган. ОК дан фарқли температураларда мазкур график W нинг кичик соҳаси ($\sim kT$) да 1 дан 0 гача ўзгариади. Температура қанчалик юқори бўлса, $\langle N(W) \rangle$ нинг 1 дан 0 гача ўзгариши соҳасининг энергетик кенглиги хам шунчалик чўзилганроқ бўлади. Бошқача айтганда, $T \neq 0$ даги электронлар тақсимоти фақат энергиялари W_Φ дан иссиқлик ҳаракат энергияси қадар фарқ қиласидиган электронлар учунгина $T = 0$ даги тақсимотдан фарқланади. Буни қуидагича тушунтириш мумкин. T гача қиздирилган металлда эркин электрон кристалл панжарадан W қўшимча $W_k \leqslant kT$ энергия олиши мумкин. Натижада бу электрон юқорироқ энергия билан характерланувчи квант ҳолатга кўчиши лозим. Бироқ электрон кўчиши лозим бўлган ҳолат бўш бўлиши керак, чунки Паули принципига асоссан ҳар бир квант ҳолатда биттадан ортиқ электрон бўла олмайди. Зеро энергияси W_Φ дан узоги билан kT қадар кичик бўлган ҳолатлардаги электронларниги на қўшимча энергия олишга ҳуқуқи бор. Чуқурроқ сатҳлардаги электронлар эса қўшимча энергия олиш ҳуқуқига эга эмас, чунки иссиқлик ҳаракат энергияси kT бу электронларни уйғотиб Ферми сатхидан юқорироқка, яъни бўш сағҳларга кўтара олмайди.

Шундай қилиб, металлнинг температураси оширилганда металлдаги эркин электронларнинг фақат бир қисмигина (Ферми сатхидан узоги билан kT қадар пастки энергетик сатҳларда жойлашганлари) кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан қўшимча энергия олиб юқорироқ энергетик сатҳларга кўтарилиши мумкин. Металлдаги электрон газ ўзининг бу хусусияти билан классик идеал газдан кескин фарқ қиласиди. Шуниг учун квант назариясида металлдаги электрон газни классик тасаввурларга бўйсунмаганлиги сабабли айнигтан газ деб аташ одаи бўлган.

Айнигтан газ молекулалари бўлмиш эркин электронлар учун Ферми—Дирак статистикаси ўринли бўлганлиги туфайли, баъзан, уни ферми газ деб ҳам аталади. Агар металлни ҳоят юқори температурагача қиздирилсанси, натижада кристалл панжара тебранишларининг энергияси Ферми энергиясидан катта бўлса, яъни

$$kT \geqslant W_\Phi \quad (9.15)$$

шарт бажарилса, ихтиёрий эркин электрон кристалл панжара билан энергия алмашиниш имкониятига эга бўлади. Бу ҳолда электрон газни айнимаган газ дейилади. (9.15) дан

фойдаланиб, газ айнига ҳолатдан айнимаган ҳолатга ўтадиган температуранинг қийматини қуидаги муносабат билан ифодалаш мумкин:

$$T_\phi = \frac{W}{k}. \quad (9.16)$$

Температуранинг бу қиймати айниш температураси ёхуд Ферми температураси дейилади. Айниш температурасининг қиймати Na учун 37000 K , Li учун 55000 K , Al учун 138000 K га тенг. Одатда, металлар температураси кўпи билан бир неча минг градусга тенг. Шунинг учун, амалда, металлардаги электрон газ айниган ҳолатда бўлади.

Юқоридаги фактларга асосланниб, металлдаги эркин электронларнинг иссиқлик сифимини, яъни электрон газ температурасини 1 K га кўтариш учун унга берилиши лозим бўлган энергияни ҳисоблайлик. Бир валентли металлдаги барча эркин электронлар иссиқлик сифимга ҳисса қўша олганида электрон газнинг иссиқлик сифими $3R/2$ га тенг бўлар эди. Лекин температура ортиши туфайли энергиялари $W_\phi - kT$ дан $W_\phi + kT$ гача бўлган электронларгина ўз энергияларини ортира олади. Бу электронлар металлдаги барча эркин электронларнинг $2kT/W_\phi$ қисмини ташкил этади. Шунинг учун электрон газнинг иссиқлик сифими учун қуидаги муносабат ўринли бўлади:

$$C_s = \frac{3}{2} R \cdot \frac{2kT}{W_\phi} = 3R \frac{kT}{W_\phi}. \quad (9.17)$$

(9.16) ифодани эътиборга олсак, (9.17) ни қуидагича кўринишда ёза оламиз:

$$C_s = 3R \frac{T}{T_\phi}. \quad (9.18)$$

Агар металлнинг ҳар бир атомига бир эмас, балки z дона электрон тўғри келса, электрон газнинг иссиқлик сифими

$$C_s = 3zR \frac{T}{T_\phi} \quad (9.19)$$

кўринишга эга бўлади. Аниқ ҳисоблар эса электрон газнинг иссиқлик сифими учун қуидаги муносабатни вужудга келтиради:

$$C_s = \frac{\pi^2}{2} zR \frac{T}{T_\phi}. \quad (9.20)$$

Хона температураларидаги электрон газнинг иссиқлик сифими металлнинг умумий иссиқлик сифимга жуда кичик ҳис-

са қүшади, лекин ниҳоятда паст температураның кристалл панжаранинг иссиқлик сифими ($\sim T^3$) электрон газининг иссиқлик сифимидан ($\sim T$) ҳам камайиб кетади.

5-§. Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси ҳақида тушунча

Ферми — Дирак статистикасига асосланган металлар электр ўтказувчанлигига оид ҳисобларни Зоммерфельд амалга ошириди ва σ үчун қуйидаги муносабатни ҳосил қилди:

$$\sigma = \frac{e^2 n l_\phi}{m v_\phi}. \quad (9.21)$$

Бу ифодадаги e — электроннинг заряди, n — эркин электронлар концентрацияси, l_ϕ — Ферми энергиясига эга бўлган электроннинг эркин югуриш ўртача масофаси, v_ϕ — шу электроннинг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлиги. (9.21) формула ташки кўриниши жиҳатидан классик электрон назариянинг электр ўтказувчанлик формуласига ўхшаш кўринса-да, уларнинг мазмунлари турлича. Хусусан, классик назария формуласида v эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлигини ифодалар эди ва у \sqrt{T} га пропорционал эди. Зоммерфельд формуласидаги v_ϕ эса температурага амалда боғлиқ эмас, чунки W_ϕ нинг қийматига температура ўзгариши деярли таъсир этмайди.

Иккинчи асосий фарқ металлар классик ва квант назарияларида эркин югуриш масофасининг талқин қилиниши дадир. Маълумки, классик назарияда эркин электронларни классик электрон газ деб ҳисобланар эди. Бу газнинг заралари — электронлар ўз йўлида учраган кристалл панжара тугунидаги ионларга урилиб туради. Металларнинг электр қаршилигига ана шу тўқнашишлар сабабчи бўлади.

Квант назарияда эса металлдаги эркин электронларнинг ҳаракати де-Бройль муносабати ($\lambda = h/mv$) билан аниқланадиган электрон тўлқинларнинг тарқалиш процессидир, деб ҳисобланади. Бу тўлқинлар кристалл панжара тугунидаги ионлардан сочилади.

Электрон тўлқиннинг сочилиш жараёнини муҳокама қилишдан олдин ёруғлик тўлқиннинг хира муҳитлар (туман, коллоид эритмалар . . .) дан ўтиш жараёнини эслайлик. Ёруғликнинг сочилиши амалга ошиши учун муҳитдаги сочувчи марказлар (зарралар) бир-бираидан ёруғлик тўлқин узунлиги билан таққосланадиган даражадаги узоқлика жойлашиши керак. Агар сочувчи марказлар орасидаги масофа ёруғли-

лик түлқин узунлигидан анча кичик бўлса ёруғликнинг сочилиши содир бўлмайди, яъни ёруғлик учун бундай муҳит худди мутлақо шаффофдек туюлади.

Металлда тарқалаётган электрон тўлқинлар учун хам юқорида қайд қилинганга ўхшаш ҳодисалар содир бўлади. Хусусан, тугунларидағи зарралар қўзгалмас бўлган идеал кристалл панжарадан электрон тўлқинлар сочилимайди. Бундай панжара электр токка қаршилик кўрсатмаслиги керак. Амалда панжара тугунларидағи зарралар тебранма ҳаракатда бўлади. Металлни ташкил этувчи ниҳоят кўп зарралардан муайян пайтда бир-бири томон ҳаракатланадиганларини тасаввур этинг. Ўлар орасидаги масофа қўзгалмас панжара тугунлари орасидаги масофадан кичик бўлади. Табиий, бундай зарраларни қамраб олган микроҳажмлардаги модда зичлиги модданинг ўртача зичлигидан катта бўлади. Кўшни соҳаларда эса шундай микроҳажмлар ҳам бўладики, улардаги модда зичлиги ўртача қийматдан кичик бўлади. Одатда, бу микроҳажмларнинг ўлчами электрон тўлқинлар узунлигидан кичик бўлади. Шунинг учун панжара тугунидаги зарраларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли вужудга келадиган микроҳажмлар — зичлик фликтутациялари электрон тўлқинларни сочувчи марказлар вазифасини ўтайди. Бу эса асосист тоза металлар электр қаршиликка эга бўлишининг сабабчисидир.

Металлар электр қаршилигининг иккинчи сабабчиси — реал кристаллардаги аралашмалардир. Еинобарин, металлнинг солиширма электр қаршилиги икки ҳад йиғиндини тарзида ифодаланади:

$$\rho = \rho_T + \rho_L,$$

бундаги ρ_T — панжаранинг иссиқлик тебранишлари туфайли вужудга келадиган қаршилилк, ρ_L — аралашма атомларида электрон тўлқинларнинг сочилиши туфайли вужудга келадиган қаршилилк.

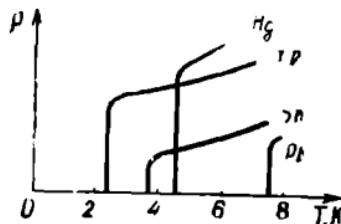
Температура ортган сари электрон тўлқинларнинг панжара иссиқлик тебранишларида сочилиши ортади, яъни электронларнинг эркин югуриш ўртача массфаси I_Φ камаяди. Ҳона температурадарда $I_\Phi \sim T^{-1}$. Бу эса тажрибаларда кузатиладиган металлар электр ўтказувчалигининг температурага боғлиқлигини акс эттиради. Температура пасайган сари ρ_T ҳам камайиб боради. $T \rightarrow 0$ да $\rho_T \rightarrow 0$. Натижада $\rho \rightarrow \rho_L$. Одатда, ρ_L ни қолдиқ қаршилилк деб ҳам юритилади, чунки ρ_L температурага боғлиқ бўлмаганлиги учун 0 К да

жом унинг қиймати ўзгармай қолади. Шундай қилиб, металла электо ўтказувчанинг квант назарияси классик электрон накория козиши тиң ларини бартараф этил

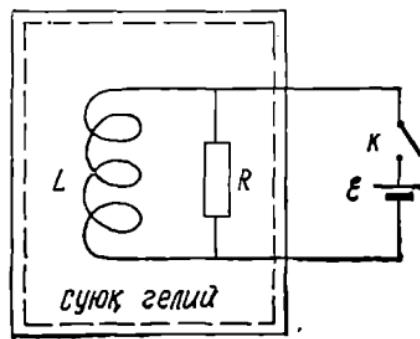
Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси

Етарлича паст температураларда баъзи металлар электр қаршилиги бирданига (сакрашсимон тарзда) нолга тенг бўйниб қолиши ўта ўтказувчанлик деб аталади. Мазкур ҳодиса 1911 йилда голланд физиги Камерлинг — Оннес томонидан кузатилган. У тоза симобнинг электр қаршилигини жуда паст температураларда ўлчаш чоғида 4,2 К температурада симоб қаршилиги бирданига нолгача камайиб кетишими аниқлади. Кейинчилик, баъзи бошқа металларда ҳам ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилди (9.8-расм). Жисмнинг ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиши содир бўладига я температура T_k критик температура деб аталади. Ўта ўтказгич орқали оқаётган ток кучи жуда узоқ вақт ўзгармасдан сақланиши керак. 9.9-расмда схематик тасвири келтирилган тажрибага эътибор беринг. Ўта ўтказгичдан ясалган ғилтак суюқ гелий билан тўлдирилган идишга жойлашгирилади ва идишдан ташқаридаги ток манбаига уланади. Фалтакка параллел уланган қаршиликни T_k дан пастроқ температурагача совитилади ва занжир манбаидан ажратилади. Бинобарин, ток манбаи ғалтак L ва қаршилик R дан иборат берк занжир бўйлаб электр токни «оргизиб юборувчи туртки» вазифасини ўтайди. Тажрибалардан аниқланишича, ўта ўтказгичдан ясалган берк занжир бўйлаб электр ток уч йил давомида интенсивлиги ўзгармаган тарзда ўтиб турган.

Мейсснер эффицити деб ном олган ўта ўтказгичларнинг яна бир ҳосаси 1933 йилда кащф этилди. Ўта ўтказувчан-



9.8- расм

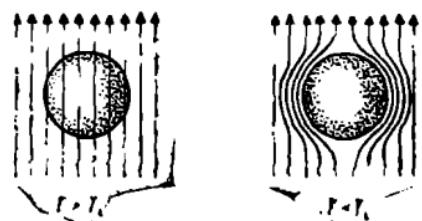


9.9- расм

лик хуссиятига эга бўлган металлни магнит майдонга жойлаштирайлик ва температурани пасайтириб борайлик. Критик температурадан юқори ($T > T_K$) температуralарда металлдаги магнит майдон нолдан фарқли, $T < T_K$ да эса металлдаги магнит майдон индукцияси нолга тенг ($B = 0$) бўлади (9.10- расм). Бошқача айтганда, металл ўта ўтказувчан ҳолатга ўтганда магнит индукция чизиқларини ўзидан итариб чиқаради.

Маълумки, ташқи магнит майдон таъсир этмаган ҳолда ферромагнетизм хуссиятига эга бўлмаган металларда магнит индукция нолга тенг. Бунинг сабаби шундаки, моддади элементар токларнинг магнит майдонлари батамом тартибсиз бўлганлиги учун Сир-бирини компенсациялади. Кучланганилиги H бўлган ташқи майдон таъсирида моддада $B = \mu H$ майдон вужудга келади. Магнит сингдирувчанилиги $\mu > 1$ бўлган парамагнит моддаларда майдон кучаяди, $\mu < 1$ бўлган диамагнит моддаларда эса майдон сусаяди. Ўта ўтказгичларда $B = 0$. Бинобарин, ўта ўтказгич учун $\mu = 0$. Шунинг учун ўта ўтказгични идеал диамагнетик деб ҳам атлади. Идеал диамагнетизм қўйидагича тавсиф этилади. Ташқи магнит майдонга жойлаштирилган ўта ўтказувчан металлнинг сирт қатламида стационар электр ток вужудга келади. Бу токниг магнит майдони ташқи магнит майдонга қарама-қарши йўналган. Шунинг учун металл ичкарисидаги магнит майдон индукцияси нолга тенг бўлади.

Ўта ўтказувчанилик назариясини Бардин, Купер, Шрифферлар яратишиди (БКШ назарияси) ва Н. Н. Боголюбов такомиллаштируди. Бу назарияда ўта ўтказувчанилик ҳодисаси сифат жиҳатдан қўйидагича тушунтирилади. Металлардаги электронлар орасида кулон қонунига бўйсунувчи ўзаро итаришиш билан биргаликда баъзи ҳолларда ўзаро тортишиш ҳам амалга ошади. Электронларнинг ўзаро тортишини электронлар ва кристалл панжара иссиқлик тебранишлари (кристалл панжаранинг уйғонган ҳолатлари квазизарралар—фононлар ёрдамида тавсиф этилишини эсланг) орасидаги ўзаро таъсиралиш туфайли вужудга келади. Бу таъсиралишда Ферми сатҳига яқин жойлашган сатҳлардаги электронлар фононларни чиқариши (нурлантириши) ва ютишин мумкин. Мазкур жараённи электронларнинг фононлар ал-



9.10- расм

машиниши (янын биринчи электрон фонон чиқаради, иккинчиси эса бу фононни ютади ёки аксинча) тарзида тасаввур этиш мүмкін. Бундай фонон алмашинув электронлар орасидаги үзаро таъсирии вужудга келтириши БҚШ назариясида асосланады. Ўта ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлган моддаларда паст температуранарда электронлар орасидаги үзаро тортишиш кучи кулон иғаришиш кучидан катта бўлиб қолади. Натижада қарама-қарши йўналган спинли ва импульсли иккى электрон «жуфт» бўлиб боғланиб қолади. Бундай жуфт электронларни бир-бирига ёпишиб қолган икки электрон тарзида тасаввур этиш нотўғри. Аксинча, жуфт электронлар орасидаги масофа 10^{-6} м бўлиб, у кристалл панжара денимийси (10^{-10} м) дан тахминан 10^4 марта катта. Бинобарин, ўта ўтказгичларда табнатда жуда кам учрайдиган узоқдан боғланиш содир бўлади. Жуфт электронларининг спини нолга teng, яъни улар бозонлардир. Ўта ўрказувчанлик назариясида қайд қилинганидек, бозонлар етарлича паст температуранарда ўта оқувчан ҳослатда бўла слади, яъни ички ишқаланишсиз оқади. Демак, ўта ўтказувчанлик — бозе-газ (жуфт электронлар) нинг ўта оқувчанлиги деб тушуниш мумкин. Ўта ўтказувчан моддада жуфт электронлардан ташқари оддий электронлар ҳам мавжуд. Шунинг учун ўта ўтказгичда икки хил суюқлик — оддий ва ўта оқувчан компонентлар мавжуд, дея оламиз. Ўта ўтказгич температураси 0 К дан бошлаб ортиб бораётганда иссиқлик ҳаракат жуфт электронларни узиб юбора бошлайди. Натижада оддий электронлар ҳиссаси орта бошлайди. Критик температура T_K да эса жуфт электронлар мутлақо йўқолади. Шунинг учун T_K дан юқори температуранарда модданинг ўта ўтказувчанлик хусусияти йўқолади.

0 K температурада жуфт электронлар Ферми сатҳидан пастдаги сатҳда жойлашади (жуфт электронлар — бозонлар Паули принципига бўйсунмаганлиги туфайли улар $T=0$ да асосий ҳисобланган энг қўйи сатҳда жойлашишини эсланг). Бу сатҳ металлдаги электронлар нормал ҳолатини ифодаловчи энг яқин сатҳдан W_c қадар пастда жойлашган. Энергетик тирқиш деб юритиладиган W_c нинг қиймати $T=0$ да металлнинг ўта ўтказувчан ҳолатга ўтишини характерловчи критик температура T_K га мос келувчи иссиқлик ҳаракат энергияси kT_K билан аниқланади. Бошқача айтганда, ўта ўтказувчан ҳолатдаги электрон системанинг уйғонган ҳолати асосий ҳолатидан энергетик тирқиш W_c билан ажратилган.

Зеро, ўтказгичдаги жуфт электроннинг йўқолиши учун унга энг ками W_c қадар энергия берилиши керак. Жуда паст температураларда кристалл панжара энергиянинг бундай улшини бера олмайди. Шунинг учун жуфт электронлар жуда паст температуралар ($T < T_K$) да мустаҳкам система бўлиб ташки электр майдон таъсирида қаршиликка учрамасдан ҳаракатланади, яъни ўта ўтказувчаник ҳодисаси намоён бўлади. Ўта ўтказгичнинг температураси ортган сари энергетик тирқиш кенглиги W_c нинг қиймати камайиб боради ва T_K температурада нолга тенглашади. Шунинг учун жуфт электронлар T_K температурада йўқолади ва модда нормал (ўта ўтказувчан бўлмаган) ҳолатга ўтади.

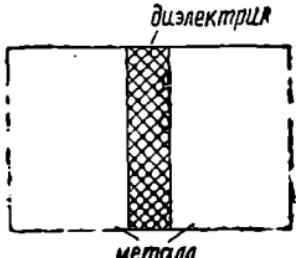
1986 йил охири 1987 йил бошида юқори температурали ўта ўтказгичлар кашф этилди. Баъзи металлоксид биримларда, ҳаттоқи, 100 К температурада ҳам ўта ўтказувчаник хусусияти қайд қилилди. Мазкур температура суюқ азотнинг қайнаш температураси (77 К) дан ашча юқорилигини эътиборга олсак, ўта ўтказгичларнинг амалий қўлланнишига сабаб бўлаётган температуравии тўсиқда, яъни абсолют нолга яқин жуда паст температураларни бужудга келтириш муаммосидан қутулишга эришилди.

Жозефсон эффектлари

Ниҳоят юпқа ($\sim 10^{-9}$ м) электрик қатлам билди бир-бираидан ажратилгани икки ўта ўтказувчаник (11 мкм туннел контакт) деб аталади. Бундай қуралмаги бир ўта ўтказувчанидан иккинчисига электронлар ўта оладими? Аввал металл пластинкалар $T > T_K$ температурада, яъни ўта ўтказувчан мас, балки нормал ҳолатда бўлсин. Икки металл орасида-

диэлектрик қатлам электронлар учун потенциал тўсиқ чизиғасини бажаради. Лекин электрон тўлқин хусусиятга та бўлгани учун туннел эфект туфайли электронларнинг диэлектрик қатламдан ўтиш ҳимослиги нолдан фарқли бўлади. Лекин умумий (йиғинди) ток нолга teng, чунки диэлектрик орқали чапдан ўнгга ўтган электронларнинг ўртача сони ўнгдан зепга ўтган электронларнинг ўртача сонига teng.

Агар туннел kontaktдаги металлар температурасини $T < T_K$ гача соғсак (бу ҳолда туннел kontakt Жозефон элементи деб аталади), металл ўта ўтказувчан ҳолатда бўлади.



9.11 - расм

Бу ҳолатда ўта ўтказгичларда мавжуд бўладиган жуфт электронлар ҳам диэлектрик қатlam орқали туннел эфект туфайли чапдан ўнгга ва ўнгдан чапга ўтади. Ҳар бир ўта ўтказгичдаги жуфт электронлар бирдай фазага эга. Диэлектрик қатlamда иккала ўта ўтказгичдан чиқарилаётган жуфт электронларнинг когерент тўлқинлари ўзаро интерференциялашади. Натижада умумий ток қиймати

$$I = I_c \sin(\phi_2 - \phi_1)$$

мунисабат билан аниқлашади. Бундаги ϕ_1 ва ϕ_2 — мос ра-вишда биринчи ва иккинчи ўта ўтказгичлар чиқараётган ко-герент жуфт электронлар тўлқин функцияларининг фаза-лари, I_c эса туннел контакт орқали ўтадиган токнинг мак-сималь қиймати.

Юқорида баён этилган ҳодиса, яъни бир-биридан юпқа диэлектрик қатlam билан ажратилган икки ўта ўтказувчан ҳолатдаги металлардан иборат туннел контакт орқали элекбр ток оқиши Жозефсоннинг стационар эфекти деб ном олди. Шунни алоҳида қайд қилиш керакки, туннел кон-тактга кучланиш берилмагандан (яъни туннел контактнинг ўта ўтказгич пластинкалари ташқи ток манбаига уланма-гандан) ҳам ўтказувчанлик токи оқади. Металл пластинка-лари ўта ўтказувчан ҳолатда бўлган туннел контакт (ўта ўтказгич—диэлектрик — ўта ўтказгич) ни Жозефсон элемен-ти деб аталишининг боиси ҳам шунда.

Энди, туннел kontaktни ташқи ток манбаига улаб ди-электрикда элекбр майдон вужудга келтирайлик. Металл пластинкалар нормал ҳолатда бўлса (критик температура-дан катта $T > T_k$ лар учун) туннел контакт орқали нормал туннел ток оқади, унинг қиймати қўйилган кучланишга пропорционал бўлади.

Металл пластинкалар ўта ўтказувчан ҳолатда бўлса (кри-тик температурадан кичик $T < T_k$ лар учун) туннел кон-такт орқали ўзгарувчан ўта ўтказувчанлик токи ўтади. Худди тебраниш контуридаги ток каби туннел контактдан ўта-ётган ўзгарувчан ток электромагнит тўлқинлар нурланти-ради. Жозефсоннинг исстационар эфекти деб ном олган мазкур ҳодисани қўйидагича тавсиф этилади. Ўта ўтказ-гичда $T < T_k$ температуralарда вужудга келган жуфт электронлар диэлектрик қатlamdan ўтганда $2eU$ энергияга эга бўлади (бундаги U — контактга қўйилган кучланиш, $2e$ эса жуфт электронлар ўз энергияларини камайтириб мувозанат ҳолатга ўтиши керак. Металл пластинка нормал ҳолатда

бўлганида кристалл панжара билан бир неча тўқнашувда (қаршилик кучларини енгиш жараёнида) ортиқча энергия иссиқлика айланган бўларди. Лекин металл пластинка ўта ўтказувчан ҳолатда бўлгани учун электр қаршилик нолга тенг. Бинобарин кристалл панжара билан тўқнашувлар ҳам бўлмайди. Жуфт электроннинг дизлектрик қатламдан ўтиш чоғида эришган $2eU$ миқдордаги энергия улуши эса электромагнит тўлқин квант тарзида нурлантиради. Ҳақиқатан тажрибаларда $\omega = \frac{2eU}{\hbar}$ частотали нурланиш харьковлик олимлар И. К. Янсон, В. М. Свищунов, И. М. Дмитриенко томонидан 1965 йилда кузатилди.

Жозефсон эффектларидан ўта юқори частотали қурилмаларда, квант интерферометрларда, криоген электрон ҳисоблаш машиналарининг элементларида кенг фойдаланилди.

Х Б О В

ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ФИЗИҚАСИНИНГ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

1-§. Кристаллардаги энергетик зоналар

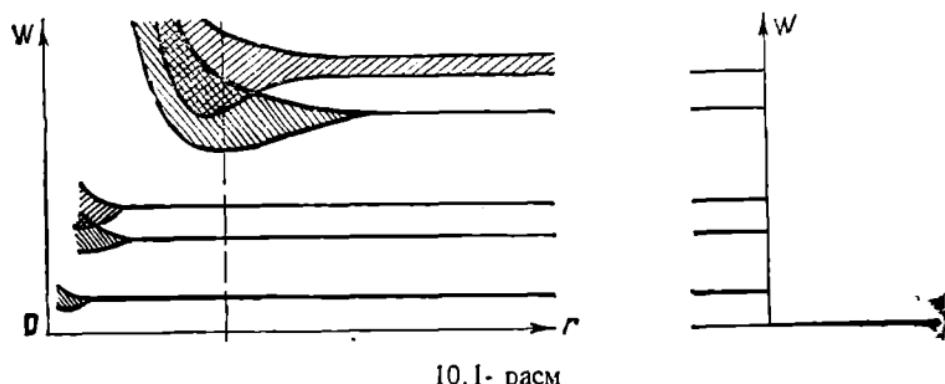
Изоляцияланган алоҳида атомнинг энергетик сатҳлари дискрет эканлиги ҳақида олдинги бобларда маълумот берилди.

N дона атомдан ташкил топган кристаллдаги электронларнинг энергетик сатҳлари қандай бўлади? Мазкур саволга қўйидаги кетма-кетликда фикр юритиб жавоб қидирамиз.

Текширилаётган кристалл панжарасига ўхшаш тарзда, лекин бир-бирининг ўзаро таъсири сезилмайдиган даражадаги узоқлика жойлашган N дона атомни тасаввур этайлик. Бу атомларнинг ҳар бирини изоляцияланган атом деб ҳисоблаш мумкин. Изоляцияланган атомдаги электрон энергияси асосий квант сони (n) ва орбитал квант сон (l) билан аниқланади, магнит квант сон (m) ва спин квант сон (s) га эса боғлиқ эмас. Зоро, ҳар бир энергетик сатҳга m ва s лари билан фарқланувчи $2(2l + 1)$ дона электрон ҳолат мос келади. Бошқача айтганда, изоляцияланган атом сатҳларининг айниш карралиги $2(2l + 1)$ га тенг. Ташқи майдон таъсирида ҳар бир энергетик сатҳ $2l + 1$ сатҳга ажralади. Атомнинг турли сатҳларига ташқи майдон таъсири ҳам турлича: ядро билан мустаҳкам боғланган ички элек-

tronлар сатҳларининг ажралиши эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик, ядро билан кучсизгина боғланган ташқи электронлар, айниқса валент электронлар сатҳлари кескин ажралади. Ҳар бир энергетик сатҳни $2(2l + 1)$ га эмас, балки $2l + 1$ га ажралишининг сабаби — спин квант соннинг электрон энергиясига жуда кам таъсир этишидир (фақат спинларининг йўналиши билан фарқланадиган ҳолатлар, амалда, бирдай энергияга эга бўлади). Бундай сатҳларда, Паули принципига асоссан, бир вақтда иккита спинлари қарама-қарши бўлган электрон жойлашиши мумкин. Энди N дона изоляцияланган атомни ўзаро жойлашиш симметриясини бузмаган ҳолда аста-секин бир-бирига яқинлаштирайлик. Атомлар яқинлашган сари уларнинг ўзаро таъсирлашуви кучайиб боради. Атомлар орасидаги масофа кристалл панжара параметрига teng ($r = d$) бўлганда атомларнинг ўзаро таъсирлашуви нормал (худди кристаллдагидек) қийматга эришади. 10.1-расмга эътибор беринг. Ўнгда изоляцияланган алоҳида атомнинг энергетик сатҳлари тасвирланган. $r \gg d$ масофада жойлашган (яъни атомлар ўзаро таъсирлашуви эътиборга олинмайдиган ҳолда) барча N дона атомнинг сатҳлари ана шундай бўлади. Атомлар бир-бирига яқинлашган сари (яъни $r \sim d$ масофаларда) энергетик сатҳларнинг бир-бирига нисбатан силжиши ва натижада уларнинг ажралиши содир бўлади. Натижада кристаллдаги N дона атомнинг бирдай энергетик сатҳларини бир-бирига нисбатан силжиган сатҳлар группасига — энергетик зонага айланниши содир бўладики, у электронлар тўлқин хусусиятлари билан боғлиқдир.

Атомлар бирикib кристалл ҳолати вужудга келганда (яъни $r = d$ да) атомлар валент электронларининг тўлқин функциялари устма-уст тушади. Бу эса валент электронларни кристалл панжаранинг ихтиёрий соҳасида қайд қилиш



10.1- расм

Эҳтимоллиги $|\psi|^2$ бирдай эканлигини билдиради. Зеро кристаллдаги валент электронлар «умумлашган» экан. Бу хулосани қуйидаги муроҳазалар ҳам тасдиқлайди. Кристаллдаги барча электронларни бир атомдан иккинчи атомга ўтиш эҳтимоллиги (атомларни ажратиб турувчи потенциал тўсиқдан туниел эфект туфайли электроннинг ўтиш эҳтимоллиги) полдан фарқли (7.34 га қ.). Миндерийи ҳисобларни кўрсатишicha, валент электрон атом таркибида $\tau \approx 10^{-15}$ с вақт давомида бўла слади, холос. Бешшакача айтганда, валент электрон 1 секунд давомида кристаллдаги 10^{16} атом таркибида қатнашиб чиқади. Бундай шароитларда валент электронни у ёки бу атомга ташлукли эканлиги ҳақида фикрлаш маънога эга эмас, албатта. Зеро, кристаллдаги валент электронлар «умумлашади» ва улар «электрон газ» ни ташкил этади. Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига асосан бундай электронлар энергиясидаги ноаниқлик

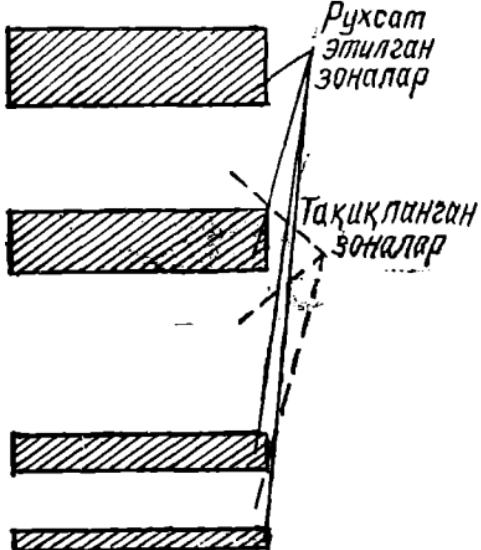
$$\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 1 \text{ эВ}$$

бўлади.

Изоляцияланган атомдаги электроннинг ўйғонган ҳолатда яшаш ўртача муддати $\tau \sim 10^{-8}$ с бўлгани учун мазкур ҳолатига мос келувчи энергетик сатҳ кенглиги $\Delta W \approx \frac{h}{\tau} \approx 10^{-7}$ эВ бўлади. Демак, изоляцияланган атомдаги валент электроннинг ~ 10 эВ кенгликдаги энергетик сатҳи кристаллда бир неча электронволът кенгликдаги энергетик зонага айланади.

Ички электронлар учун манзара ўзгача. Хусусан, натрий кристалидаги бирор атомнинг $1s$ электрони туниел эфект туфайли қўшни атомга 20 йилда бир марта ўта слади, холос. Табиийки, бундай электроннинг кристаллдаги энергетик сатҳи худди изоляцияланган атомницидек бўлади. 10.1-расмдан кўринишича, $r = d$ да (d — натрий кристалидаги атомлараро масофа) $1s$ ва $2s$ сатҳларнинг ажralиши сезилмайди, $3s$ сатҳи esa анчагина ажralган, янада юқорироқдаги ўйғонган сатҳ, ($3p$) esa. $3s$ сатҳдан ҳам кўпроқ ажralган. Бинобарин, $3p$ сатҳлар ажralиши туфайли вужудга келган энергетик зона кенглиги $3s$ сатҳлар ажralиши туфайли вужудга келган зона кенглигига каттароқ бўлади.

Зонадаги энергетик сатҳлар зичлиги қандай? Аввал шуни қайд қиласликки, изоляцияланган атомдаги энергетик сатҳнинг айниш карралиги $2l+1$ бўлса, бу сатҳга мос келувчи кристаллдаги энергетик зона $(2l+1)N$ сатҳдан иборат бўлади. Масалан, изоляцияланган атомдаги p сатҳ-



10.2- расм

нинг (ρ сат χ учун $l = 1$) айниш карралығи $2l + 1 = 2 \cdot 1 + 1 = 3$ бүлгани учун мазкур сат χ га мос келувчи энергетик зона 3 N сат χ -дан иборат. Демак, 1 см 3 ҳажмли кристаллда $\sim 10^{22}$ атом мавжуд әканлиги ва энергетик зона көнглиги 1 эВ әканлигини әътиборга олсак, зонадаги құшни энергетик сат χ лар орасидаги масофа $\sim 10^{-22}$ эв бўлади. Бу масофа шунчалик кичкек, зонадаги сат χ лар узлуксиз энергетик қийматларга эгадек туюлади. Лекин зонадаги энергетик сат χ лар сони чекли әканлигини унутмайлик.

Шундай қилиб, изоляцияланган атомдаги рұксат этилган энергетик сат χ ўрнига кристаллда рұксат этилган энергетик зона вужудга келади. Рұксат этилган зоналар энергиянинг тақиқланған қийматлари билан ажратилган бўлади (10.2- расм).

2- §. Энергетик зоналарни электронлар билан тўлдирилиши

Изоляцияланган атомлардаги энергетик сат χ ларни электронлар тўла ишғол этган, қисман ишғол этган ёхуд ишғол этмаган бўлиши мумкин эди. Изоляцияланган атомдаги энергетик сат χ га мос равишда кристаллда энергетик зона вужудга келяпти. Лекин айрим ҳолларда зоналарнинг энергетик шкала бўйича жойлашиш тартиби изоляцияланган атомдаги энергетик сат χ ларнинг жойлашиш тартибига мос келмаслиги ҳам мумкин. Хусусан, изоляцияланган атомдаги қуайроқ энергетик сат χ ни ажралиши туфайли кристаллда вужудга келган энергетик зона юқоригоқ энергетик сат χ ни ажралиши туфайли кристаллда вужудга келган энергетик зонадан тепароқда жойлашиши мумкин. Бундай ҳолларда зоналарни электронлар билан тўлдирилиши изоляцияланган атомдаги сат χ ларни электронлар томонидан ишғол этилишига мос келмаслиги мумкин. Бунинг сабаби—электронлар энергиянинг кичикроқ қийматларига мос келадиган зоналарни тўлдиришга интилишидадир. Кристаллдаги зоналарнинг

Энергетик сатҳларида Паули принципиға ассан, иккитадан ортиқ электрон жойлашиши мүмкін әмас. Бу электронларнинг спинлари қарама-қарши йўналган бўлади. Зоналардаги энергетик сатҳлар электронлар томонидан тўла ёки қисман ишғол этилган ҳолларда бу зоналарни мос равишда тўлдирилган ёхуд қисман тўлдирилган зоналар деб, энергетик сатҳларини электронлар ишғол этмаган зоналарни эса *бўш зоналар* деб аталади.

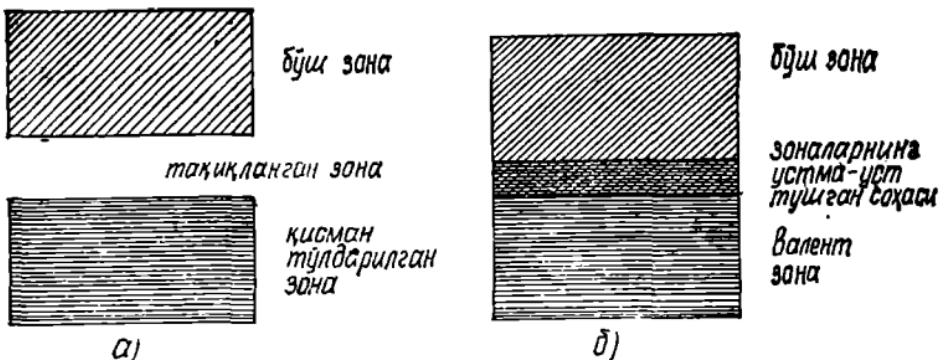
Изоляцияланган атомнинг қўйироқ энергетик сатҳидаги электрон қўшимча энергия олган ҳолларда юқорироқ бўш энергетик сатҳга ўтиши мүмкін эди. Бундай ўтишлар кристаллда қисман тўлдирилган зонанинг қўйироқ сатҳидан юқорироқ сатҳи томон амалга ошиши мүмкін. Бу ўтишларда электрон сатҳлар оралиғига мос келувчи қўшимча энергияни кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан ёки кристаллда вужудга келтирилган ташки электр майдон таъсиридан олиши мүмкін. Шунингдек, кристаллда электрон қўйироқ рухсат этилган зонадан юқорироқ рухсат этилган зонага ҳам ўтиши мүмкін. Бу ҳолда юқори рухсат этилган зонада бўш энергетик сатҳ бўлиши ва электрон тақиқланган зонанинг энергетик кенглигига тенг қўшимча энергия олиши керак.

Қаттиқ жисмдаги кўпчилик жараёнлар валент электронларниң ҳолатига босғлиқ бўлганлиги учун, одатда кристаллдаги энергетик зоналарни ифодалашда соддалаштирилган энергетик схемадан фойдаланилади.

Соддалаштирилган энергетик схемада валент электронлар томонидан ишғол этилган зона (валент зона) ва бу зонага энг яқин бўлган рухсат этилган зона (бўш зона) ифодаланади, холос.

Валент зонадаги энергетик сатҳлар электронлар томонидан қанчалик ишғол этилганлиги ва тақиқланган зонанинг энергетик кенглигиги ΔW га босғлиқ равишда қўйидаги тўрт ҳол амалга ошади.

Валент зонадаги энергетик сатҳларнинг бир қисмини электронлар ишғол этган бўлса (10.3-а расмдаги қисман тўлдирилган зона), электронларнинг шу зонадаги қўйироқ сатҳидан юқорироқ сатҳга кўтарилишига имконият мавжуд. Бу ўтиш учун керак бўладиган қўшимча энергия электронларга кучсизгина электр майдон томонидан берилиши мүмкін. Бинобарин, қисман тўлдирилган зонадаги электронлар электр ўтиказувчанликда қатнашади. Шунинг учун бундай зонани ўтиказувчанлик зонаси деб ҳам аталади. Мазкур хусусиятга эга бўлган қаттиқ жисмлар — металлардир.



10.3· расм

Еаъзи қаттық жисмларда (масалан, Mg, Ca каби ишқоријий ер элементларининг кристалларидә валент зона ва бўш зона устма-уст тушади (10.3- б расм). Масалац, бериллий кристалида $2s$ валент зона (яъни асосий квант сони $n = 2$ ва орбитал квант сони $l = 0$ бўлган энергетик сатҳлардан ташкил топган зона) $2p$ бўш зона (яъни $n = 2$ ва $l = 1$ бўлган сатҳлардан иборат зона) билан устма-уст тушади. Натижада бирлашган $2s - 2p$ зона вужудга келади. $2s$ валент зонадаги $(2l + 1)N = (2 \cdot 0 + 1)N = N$ энергетик сатҳда $2N$ дона электрон жойлашиши мумкин. $2p$ бўш зонадаги $(2l + 1)N = (2 \cdot 1 + 1)N = 3N$ энергетик сатҳда $2 \cdot 3N = 6N$ электрон жойлашиши учун имконият бор. Бинобарин, бирлашган $2s - 2p$ зонада $2N + 6N = 8N$ электрон жойлашиш имкониятига эга. Ваҳоланки, бу бирлашган зонада фақат $2N$ электрон мавжуд ва улар қўйироқ сатҳларни (бу сатҳлар қайси зоналарга тааллуқли бўлишидан қатъи назар) эгаллади. Шунинг учун бирлашган зона қисман тўлдирилган зонага ўхшайди ва ташқи электр майдон таъсирида бирлашган зонадаги электронлар қўйироқ сатҳдан юқорироқ сатҳга кўчиб электр ўтказувчаниликда қатнашади. Юқорида баён этилган иккى ҳссли умумлаштириб қўйидаги холосага келамиз:

Валент зонасидаги сатҳлари электронлар билан қисман тўлдирилган ёки валент ва бўш зоналари устма-уст тушган қаттиқ жисмлар металлар деб аталади.

Металл бўлмагани аксарият қаттиқ жисмларда валент зонадаги барча энергетик сатҳларни электронлар банд этган бўлади. Шунинг учун электрон юқорироқ энергетик сатҳга кўтарилиши лозим бўлса, фақат бўш зонадаги энергетик сатҳга кўтарилиши керак. Бунинг учун электр майдон таъсирида электрон эришаётган қўшимча энергия тақиқланган



10.4- расм

зонанинг энергетик кенглиги ΔW дан катта бўлиши керак. Демак, бу ҳолда қаттиқ жисмнинг хоссалари тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги билан аниқланади.

Агар ΔW етарлича катта бўлса, электр майдон таъсирида ёки иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли электронлар валент зонадан бўш зонага ўта олмайди, яъни электронлар валент зонадаги «ўз ўринларидан» қўзғалмайди. Бундай жисмларни изоляторлар ёки диэлектриклар деб аталади (10.4 а-расм).

Агар ΔW унчалик катта бўлмаса, қаттиқ жисмнинг температураси етарлича юқори бўлганда (ОК дан анча юқори температуралар, масалан, хона температураси назарда тутильяпти) иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли валент зонадаги электронларнинг бир қисми бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўтарилишга қодир бўлади. Бу электронлар электр майдон таъсирида ҳам бўш зонанинг юқорироқ энергетик сатҳларига кўтарилиши мумкин. Шунинг учун бу ҳолда бўш зонани ұтказувчанлик зонаси деб аташ мақсадга мувофиқдир. Бундай жисмлар яrim ўтказгичлар деб аталади (10.4 б-расм).

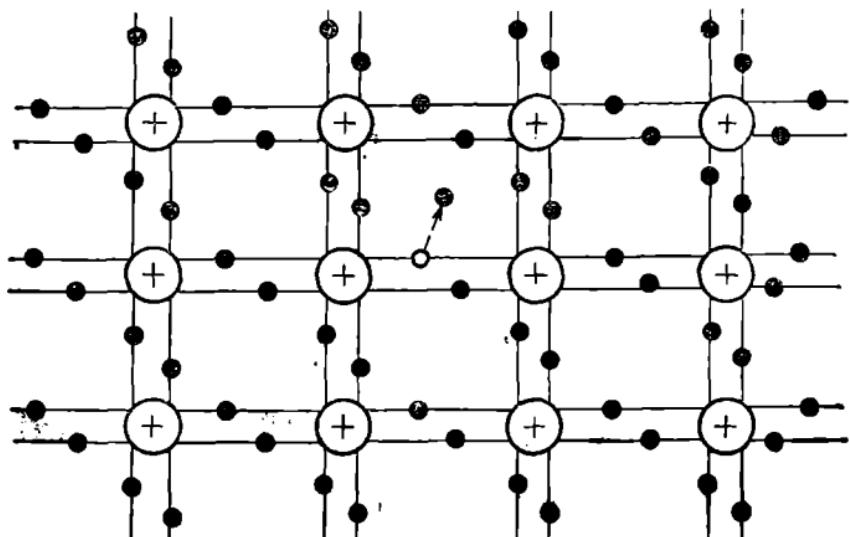
Шартли равишда, валент зонаси электронлар билан бутунлай тўлган жисмлар тақиқланган зонасининг энергетик кенглиги $\Delta W < 3$ эВ бўлганларини яrim ўтказгичлар деб, аksинча $\Delta W > 3$ эВ бўлганларини диэлектриклар деб аташ мумкин.

3- §. Яrim ўтказгичларнинг хусусий электр ұтказувчанлиги

Электр ұтказувчанлиги бўйича металлар билан диэлектриклар оралиғидаги жисмлар группаси мавжудки, уларни яrim ўтказгичлар деб аталади. Яrim ўтказгичларни

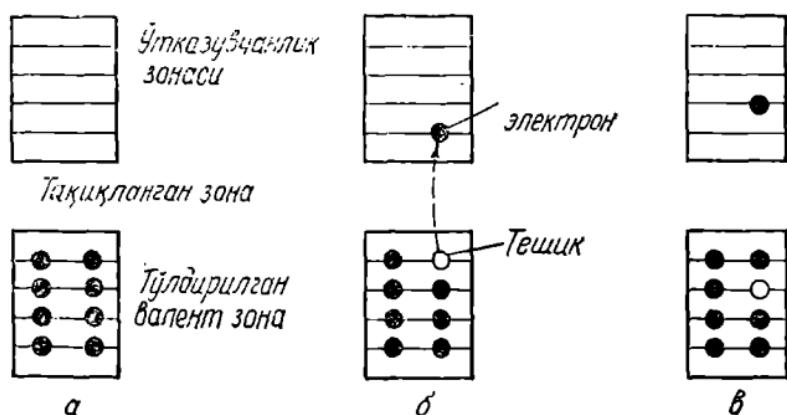
икки группага ажратилади. Таркиби фақат бир хил атомлардан иборат бўлган ярим ўтказгичларни элементлар ярим ўтказгичлар дейилади. Бунга B, C, Si, Ge, Sn, P, As, Sb, S, Se, Tl, J лар киради. Иккинчи группа ярим ўтказгичларга икки ёки ундан кўпроқ хил атомлардан тузилган бирикмалар киради. Бу группанинг типик вакиллари сифатида Д. И. Менделеев жадвалининг учинчи ва бешинчи группа элементларининг бирикмалари InAs, GaP, GaSb, AlSb ва бошқаларни кўрсатиш мумкин.

Замонавий техникада энг кўп қўлланиладиган ярим ўтказгичлар германий ва кремнийдир. Бу элементлар даврий жадвалнинг IV групласига оид, яъни бу элементлар атомларининг энг четки (валент) қобигида тўрттадан электрон бор. Бу элементларнинг кристаллари *ковалент боғланишига* эга. Ковалент боғланиш шундай химиявий боғланишки, бунда кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган ҳар икки қўшни атомнинг биттадаи валент электрони биргаликда бу икки қўшни атом учун умумий бўлган электрон жуфтни вужудга келтиради. 10.5-расмда IV группа элементларига оид бўлган жисм атомларининг ковалент боғланиш схемаси тасвирланган. Барча валент электронлари ковалент боғланишда қатнашган соғ ярим ўтказгич Кристалли изолятор бўлади, яъни электр токни ўтказмайди. Лекин бирор таъсир натижасида кристаллнинг айrim қисмларидаги ковалент боғланиш бузилиши мумкин. Масалан, кристаллини қиздирганда ёки уни ёритганда ярим ўтказгич атомининг ко-



10.5- расм

валент боғланишдаги электронларининг иссиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Электроннинг иссиқлик ҳаракат энергияси соф ярим ўтказгичдаги ковалент боғланишни бузишга етарли бўлиб қолганда, бу электрон ўз ўрнини ташлаб кристалл бўйлаб ҳаракат қила бошлади. Одатда энергиянинг бу қийматини *активлаши* энергияси деб аталади. Электрон бўшатган жойни тешик дейилади. Тешик квазизарра бўлиб, унинг атрофида кристаллнинг электроннейтраллиги бузилган бўлади. Бу ерда манфий заряд етишмаганилиги учун тешикнинг зарядини мусбат деб қабул қилиш керак, албатта. Шундай қилиб, соф ярим ўтказгичнинг бирор жойида ковалент боғланишинг бузилиши натижасида электрон ва тешик вужудга келади. Буни, одатда, электрон-тешик вужудга келди дейилади. Агар электрон-тешик билан учрашса, у тешик атрофидаги мусбат зарядни нейтраллайди. Натижада электрон ковалент боғланиш иштирокчисига айлануб қолади. Бу процессда (бундай процесс рекомбинация дейилади) электрон ва тешик йўқолади. Демак, соф ярим ўтказгичда электрон ва тешиклар биргаликда яъни жуфт бўлиб вужудга келади ёки йўқолади. Бошқача айтганда, фақат электроннинг ёки фақат тешикнинг вужудга келиши ва йўқолиши мумкин эмас. Энергетик сатхлар схемасида электрон-тешик жуфтнинг вужудга келишига тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги (ΔW) дайкетароқ қўшимча энергия олган валент зонадаги бирор электроннинг ўтказувчанлик зонасига ўтиши мос келади (10.6-б расмга қ.). Рекомбинация процессида эса, аксинча, ўтказувчанлик зонасидаги электрон валент зонадаги бўш энергетик сатҳи эгаллайди.



10.6- расм

Электр майдон таъсирида бутун кристалл бўйлаб электронлар майдон кучланганлигига тескари, тешиклар эса майдон кучланганлиги йўналишида (тешикнинг заряди мусбат эканлигини унумтанд) ҳаракатга келади. Бу процессга сатҳлар схемасидаги қўйидаги манзара мос келади. Ўтказувчанлик зонасидаги электрон (10.6-расм) электр майдон таъсирида қўшимча энергия олиб юқорироқ энергетик сатҳга кўчади. Тешик эса, аксинча, қўйироқ сатҳга кўчади.

Электр майдон таъсирида валент зонадаги электрон ҳам юқорироқ бўш энергетик сатҳга кўтарилади, натижада шу электроннинг ўрни бўш қолади. Бу бўш сатҳга янада қўйироқ энергетик сатҳдаги электрон кўтарилиши туфайли «бўш ўрин» — тешик қўйироқ сатҳлар томон кўчади. Юқорида баён этилган электр ўтказувчанлик механизми фақат соф ярим ўтказгичлар учун хос бўлиб, уни *хусусий электр ўтказувчанлик* дейилади. Табиийки, электр ўтказувчанликнинг қиймати соф ярим ўтказгичларда ток ташувчиликлар вазифасини бажарувчи электронлар ва тешикларнинг концентрациясига босклиқ бўлади. Уларнинг концентрацияси эса кристаллнинг температурасига ниҳоят даражада боғлиқдир. Масалан, активлаш энергияси 1 эВ бўлган соф ярим ўтказгичда 300 К температурада электрон-тешик жуфтларнинг концентрацияси $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ бўлар экан. Агар шу ярим ўтказгичнинг температурасини 200 К гача пасайтирасак $n \sim (10 \div 20) \text{ см}^{-3}$ бўлади. Шунинг учун, бундай пасг температураларда соф ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги жуда кичик бўлиб, диэлектрикларга яқин бўлади. Аксинча, худди шу ярим ўтказгични 1100 К гача қиздирганимизда электрон-тешик жуфтларининг концентрацияси $n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ гача ортади. (Солиштириш мақсадида металлардаги эркин электронларнинг концентрацияси $n \approx 10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$ эканлигини эсланг). Шундай қилиб, ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги температурага пропорционал равишда орта боради. Қаршилик

эса, аксинча (чунки $\sigma = \frac{1}{\rho}$)

камайиб боради (10.7-расм). Қаршиликнинг температурага боғлиқлиги

$$\rho_T = \rho_0 l^{\frac{\Delta W}{2kT}}$$

қонун бўйича ўзгаради. Бу ифодада ΔW — тақиқланган

зонанинг энергетик кенглиги ρ_0 ва ρ_t лар эса мос равиши да 0 ва T даги солиштирма қаршилик.

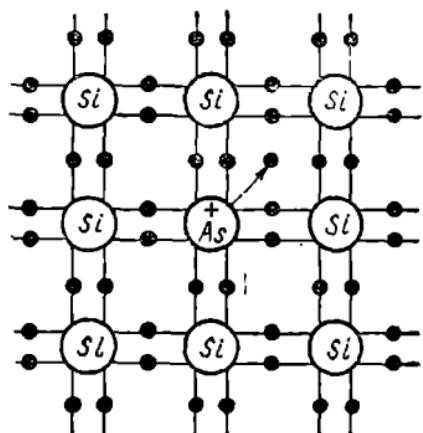
Одатда, металларнинг температураси, 1 градусга ўзгарганда уларнинг қаршилиги таҳминан 0,3 % га ўзгаради. Ярим ўтказгичларда эса бу ўзгариш $3 \div 6$ % ни ташкил этади, яъни металларнига қараганда 10 — 20 марта катта. (Лекин металлар қаршилигининг температура коэффициенти мусбат бўлса, ярим ўтказгичлар учун бу коэффициент манфий бўлишини унутманг.) Ярим ўтказгичларнинг бу хусусияти, яъни улар қаршилигининг температура коэффициенти ниҳоят катта қийматларга эга бўлиши *термоқаршиликлар* (ёки оддийгина, *термисторлар*) деб аталадиган қурилмаларда ишлатилади.

4- §. Ярим ўтказгичларнинг аралашмали электр ўтказувчанилиги

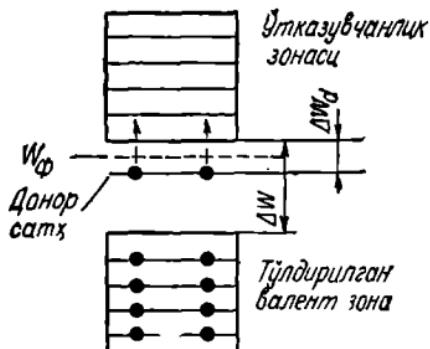
Олдинги параграфда идеал соғ ярим ўтказгич электр ўтказувчанигининг механизми билан танишдик. Лекин, одатда, идеал соғ ярим ўтказгич бўлмайди. Ҳар қандай ярим ўтказгичга бир оз миқдорда ўзга элемент атомлари аралашган бўлади. Умуман, ҳар қандай жисмдаги аралашма ҳам шу жисмнинг электр хусусиятига таъсири этади. Масалан, металлардаги аралашма уларнинг қаршилигини ортириади. Диэлектрикларда аралашма туфайли ток ташувчилар вужудга келади. Бу эса диэлектрикнинг ниҳоят заиф электр ўтказувчанилигига сабаб бўлади. Ярим ўтказгичларда чи?

Бу саволга жавоб топиш учун қуидаги ҳолларни кўрайли:

1. Тўрт валентли германий ёки кремний атомларидан тузилган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида беш валентли атомлар, масалан, фосфор ёки мишъяқ жойлашган бўлсин (10.8- расм). Бу ҳолда аралашма атомининг тўртта валент электрони қўшни германий атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Ёешинчи электрон эса атом билаи шунчалик заиф боғланган бўладики, ҳатто иссиқлик ҳаракат энергияси ҳам бу электронни атомдан



10.8- расм



10.9- расм

жудга келмайди. Бешинчи валент электронидан ажралган аралашма атоми мусбат зарядланиб қолади, аммо бу мусбат заряд кристалл панжара билан боғлиқ бўлиб ташки электр майдон таъсирида кўча олмайди.

Демак, *тўрт валентли элемент атомларидан тузилаган кристаллга беш валентли элемент атомлари аралашган бўлса, бундай яримўтказгичнинг электр ўтказувчанилиги электронли ўтказувчанлик бўлади*. Кўпинча, бундай ўтказувчанликни *p*- тип ўтказувчанлик дейилади (лотинча *positive* — манфий деган сўзнинг бош ҳарфи олинган). Аралашма атоми яримўтказгичга электрон бераётганлиги учун, одатда уни *донор* («берувчи» деган маънони англатади) ёки *p* — *тип аралашма* дейилади.

Аралашма атомлари туфайли кристалл панжаранинг майдони идеал соф ярим ўтказгич панжарасининг майдонидан фарқлироқ бўлади. Бу эса тақиқланган зонада *донор сатҳларнинг* вужудга келишига сабаб бўлади. Донор сатҳлар одатда, ўтказувчанлик зонасининг тубига яқин жойлашган бўлади (10.9-расм). Масалан, кремнийга миňъяк аралаштирилган бўлса, $\Delta W_d \sim 0,05$ эВ бўлади. Шунинг учун унчалик юқори бўлмаган температураларда ҳам иссиқлик ҳаракат энергияси донор сатҳдаги электронларни ўтказувчанлик зонасига кўчиришга етарли бўлади. Электр майдон таъсирида бу электронлар ўтказувчанлик зонасининг юқорироқ сатҳларига кўтарилади.

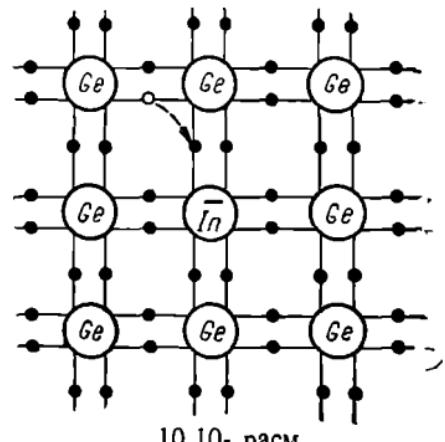
2. Тўрт валентли элемент атомларидан иборат бўлган кристалл панжарасининг баъзи тугунларига уч валентли элемент атомлари жойлашган бўлсин (10.10-расм). Масалан, соф германийга индий қўшилган бўлса, индийнинг учта валент электрони учта қўшни германий атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Тўртинчи германий атоми билан ковалент

ажралиб озод бўлишига етарли бўлади. Шу тариқа ҳар бир аралашма атомидан биттадан электрон ўтказувчанлик зонаси бўлади. Яримўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанилиги механизмидан фарқли равишда кўрилаётган ҳолда фақат электронлар вужудга келади, яъни электрон билан биргаликда тешик вужудга келмайди.

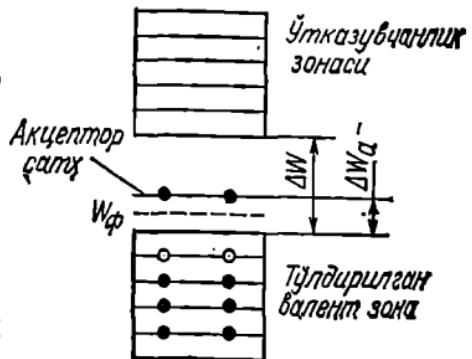
(жуфт электрон) боғланиш тўлдирилмаган бўлади, яъни битта электрон учун бўш жой мавжуд бўлади. Қўшни германний атомларининг бирорта электрони ўз атомидан ажралиб бу бўш жойни тўлдиради. Натижада аралашма атоми атрофидаги боғланиш тўлади, лекин электронини йўқотган германий атоми атрофида тешик вужудга келади. Бу тешик иккинчи германий атомидан ажралиб чиқсан электрон билан тўлдирилиши мумкин. Натижада биринчи атомнинг боғланиши тўлдирилади, аммо иккинчи атомнинг ажралиб кетган электронининг ўрнида тешик вужудга келади. Бу тешик эса учинчи атомдан ажраланган электрон билан тўлдирилиши мумкин ва ҳоказо. Шу тариқа тешик кристалл бўйлаб хаотик равишда кўчади. Агар ярим ўтказгичда электр майдон ҳосил қилинса,

тешик электр майдон кучланганлик вектори йўналишида кўчиб, ярим ўтказгичда тешикили электр ўтказувчанилик мавжуд бўлади. Бундай, электр ўтказувчаниликни *p-type* ўтказувчанилик (лотинча *positiv* — мусбат деган сўзнинг бош ҳарфи олинган) деб ҳам аталади. *p*-тип ярим ўтказгичдаги аралашма атоми кристаллни ташкил этувчи асосий атомнинг электронини қабул қилиб олиши натижасида тешик вужудга келганлиги учун, одатда, уни *акцептор* («қабул қилиувчи» деган маънони англатади) ёки *p*-тип аралашма дейилади.

p-тип аралашмалар туфайли тақиқланган зонада акцептор сатҳи вужудга келади. (10.11- расм). Тўлдирилган валент зонанинг юқори энергетик сатҳидан акцептор сатҳига электроннинг ўтиши учун лозим бўлган энергия ΔW_a тақиқланган зонанинг энергетик кенглигидан анча кичик (одатда $\Delta W_a \sim 0,1$ эВ лар чамасида) бўлади. Бу ўтиш натижасида тўлдирилган валент зонада «бўш» энергетик сатҳлар вужудга келади.



10.10- расм



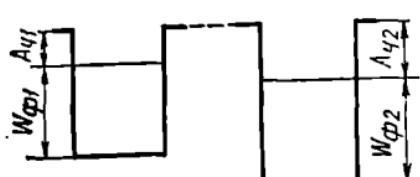
10.11- расм

Электр майдон таъсирида қуириқ сатҳлардаги электронлар юқоририқ сатҳларга күтарилади. Натижада тешиклар электронларнинг күчишига тескари йўналишда кўчади.

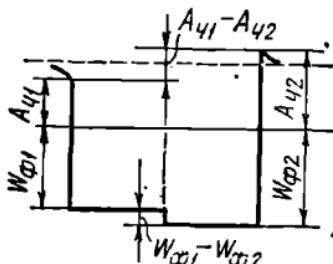
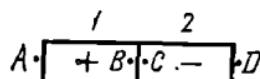
Демак, яримўтказгич аралашмали ўтказувчанлигининг механизми аралашма ва асосий атомларнинг валентлигига боғлиқ. Умуман *паст температураларда яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги асосан аралашмали ўтказувчанликдан иборат бўлади*. Юқоририқ температураларда иссиқлик ҳаракат энергияси валент зонадаги электронларнинг ўтказувчанлик зонасига кўчиришга етарли бўлиб қолади. Натижада хусусий ўтказувчанликка сабаб бўлувчи электрон тешик жуфтлар вужудга келади. Шунинг учун бундай температураларда аралашмали ва хусусий ўтказувчанликларни ҳисобга олиш керак. *Жуда юқори температураларда эса хусусий ўтказувчанлик аралашмали ўтказувчанликдан анча катта бўлганлиги учун аралашмали ўтказувчанликни ҳисобга олмаса ҳам бўлади*.

5-§. Контакт ҳодисалар

Чиқиш ишлари $A_{\psi_1} = e\phi_1$ ва $A_{\psi_2} = e\phi_2$ бўлган зарядланмаган икки метални кўрайлик (10.12-расм). Бу металларда Ферми сатҳлари мос равища W_{ϕ_1} ва W_{ϕ_2} бўлсин. Металлар бир-биридан бирор масофада жойлашган тақдирда улар орасида ҳеч қандай электр майдон вужудга келмайди. Агар бу металларни бир-бирига тегизсак (10.13-расм) электронлар биринчи металдан иккинчи металга ўта бошлайди. Натижада биринчи металл электронларининг бир қисмини йўқотганлиги учун мусбат зарядланади, иккинчи металл эса манфий зарядланади. Шу тариқа бу икки металл орасида потен-



10.12- расм



10.13- расм

циаллар фарқи вужудга келади. Бу потенциаллар фарқи иккниңг бир-бирига тегизилиши, яъни контакти туфайли вужудга келганлиги учун контакт потенциаллар фарқи дейилади.

Электронларнинг бир металдан иккинчи металга ўтиши ниҳоят тез ($\sim 10^{-16}$ с) тугалланади ва мувозанат вужудга келади. Мувозанат вазиятида иккала металнинг Ферми сатҳлари тенг бўлади.

Бир-бирига тегиб турган металларнинг ички нуқталари (*B* ва *C* нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқи контактдаги ички потенциаллар фарқи дейилади. Унинг қиймати контактдаги металлар Ферми сатҳларининг айрмаси билан характерланади:

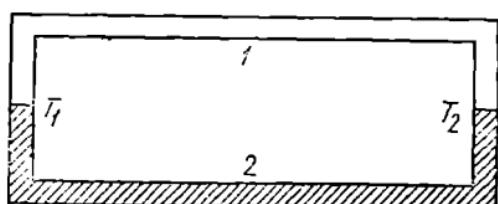
$$U'_k = \frac{W_{\phi_1} - W_{\phi_2}}{e}. \quad (10.2)$$

Одатда тажрибаларда ўлчанадиган контакт потенциаллар фарқи металларнинг сиртига ниҳоят яқин бўлган ташқи нуқталар масалан, металл сиртига $\sim 10^{-9}$ м яқинликда бўлган (*A* ва *D* нуқталар) орасидаги потенциаллар фарқидир. Шунинг учун уни контактдаги ташқи потенциаллар фарқи ёки қисқача контакт потенциаллар фарқи деб аталади. Расмдан кўринишича, унинг қиймати металлардан электронларнинг чиқиш ишларининг фарқи билан характерланиши лозим:

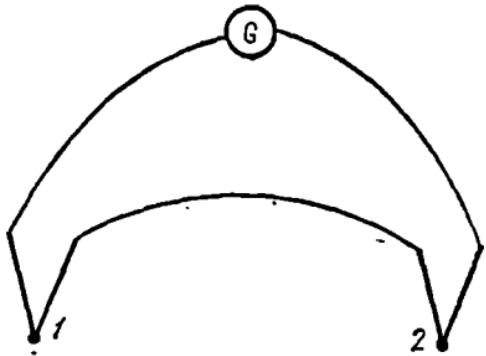
$$U_k = \frac{A_{\phi_1} - A_{\phi_2}}{e} = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (10.3)$$

бу ифодада φ_1 ва φ_2 — мос равища биринчи ва иккинчи металдан электронларнинг чиқиш потенциаллари.

Икки металлиниң бир-бирига тегиши туфайли вужудга келадиган контакт потенциаллар фарқи металларнинг химиявий таркибига ва температурасига боғлиқ. Буни биринчи бўлиб Вольта аниқлаган. Шунинг учун Вольтанинг биринчи қонуни деб аталади. Вольтанинг иккинчи қонуни ҳам мавжуд. Бу қонуига асоссан, бир хил температурадаги бир неча металл бир-бирига кетма-кет уланса, бундай занжирининг энг четки нуқталарида вужудга келадиган потенциаллар фарқи фақат чет-



10.14- расм



10.15- расм

$(T_1 = T_2)$ бўлса, занжирда электр ток вужудга келмайди. Аксинча, агар контактларнинг температуралари турлича бўлса ($T_1 \neq T_2$) занжирда термоэлектр юритувчи куч вужудга келади ва натижада электр ток пайдо бўлади. Бу ҳодиса биринчи марта Зеебек томонидан аниқланган ва унинг номи билан аталади.

Вужудга келувчи термо ЭЮК контактлардаги температуралар фарқига пропорционал экан. Бу эса контакт ҳодисаларнинг кенг қўлланилишига имкон беради:

1. Термопара ёки термоэлемент деб аталувчи қурилмаларда икки турли металлардан тузилган занжирнинг бир контакти температураси аниқ ва ўзгармас бўлган муҳитда (масалан, эриётган муз ичидан) сақланади, иккинчи контакти эса температураси аниқланиши лозим бўлган жисмга (муҳитга) жойлаштирилади (10.15- расм). Занжирдаги гальванометр 1 ва 2 контактлар орасидаги температуралар фарқига мослаб даражаланилади. Бундай қурилма (термопара) ёрдамида жуда паст ва юқори температураларнинг аниқ ўлчаш мумкин (0,01 градусгача).

2. Термобатареяларда иссиқлик энергияни тўғридан- тўғри электр энергияга айлантириш мумкин. Ҳозирги вақтда яром ўтказгичли термоэлектрогенераторларнинг фойдали иш коэффициенти $\sim 15\%$ га етади.

Пельгे ҳодисаси Зеебек ҳодисасига тескари бўлиб, унинг можияти қуйидагича: контактларидағи температуралари бир хил ($T_1 = T_2$) бўлган турли металлардан ташкил топган занжир орқали электр ток ўтказайлик. Бундай занжирда Жоуль—Ленц қонунига асосан ажраладиган иссиқликдан ташқари, контактларнинг биринда қўшимча иссиқлик ажралиб чиқади. Бу иссиқлик миқдори занжирдан ўтаётган ток кучига ва тоннинг ўтиш вақтига пропорционал. Иккинчи kontaktda

ки металларнинг, яъни биринчи ва охирги металларнинг бир- бирига тегизилиши натижасида вужудга келадиган потенциаллар фарқига тенг бўлади.

Икки металлдан берк занжир тузайлик (10.14-расм). Бу занжирда икки контакт мавжуд. Агар бу контактларнинг температуралари бир хил

эса, аксинча, иссиқлик ютилади. Бу иссиқлик миқдори биринчи контактта ажралиб чиққан иссиқликка тенг.

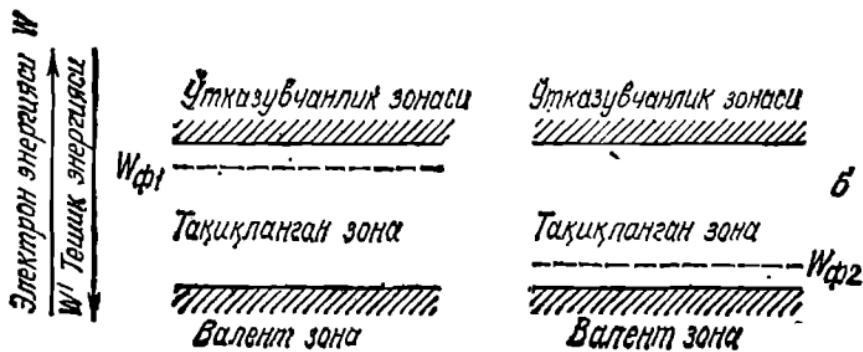
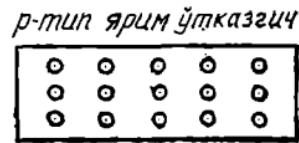
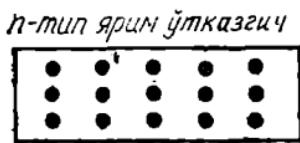
Пельте ҳодисасидан совиткич машиналар (холодильник-лар) да фойдаланилади.

Томсон ҳодисаси эса қүйидагидан иборат: бир жинсли үтказгич бўйлаб температуралар фарқи мавжуд бўлсин. Бундай үтказгич орқали электр ток ўтиш жараёнида, Жоуль иссиқлигидан ташқари, токнинг йўналишига боғлиқ равиша қўшимча иссиқлик миқдори ажралади ёки ютилади.

Томсон ҳодисасини Пельте ҳодисасининг хусусий ҳоли деб қараш мумкин: Пельте ҳодисасида занжирдаги бир жинслимаслик икки бир-бири билан контактда бўлган үтказгичнинг химиявий таркибидаги фарқ туфайли вужудга келади. Томсон ҳодисасида эса занжирдаги үтказгич барча қисмларининг химиявий таркиблари бир хил, лекин температуралари фарқ қиласди. Шунинг учун үтказгичнинг иссиқроқ қисмидаги электронларнинг энергияси совуқроқ қисмидаги электронларнинг энергиясидан каттароқ бўлади. Демак, бир жинсли үтказгич нотекис қиздирилганда бу үтказгичда бир жинслимаслик вужудга келар экан. Бу бир жинслимаслик юқорида баён қилинган эффектни вужудга келтиради.

6- §. $p - n$ - ўтиш

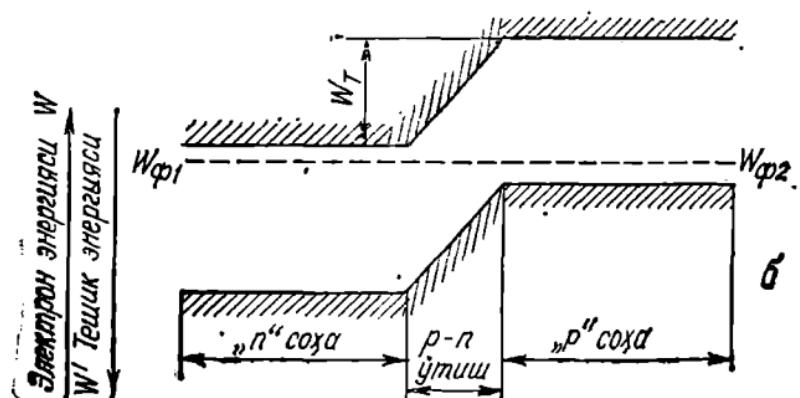
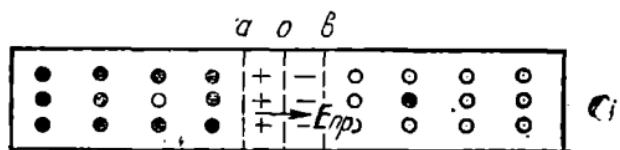
Иккита бир хил элемент (масалан, германий) дан иборат бўлган кристалл парчасини кўрайлил. Биринчи кристаллдаги аралашма атомининг валентлиги бешга, иккинчи кристаллда-



10.16- расм

ги аралашманики эса учга тенг бўлсинн. У ҳолда биринчи кристалл n -тип, иккинчиси эса p -тип ярим ўтказгич бўлади. Бу кристаллар бир-бирига тегмаган (контакт бўлмаган) ҳол 10.16-а расмда тасвиirlанган. Бу расмда биринчи кристаллда p -тип аралашма атомлари туфайли вужудга келган асосий заряд ташувчилар—электронларни доирачалар билан, иккинчи кристаллда p -тип аралашма атомлари туфайли вужудга келган асосий заряд ташувчилар — тешикларни эса айланачалар билан тасвиirlашга шартлашиб оламиз.

Бундан ташқари биринчи кристалл (n -тип ярим ўтказгич) да асосий бўлмаган заряд ташувчилар—тешиклар ва иккинчи кристалл (p -тип ярим ўтказгич) да асосий бўлмаган заряд ташувчилар—электронлар мавжуд бўлади. Бу асосий бўлмаган заряд ташувчилар кристалларнинг хусусий атомлари (биз текшираётган ҳолда германий атомлари) туфайли вужудга келади. Одатда, асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг концентрациясидан анча кам бўлади. Иккала кристалл бир-бирига тегизилмаган ҳолдаги уларнинг энергетик схемалари 10.16-б расмда тасвиirlанган. Бу схемаларни янада соддалаштириш мақсадида тўлдирилган валент зонанинг юқори қисми ва ўтказувчанлик зонасининг туб қисми тасвиirlанган, холос. Расмдан кўриниб турибдики, Ферми сатҳи n -тип ярим ўтказгичда тақиқланган зонанинг юқорироқ қисмida, p -тип ярим ўтказгичда эса тақиқланган зонанинг қўйироқ қисмida жой-



10.17- расм

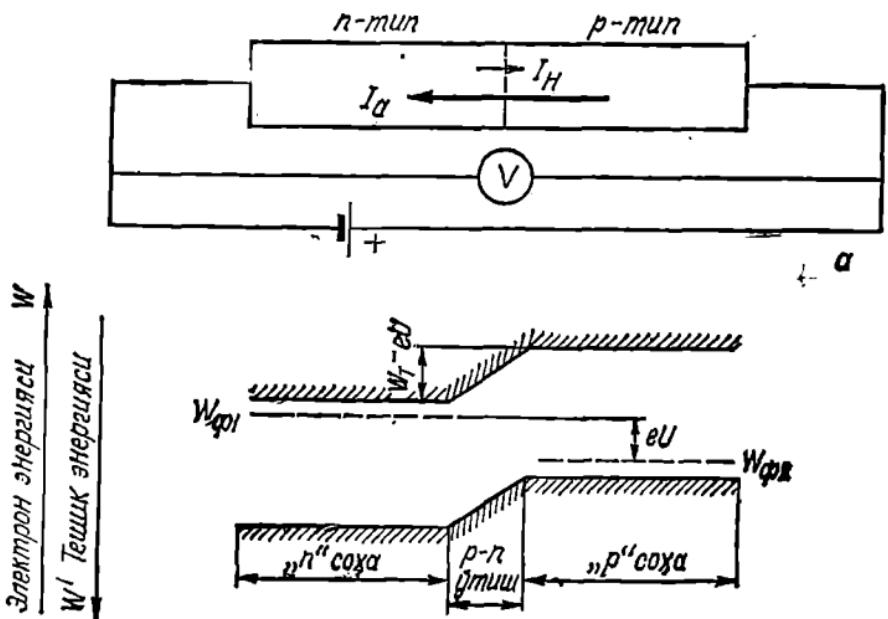
лашган. Энди бу иккала кристаллни бир-бирига шундай жипслаб тегизайлики, натижада улар орасида ниҳоят яхши электр контакт вужудга келсени (10.17-а расм).

Бу контакт орқали биринчи кристаллдаги заряд ташувчилар иккинчи кристаллга ва аксиича, иккинчи кристаллдаги заряд ташувчилар биринчи кристаллга ўта бошлайди. *n*-тип ярим ўтказгичдан *p*-тип ярим ўтказгичга ўтган электронлар *p*-тип кристаллининг «ов» қатламидаги тешиклар билан рекомбинациялашади. Натижада бу қатламда мусбат зарядли тешиклар сони камайганлиги туфайли «ов» қатлам манғий зарядланиб қолади. Аксиича, *p*-тип ярим ўтказгичдан *n*-тип ярим ўтказгичга тешиклар ўтиб, у ерда электронлар билан рекомбинациялашганлиги учун «ao» қатлам мусбат зарядланиб қолади. Демак, турли типдаги ярим ўтказгичларнинг тегиб турган чегаравий соҳасида қўш электр қатлам вужудга келиб, унинг электр майдони $E_{\text{пр}}$ электронларнинг биринчи кристаллдан иккинчисига ва тешикларнинг иккинчи кристаллдан биринчисига янада ўтишига тўсқинлик қила бошлайди. Бошқача айтганда, бу қўш электр қатлам беркитувчи қатлам бўлиб хизмат қилади. Бу қатламдаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси ниҳоятда кичик. Шунинг учун бу қатламнинг электр қаршилиги ниҳоятда катта бўлади. Шундай қилиб, *n* ва *p*-тип ярим ўтказгичларнинг бир-бирига тегиб турган соҳасида (бу соҳанинг қалинлиги 10^{-3} мм лар чамасида бўлади) вужудга келган қатламни *p*—*n*-ўтиши деб аталади. Олдиндан шуни қайд қилиб ўтайликки, икки хил типдаги ярим ўтказгичларни ўзаро бир-бири билан меҳаник равишда жипслаштириш йўли билан *p*—*n*-ўтишини вужудга келтириш мумкин эмас. Лекин ўтишнинг можиятини оддийроқ тушунтириш мақсадида, биз атайлаб шундай ўхшатишдан фойдаланамиз. Кейинчалик *p*—*n*-ўтишини амалга ошириш технологиясининг принциплари билан танишамиз.

Энди, *p*—*n*-ўтишини зоналар назарияси асосида кўриб чиқайлик. *n*- ва *p*-тип ярим ўтказгичлар орасида электр контакт вужудга келтирилса, бу кристалл ягона системани ташкил этади ва Ферми сатҳлари бир хил баландликда жойлашади (10.17-б расм). Бу эса кристаллардаги энергетик зоналарнинг бир-бирига нисбатан силжишига ва бу икки ярим ўтказгичдан иборат системанинг зоналарини 10.17-б расмдагидек кўринишга келишига сабабчи бўлади. Бу расмда электрон қанчалик юқори энергетик сатҳда жойлашган бўлса, унинг энергияси шунчалик катта эканини, тешик эса қанчалик қуийи энергетик сатҳда жойлашган бўлса, унинг энергияси шунчалик катта эканини (чунки тешикнинг заряди

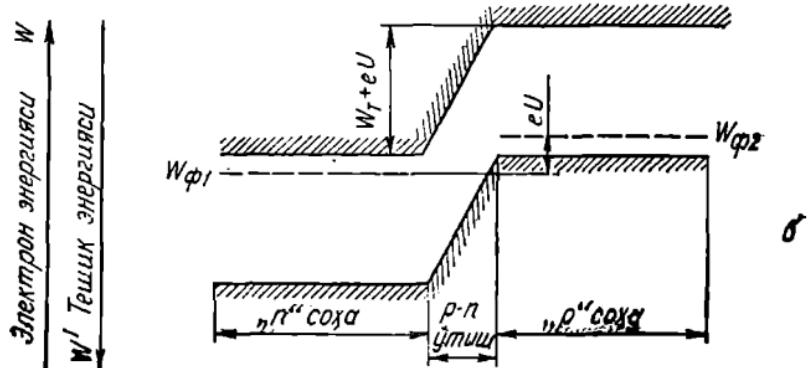
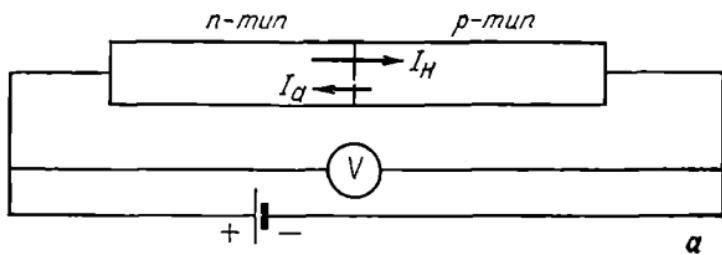
электроннинг зарядига тескари) эслайлик. Расмдан кўриниб турибдики, n -тип ярим ўтказгичдаги электронларниң ўнг томонга ва p -тип ярим ўтказгичдаги тешикларни чап томонга ўтишига баландлиги W , бўлган потенциал тўсиқ қаршилик қилади. Демак, зоналар назариясига асосан, $p-n$ - ўтиш кристаллардаги асосий заряд ташувчилар учун потенциал тўсиқ бўлиб хизмат қилади. Мувозанат вазиятида $p-n$ - ўтиш орқали фақат энергиялари потенциал тўсиқнинг баландлигидан каттароқ бўлган асосий заряд ташувчиларгина ўтади. Бу асосий заряд ташувчиларнинг оқими асосий ток (I_a) деб аталади. Шу вақтнинг ўзида асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳам $p-n$ -тип ўтиш орқали ҳаракат қилиб, ноасосий (I_n) токни вужудга келтиради. Шуни қайд этиш лозимки, асосий бўлмаган заряд ташувчиларга $p-n$ - ўтиш тўсқинлик қилмайди. Аксинча $p-n$ - ўтишга иссиқлик ҳаракат тифайли етиб келган асосий бўлмаган заряд ташувчиларни $p-n$ - ўтишдаги электр майдон (контакт электр майдон E_{np}) бир кристалдан иккинчи кристаллга ўтишига кўмаклашади. Шундай қилиб, бир вақтнинг ўзида $p-n$ - ўтиш орқали қарама-қарши йўналишларда асосий (I_a) ва ноасосий (I_n) токлар мавжуд бўлади. Мувозанат вазиятида бу токларнинг абсолют қийматлари тенг бўлади, шунинг учун $p-n$ - ўтиш орқали натижавий токнинг қиймати нолга тенг бўлади:

$$I = I_a + I_n = 0. \quad (10.4)$$

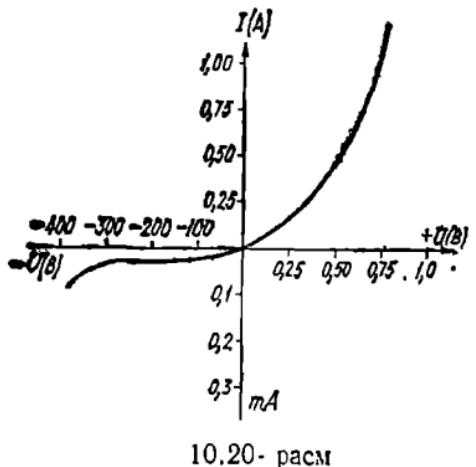


10.18- расм

Агар $p-n$ - ўтишга ташқи кучланиш берилса, нагижавий токнинг қиймати нолдан фарқли бўлади, чунки бу кучланиш мувозанатни бузган бўлади. Ҳақиқатан, p ва n -типдаги ярим ўтказгичлардан иборат кристаллниг « n » соҳасига электр манбанинг манфий қутбини ва « p » соҳасига мусбат қутбини улайлик. Бу улашни (10.18-а расм) *тўғри улаш*, кристаллга берилаётган ташқи кучланиш (U) ни эса *тўғри кучланиши* деб аталади. Тўғри кучланиш натижасида кристаллда вужудга келаётган электр майдоннинг йўналиши $p-n$ - ўтишдаги контакт электр майдоннинг йўналишига тескари бўлади. Бошқача айтганда, тўғри кучланиш контактдаги электр майдонни сусайтиради. Бу эса ўз навбатида энергетик сатҳлар схемасида потенциал тўсиқнинг баландлигини eU миқдорга камайшига сабаб бўлади. Бу ҳол 10.18-б расмда тасвирланган. Потенциал тўсиқнинг пасайини $p-n$ - ўтиш орқали асосий заряд ташувчилар оқимини кучайтиради, яъни асосий токнинг қийматини оширади. Потенциал тўсиқ қанчалик кўпроқ пасайса (бу пасайини эса ташқи кучланиш U га пропорционал) асосий токнинг қиймати шунчалик каттароқ бўлади. Ноасосий токнинг қиймати эса ўзгармайди, чунки асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳаракатига потенциал тўсиқ қаршилик қилмас эди. Демак, $p-n$ - ўтиш орқали оқаётган натижавий токнинг қиймати тўғри кучланишга пропорционал равишда ортиб боради ва кристаллниг « p »



10.19- расм



10.20- расм

соҳасидан « n » соҳаси томон йўналган бўлади (чунки $|I_a| > |I_n|$). Бу йўналишни, одатда, тўғри йўналиши деб аталади.

Кристаллнинг « n » соҳасига кучланиши U бўлган манбанинг мусбат қутбини, « p » соҳасига эса манфий қутбини улайлик (10.19-а расм). Бу ҳолда кучланиши *тескари кучланиши* деб аташ одат бўлган. Тескари кучланиш сатҳлар схемаси-

да (10.19-б расм) потенциал тўсиқ баландлигини eU қадар оширади. Натижада асосий токнинг қиймати камайиб кетади. Ноасосий ток бу ҳолда ҳам ўзгармайди. Демак, бу ҳолда асосий токнинг қиймати ноасосий токнинг қийматидан кичик бўлади, яъни

$$|I_a| < |I_n|. \quad (10.5)$$

Шунинг учун натижавий токнинг йўналиши ноасосий токнинг йўналиши билан бир хил бўлади. Бу йўналишни *тескари йўналиши* дейилади.

Умуман, ҳар иккала ҳолда ҳам натижавий токнинг қиймати p — n -ўтишга берилган кучланишга боғлиқ равишда ўзгаради. Бу боғланиш p — n -ўтишининг вольтампер характеристикиаси дейилади. p — n -ўтишининг вольтампер характеристикиаси 10.20-расмда тасвирланган. Бу расмда кўринниб турибдики, p — n -ўтишининг электр қаршилиги тўғри йўналишда жуда кичик қийматга, тескари йўналишда эса аксинча ниҳоят катта қийматга эга бўлади. Шунинг учун p — n -ўтиш орқали ўтувчи тўғри йўналишдаги токнинг қиймати тескари йўналишдаги токнинг қийматидан жуда (бир неча миллион марта) катта бўлади.

7-§. Ярим ўтказгичли диод ва триодлар

p — n -ўтиш асосида ишлайдиган қурилмалар ҳақида фикрлашишдан олдин p — n -ўтишни ҳосил қилишнинг баъзи бир усуллари билан танишайлик. Юқорида p — n -ўтишни p - ва n -типдаги ярим ўтказгичларни бир-бирига тегизиш йўли билан ҳосил қилиб бўлмайди деб

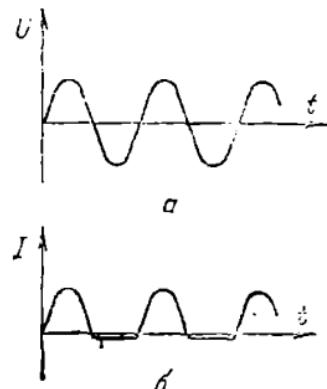
айтгандик. Шунинг учун, одатда, $p - n$ - ўтишни ҳосил қилишда қуйидаги усуллардан фойдаланилади:

1. Масалан, n -типдаги германий кристалининг устига озгина индий кристалининг парчасини қўйиб, уларни астасекин қиздирайлик. Индийнинг эриш температураси 428 К, германийники эса 1215 К. Шунинг учун температура ортиши натижасида индий эрийди, сўнг индий — германий аralашмаси германий кристали ичига бир оз чуқурликкача кириб борган қатламни ташкил этади. Аста-секин совитиш натижасида бу қатлам ҳам кристалланади. Лекин у p -тип кристаллдир. Демак, юқоридаги процесс натижасида асосий кристалл бўлмиш n -тип германий устида p -тип германийдан иборат қатлам вужудга келди. Улар оралиғида эса $p - n$ - ўтиш вужудга келади.

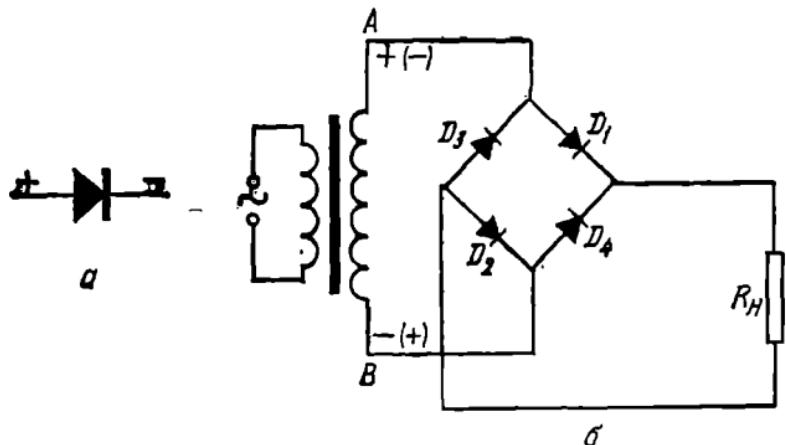
2. Бирор идишга, масалан, n -тип ярим ўтказгич ва ушбу ярим ўтказгичда p -тип ўтказувчанликка сабабчи бўладиган аralашма солайлик. Идишнинг ҳавосини сўриб олиб, уни бирор инерт газ билан тўлдирамиз ва идишни герметик равишда беркитамиз. Қиздириш туфайли аralашма атомлари бурланади ва диффузия ҳодисаси натижасида ярим ўтказгич ичига кириб боради. Аralашма атомлари кириб борган қатлам p -тип ярим ўтказгичга эйланади. Натижада ярим ўтказгич сиртидан унчалик чуқур бўлмаган масофада $p - n$ - ўтиш вужудга келади.

Биз юқорида баён этган $p - n$ - ўтишни ҳосил қилиш усулларидан ташқари анча мураккаброқ технологияли усуллар ҳам мавжуд. Лекин улар устида тўхталмаймиз.

Энди ярим ўтказгичли қурилмаларнинг ишлаш принципи билан танишайлик. Олдинги параграфда танишиб ўтганимиздек, $p - n$ - ўтиш орқали электр ток асосан бир йўналиш (тўғри йўналиш) да оқар эди. $p - n$ - ўтишнинг бу хусусиятидан ўзгарувчан токни тўғрилаш мақсадида фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан, $p - n$ - ўтишга 10.21-*a* расмда тасвирланган синусоидал қонун бўйича ўзгарувчи кучланиш қўйилган бўлсин. Тоқ ярим даврлардаги кучланиш айни $p - n$ - ўтиш учун тўғри кучланиш бўлса, жуфт ярим даврлардагиси эса тескари кучланиш бўлади. Шунинг учун $p - n$ - ўтиш орқали оқаётган ток кучининг вақт-



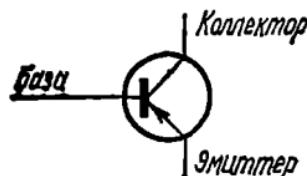
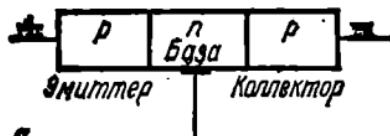
10.21- расм



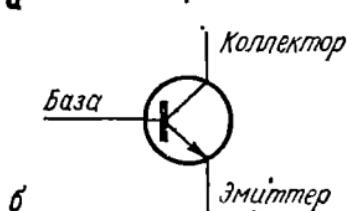
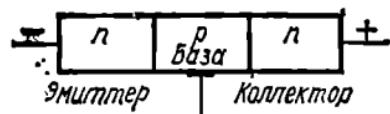
10.22- расм

га боғлиқлиги 10.21-б расмдагидек бўлади. 10.22-а расмда ярим ўтказгичли тўғрилагич (диод) нинг схемаларидағи шартли тасвиirlаниши кўрсатилган. Кўпинча ярим ўтказгичли диодлардан иборат тўғрилагичларнинг кўпприк схемаларидан (10.22-б расм) кенг фойдаланилади. Бу схемага асосан, тўғрилагичнинг ишлаш принципи қўйида-гича: кучланишнинг тоқ ярим даврларида (шартли равишда бу даврларда трансформатор иккиласми чулғамишинг A учи мусбат, B учи эса манфий қутб деб қаралиши мумкин) D_1 ва D_2 диодлар ток ўтказади. D_3 ва D_4 диодлар эса берк бўлади. Натижада ток A нуқтадан диод D_1 , нагрузка қаршилиги R_H , диод D_2 орқали B нуқтага оқади. Кучланишнинг жуфт ярим даврларида (бу даврларда A нуқта манфий, B нуқта эса мусбат қутб деб қаралади) D_3 ва D_4 диодлар ток ўтказади. D_1 ва D_2 диодлар эса берк бўлади. Бунда ток B нуқтадан диод D_4 , нагрузка қаршилиги R_H , диод D_3 орқали A нуқтага оқади. Демак, тоқ ярим даврларда ҳам, жуфт ярим даврларда ҳам, нагрузка қаршилиги орқали ўтувчи токнинг йўналиши бир хил бўлар экан. Шунинг учун тўғрилагичнинг кўпприк схемасида токнинг иккала ярим даврларидан фойдаланиш имконияти туғилади.

$p - n - p$ - ўтишнинг хусусиятларидан фойдаланиб электр сигналларни кучайтирувчи қурилма — ярим ўтказгичли триодлар ясаш мумкин. Одатда бундай қурилмани транзистор деб аталади. Транзисторларнинг тузилиши 10.23-а ва 10.24-а расмларда тасвиirlанган. Транзисторлар учта юпқа қатламдан ташкил топган бўлади. Бу расмларда кўриниб урибдики, транзисторлардаги четки қатламлар ҳамма вақт



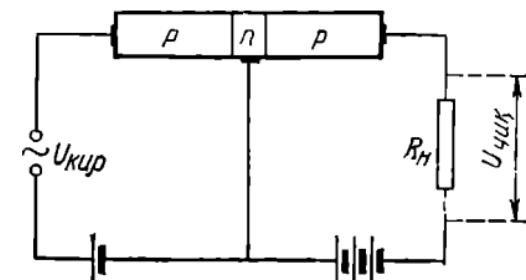
10.23- расм



10.24- расм

бир хил типдаги ўтказувчанликка эга бўлади. Ўртадаги қатламнинг ўтказувчанлиги четки қатламларнидан бошқача бўлади, яъни четки қатламларнинг ўтказувчанлиги p - тип бўлса, ўрта қатламнинг ўтказувчанлиги n - тип бўлиши керак (10.23-*a* расм) ва аксинча (10.24-*a* расм). Транзисторнинг ўрта қатлами база деб, четки қатламлари эса эмиттер ва коллектор деб аталади. $p-n-p$ - ва $n-p-n$ - транзисторларнинг схемаларида тасвирланиши мос равишда 10.23-*b* ва 10.24-*b* расмларда кўрсатилган.

Энди транзистор ёрдамида электр сигнални кучайтириш принципи билан танишайлик. 10.25-расмда $p-n-p$ -транзисторни умумий база бўйича улаш схемаси тасвирланган. Транзисторда иккى $p-n$ - ўтиш мавжуд. Биринчи $p-n$ - ўтиш эмиттер ва база ўртасида, иккинчиси эса база ва коллектор ўртасида. Шунинг учун транзисторни икки бир-бирига қарама-қарши уланган $p-n$ -диодлардан ташкил топган дейиши мумкин. 10.25-расмдаги уланишда кириш диодига (яъни транзистордаги биринчи $p-n$ - ўтишга) тўғри кучланиш, чиқиш диодига (яъни транзистордаги иккинчи $p-n$ - ўтишга) эса тескари кучланиш берилган. Тескари кучланишнинг қиймати тўғри кучланишнинг қийматига қараганда бир неча марта катта. Тўғри кучланиш таъсирида биринчи $p-n$ - ўтиш орқали эмиттердан база томон асосий ток оқади. Бу токни, одатда, эмиттер токи (I_e) дейилади. Эмиттерда асосий заряд ташувчилар — тешиклардир.



10.25- расм

Тешиклар базага ўтгач, қисман базадаги асосий заряд ташувчилар — электронлар билан рекомбинациялашади. Одатда транзистор ясаш вақтида базадаги аралашма атомлари эмиттердаги аралашма атомларидан тахминан бир неча юз марта кам қилиб олинади. Демек, эмиттердаги тешиклар сони ҳам базадаги электронлар сонидан тахминан бир неча юз марта күп бўлади. Шунинг учун эмиттердан базага ўтган тешикларнинг тахминан бир процентча қисми базадаги электронлар билан рекомбинациялашади. Тешикларнинг қолган асосий қисми транзистордаги иккинчи $p - n$ - ўтиш орқали ҳеч қандай қаршиликка учрамай, базадан коллекторга ўтади. Ҳақиқатан, иккинчи $p - n$ - ўтишга тескари кучланиш берилган. Бу кучланиш таъсирида $p - n$ - ўтиш орқали асосий бўлмаган заряд ташувчиларгина ўтади. Кўрилаётган ҳолда (10.25-расм) база вазифасини n - тип ярим ўтказгич бажаряпти. Бошқача айтганда, базадаги асосий заряд ташувчилар — электронлар, асосий бўлмаган заряд ташувчилар эса — тешиклардир. Шунинг учун базадаги тешиклар (базанинг ўзидаги тешиклар ҳам, эмиттердан базага ўтган тешиклар ҳам) тескари кучланиш таъсирида базадан коллекторга ўтиб, коллектор токи (I_k) ни ташкил этади. Юқоридаги мулоҳазаларга асосланиб, коллектор токи эмиттер токига тахминан тенг, деб хулоса қилиш мумкин ($I_k \approx I_s$).

Агар транзисторнинг эмиттер занжиридаги кучланиш бирор қонуният асосида ўзгариб турса, унга монанд равишда эмиттер токининг қиймати I_s ҳам ўзгаради. Эмиттер токининг ўзгариши эса коллектор токининг ўзгаришига сабаб бўлади. Коллектор занжиридаги нагрузка қаршилиги (R_h) да кучланиш тушиши (одатда бу кучланишнинг тушшини чиқиш кучланиши дейилади) нинг қиймати қуидагига тенг бўлади:

$$U_{\text{чиқ.}} = I_k R_h. \quad (10.6)$$

Эмиттер занжиридаги ўзгарувчи кучланишни эса

$$U_{\text{кир.}} = I_s R_{\text{кир.}} \quad (10.7)$$

шаклида ёзиш мумкин. Бунда $R_{\text{кир.}}$ ўзгарувчи кучланиш занжиридаги (занжирнинг кириш қисмидаги) қаршилик.

(10.6) нинг (10.7) га нисбатини олсак, кучланиш бўйича кучайтириш коэффициенти K_U ни топган бўламиз:

$$K_U = \frac{U_{\text{чиқ.}}}{U_{\text{кир.}}} = \frac{I_k R_h}{I_s R_{\text{кир.}}} \approx \frac{R_h}{R_{\text{кир.}}}. \quad (10.8)$$

Хозирги вақтда $K_U \sim 1000$ бўлган германий транзисторлари мавжуд.

Туннел диодлар деб номланган диодларнинг ишлаш принципини $p-n$ -ўтиш соҳасидаги потенциал тўсиқдан электронларнинг туннел эфект туфайли ўтишига асосланган. Бу диодлар ниҳоят кам қувват сарфлайди. Улар ҳисоблаш машиналарида, учирин аппаратларидағи электрон қурилмаларда кенг қўлланилади.

8-§. Ярим ўтказгичларнинг фотоўтказувчанлиги

Электромагнит нурланиш таъсирида ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлигининг ортиши фотоўтказувчанлик билан боғлиқдир. Ярим ўтказгич фотоўтказувчанлигининг можияти билан танишайлик.

1. Соф ярим ўтказгичга электромагнит нурланиш квант тушганда валент зонадаги электрон ўтказувчанлик зонасига ўтиши мумкин (10.6- б расмга қ.) Натижада валент зонада тешик вужудга келади. Бундай ўтиш электромагнит нурланиш квантининг энергияси $h\nu$ ва ярим ўтказгич тақиқланган зонасининг энергетик кенглиги ΔW орасида қўйидаги муносабат бажарилган ҳоллардагина амалга ошади:

$$h\nu \geq \Delta W. \quad (10.9)$$

Бинобарин, электромагнит нурланиш таъсирида соф ярим ўтказгичда қўшимча электрон-тешик жуфтларнинг вужудга келиши хусусий электр ўтказувчанликнинг ортишига, яъни хусусий фотоўтказувчанликка сабаб бўлади.

2. Ярим ўтказгич таркибида аралашмалар мавжуд бўлган ҳолларда (10.9) шарт бажарилмаса ҳам фотоўтказувчанлик амалга ошиши мумкин. Хусусан, ярим ўтказгичда донор аралашма мавжуд бўлса ва

$$h\nu \geq \Delta W_d \quad (10.10)$$

шарт бажарилса, донор сатҳдаги электрон (10.9- расмга қ.) ўтказувчанлик зонасига ўта олади. Агар ярим ўтказгичда акцептор аралашма мавжуд бўлса ва

$$h\nu \geq \Delta W_a \quad (10.11)$$

шарт бажарилса, тўлдирилган валент зонадаги электрон электромагнит нурланиш квантининг энергияси эвазига акцептор сатҳга кўтарилиши мумкин (10.11- расмга қ.).

Натижада электромагнит нурланиш таъсирида аралашмали электр ўтказувчанлик ортади, яъни ярим ўтказгичнинг аралашмали фотоўтказувчанлиги содир бўлади.

9- §. Люминесценцион нурланиш

Баъзи жисмлар ёруғлик, ультрабинафша ёки рентген нурлари таъсирида шуълаланади, бошқача айтганда, бу жисмлар нурланиш чиқаради. Бу нурланишнинг спектри жисмга тушаётган нурларнинг спектридан фарқ қиласди. Бундай нурланиш люминесценция деб аталади. Баён этилган ҳодиса нурлар таъсирида вужудга келганилиги туфайли уни *фотолюминесценция* деб ҳам аталади. Нурлардан бошқа таъсиrlар ҳам люминесценцияни вужудга келтириши мумкин:

1) жисм электронлар ёхуд бошқа зарралар билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўладиган нурланиш (масалан, телевизор экранининг нурланиши) *катодолюминесценция* дейилади;

2) жисмдан электр ток ўтганда *электролюминесценция* кузатилади;

3) химиявий реакциялар туфайли вужудга келадиган нурланиш (масалан, фосфорнинг оксидланишидаги нурланиш) *хемилюминесценция* номи билан юритилади. Демак, люминесценция ҳодисаси рўй бериши туфайли турли хил энергиялар ёруғлик энергияга айланади. Люминесценцион нурланиш чиқарадиган жисмлар ниҳоят кўп: 1) баъзи элементларнинг буғлари ва газлар; 2) баъзи жисмларнинг тузлари ва уларнинг эритмалари; 3) бензол, нафталин, антрацен каби органик жисмлар; 4) таркибига металл ионлари аралашган баъзи ноорганик жисмлар. Бу жисмларнинг ҳаммаси ягона ном билан *люминофорлар* деб аталади.

Люминесценциои нурланиш, иссиқлик нурланишдан фарқли равишда, мувозанатсиз нурланишdir. Бу нурланишнинг вужудга келиши қуйидагича: бирор турдаги энергия таъсирида люминофорнинг бир қанча атом ёки молекулалари уйғонган ҳолатга ўтади. Уларни асосий ёки қуйироқ уйғонган ҳолатга қайтишида эса люминесценцион нурланиш вужудга келади. Бу нурланиш қанча вақт давом этади деган савол түфилиши 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 қиласди. Шартли равишда сўниш вақти ($10^{-9} \div 10^{-8}$ с) бўлган люминесценцияни *флуоресценция* деб, бундан узоқроқ вақт

давом этган люминесценцияни эса фосфоресценция дейлади.

Юқорида баён этилганидек, люминесценциянинг турларикўп. Биз фотолюминесценция устида тўхталиб ўтамиз. Фотолюминесценция учун Стокс қоидаси ўринли: люминесценцион нурланишинг тўлқин узунлиги уйғотувчи ёруғликнинг тўлқин узунлигидан каттароқ бўлади. Квант оптикасида Стокс қоидасини 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 ичидаги содир бўлувчи турли хил жараёнларда бошқа тур энергияларга айланади. Демак, $h\nu < h\nu_0$, яъни $\nu < \nu_0$. Бу тенгсизликни тўлқин узунликлар орқали ифодаласак ($\lambda = c/\nu$ га асосан), $\lambda > \lambda_0$ ҳосил бўлади. Бу Стокс қоидасининг ифодасидир.

Люминесценцион нурланиш спектри люминофорнинг химиявий таркиби ва унинг молекуляр тузилишига бўлиқ. Бу эса люминесценцион нурланишдан фойдаланиб люминофорлик вазифасини ўтаётган жисмни ўрганиш имконини беради. Бундан ташқари люминесценция газ-ёруғлик лампаларда, театрал техникада ҳам қўлланилади.

X I B O V

ЯДРО ФИЗИКАСИ

1-§. Атом ядроининг таркиби ва асосий характеристикалари

Атомнинг ядро модели таклиф этилгандан сўнг, таҳминан саккиз йиллар чамасида ядронинг таркиби ҳақида назарий мунозаралар давом этди, холос. Лекин 1919 йилда Резерфорд азот ядроларини альфа-зарралар билан бомбардимон қилинганда улардан водород ядролари ажралиб чиқишини кузатди. Резерфорд ажралиб чиқсан бу зарраларни *протон* (грекча — «биринчи» деган сўздан олинган) деб атади. Яна бир элементар зарра — нейтронни 1932 йилда Резерфорднинг шогирди Чедвик аниқлади. Шундан сўнг 1932 йилда совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис олимни Вернер Гейзенберг бир-биридан мустақил равишда *атом ядрои протонлар ва нейтронлардан ташкил топган*, деган фикрни илгари сурдилар. Шу тариқа атом ядроининг протон-нейтрон модели яратилди. Протон ва ней-

тронни ягона ном билан **нуклон** деб аталди. Бу ном лотинча *nucleus* «ядро» деган сўздан олинган бўлиб, у протон ва нейтрон ядровий зарралар эканлигини англатади. Ана шу нуклонларнинг асосий характеристикалари билан танишайлик.

Протон мусбат элементар электр зарядга эга бўлган зарра, яъни $q_p = +e = +1,60219 \cdot 10^{-19}$ Кл. Унинг тинчликдаги массаси $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27}$ кг. Атом ва ядро физикасида массанинг атом бирлиги (қисқартиб «м. а. б.» шаклида ёзилади) дан кенг фойдаланилади. Бу бирлик СТ СЭВ 1052 — 78 га асосан рухсат этилган. 1 м. а. б. углерод — 12 атоми массасининг $1/12$ улушкига, 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 асосланаб, масса \mathcal{K} ларда ёхуд эВ ларда ($1\mathcal{K} = 6,2419 \cdot 10^{18}$ эВ) ҳам ифодаланади. Демак,

$$m_p = 1,5033 \cdot 10^{-10} \mathcal{K} = 938,28 \text{ МэВ}, \\ m_n = 1,5054 \cdot 10^{-10} \mathcal{K} = 939,57 \text{ МэВ}. \quad (11.1)$$

Ҳар қандай фермионлар қаби нуклонларнинг ҳам спинлари яримга тенг, яъни $s = 1/2$. Элементар зарралар спинларини квант сон ёрдамида ана шундай ёзиш қабул қилинган. Протон ёхуд нейтроннинг спини $1/2$ га тенг дейилганда, нуклон спинининг ихтиёрий йўналишга (масалан, ташқи магнит майдон йўналишига) проекцияси $\frac{1}{2}\hbar = \frac{1}{2} \times \times 1,05459 \cdot 10^{-34} \mathcal{K} \cdot \text{с} = 0,5273 \cdot 10^{-34} \mathcal{K} \cdot \text{с}$ га тенг эканлигини тушунишимиз лозим.

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

$$\mu_p = +2,79 \mu_\text{я}, \\ \mu_n = -1,91 \mu_\text{я}. \quad (11.2)$$

Бу ифодадаги $\mu_\text{я}$ ядролар ва зарраларни магнит моментларини ўлчаш учун қўлланиладиган ва ядровий магнетон деб аталувчи катталик. Бу тушунча Бор магнетонига қиёсан киритилган. Агар Бор магнетони ифодасининг маҳражидаги электрон массаси m_e ўрнига протон массаси m_p ни қўйсак, ядровий магнетоннинг ифодаси ҳосил бўлади:

$$\mu_\text{я} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}. \quad (11.3)$$

Энди атом ядросини характерловчи катталиклар билан танишайлик. Д. И. Менделеев даврий жадвалидаги элементларнинг тартиб номери Z шу элемент атоми ядросининг зарядини аниқлайди, яъни $q_A = +Ze$. Барча ядролар ичida водород атомининг ядроси энг кичик зарядга, яъни протоннинг заряди $+e$ га teng. Кислород атоми ядросининг заряди $+8e$. Кумушники $+47e$, олтинники $+79e$, уранники эса $+92e$ га teng.

Ядродаги нуклонлар сони, яъни ядро таркибидаги барча протонлар сони Z ва барча нейтронлар сони N нинг йиғиндиси

$$Z + N = A$$

ядронинг масса сони дейилади.

Ядроларни белгилашда элементнинг химиявий символидан фойдаланиб, символнинг юқоридаги ўнг томонида ядронинг масса сони ёзилади. Масалан, Li^7 , Au^{197} ва ҳоказо. Баъзан символнинг пастки чап томонида элементнинг тартиб номери (протонлар сони) ҳам қайд қилинади: $_8^0\text{O}^{16}$, $_{20}^{40}\text{Ca}^{40}$, $_{26}^{54}\text{Fe}^{54}$, $_{75}^{182}\text{Re}^{182}$, $_{92}^{235}\text{U}^{235}$.

Баъзи ҳолларда эса ядродаги протонлар ва нейтронлар сонини акс эттириш учун химиявий символнинг пастки ўнг томонига нейтронлар сони ҳам ёзилади: $_{126}^{209}\text{Bi}^{209}$, $_{92}^{238}\text{U}^{238}$, $_{146}^{238}$.

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: ${}_1^1\text{H}_0^1$ (протий), ${}_1^2\text{H}_1^1$ (дейтерий) ва ${}_1^3\text{H}_2^1$ (тритий). Демак, изотоплар деганда нейтронларининг сонлари билан фарқланувчи айни элемент атомларининг ядроларини тушуниш лозим.

2) N лари бир хил бўлган ядролар *изотонлар* дейилади. Масалар, ${}_7^8N^{15}$, ${}_8^0O^{16}$, ${}_9^8F^{17}$.

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

Ядроларнинг импульс моменплази (ёки оддийгина спинларни) ядро таркибига кирувчи нуклонларнинг орбитал ва хусусий моментларининг вектор йигиндиси шаклида аниқланади. Ядролар спинларининг қийматлари Z ва N ларнинг тоқ ёки жуфтлигига боғлиқ:

а) Z ва N лари жуфт сонлар билан ифодаланган барча ядролар (бундай ядролар жуфт-жуфт ядролар деб аталади) нинг спинлари нолга тенг;

б) Z ва N лари тоқ сонлар билан ифодаланган ядролар (бундай ядролар тоқ-тоқ ядролар деб аталади) нинг спинлари бутун сонли қийматларга (масалан, 0, 1, 2, ...) эга бўлади;

в) нуклонларининг умумий сони $A = Z + N$ тоқ сонли қийматлар билан аниқланадиган ядролар (Z -тоқ, N -жуфт, ёки аксинча, Z -жуфт, N -тоқ бўлиши лозим) нинг спинлари $1/2, 3/2, 5/2$ ва ҳоказо қийматларга тенг бўлади.

Ядронинг магнит моментини ядро таркибидаги нуклонлар хусусий магнит моментларининг вектор йиғиндиси тарзида ифодалаш мумкин эмас. Бу фикримизнинг исботи тариқасида H^2 (дейтерий) ядроси устида мулоҳаза юритайлар. 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 холосага келамиз. У ҳолда дейтерийнинг магнит моменти

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

бўлиши лозим эди. Тажрибаларда эса дейтерийнинг магнит моменти $0,86\mu_{\text{я}}$ га тенглиги топилди. Демак, ядронинг магнит моментида нуклонларнинг хусусий магнит моментларидан ташқари протонларнинг орбитал магнит моментларининг 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:

$$R_{\text{я}} \approx 1,3 \cdot 10^{-A^{1/3}} \text{ м.} \quad (11.4)$$

Ядро модданинг зичлигини эса тақрибий равишда қўйида-гича 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 модданинг зичлиги ядро таркибидаги нуклонлар сонига боғлиқ эмас. Унинг қиймати шу қадар кат-

таки, ядровий модда зичлигидек зичликка эга бўлган жисмдан ясалган, радиуси 200 м чамасидаги шарнинг массаси Ернинг массасига тенг бўлар эди.

2-§. Ядровий кучлар

Ядро ўлчамлари билан танишгандан сўнг қўйидагича мулоҳаза юритишимиз мумкин. Ядро таркибидаги икки протон орасида, Кулон қонунига асосан, миқдори

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

бўлган ўзаро итаришиш кучи таъсир қилиши лозим. Оғир ядроларда (бу ядроларда бир неча ўнлаб протонлар мавжуд) эса кулон кучининг миқдори бир неча минг ньютонга етади. Бундай кучлар таъсирида ядродаги 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 орасида гравитацион кучининг миқдори

$$F_{gp} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} \text{ Н}$$

га тенг, яъни гравитацион куч кулон кучидан тахминан 10^{36} марта кичик. Щунинг учун барқарор ядроларнинг мавжудлигини ядро ичида тортишиш характеристига эга бўлган қудратли ядровий кучлар билан тушунтирилади. *Ядровий кучларнинг хусусиятлари* тажрибаларда яхшигина ўрганилган. Бу хусусиятларнинг асосийлари қўйидагидан иборат:

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

2) ядровий кучларнинг миқдори ўзаро таъсирлашаётган 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 дайтерий (H^2) ҳосил бўлади.

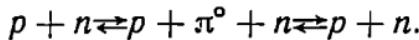
Спинлари антипараллел бўлган нейтрон ва протон Н² ни ҳосил қилмайди;

4) ядровий кучлар тўйиниш хусусиятига эга, яъни ҳар бир нуклон ядродаги барча нуклонлар билан эмас, балки ўзининг атрофидаги чекли сонли нуклонлар билан бир вақтнинг ўзида таъсираша олади. Ядровий кучларнинг бу хусусияти молекуладаги атомларнинг валент боғланишини эслатади. Масалан, водород атоми факат 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 алмасиб 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 алмасиб туриши мумкин. Бошқача айтганда, валент кучларнинг тўйиниш сабаби — уларнинг алмашинувчи кучлар эканлигига эди. Худди шунингдек, ядровий кучларнинг тўйиниши — улар алмашинувчи кучлар эканлигидан далолат беради. Умуман, алмашинувчи кучлар квантомеханик тушунчадир. Бунда икки зарра бир-бири билан учинчи хил заррани доимо алмасиб туриш воситасида боғланган бўлади.

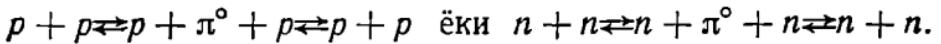
Ҳақиқатан, замонавий тасаввурларга асосан, ядродаги нуклонлар бир-бири билан пи-мезонлар алмасиб туради. Пи-мезонлар уч хил бўлади: мусбат (π^+), манфий (π^-) ва нейтрал (π^0). Протон ва нейтроннинг ўзаро таъсиралиши қўйидагича амалга ошади: протон π^+ чиқариб ўзи нейтронга айланади, π^+ ни нейтронга ютади ва у протонга айланади. Бу жараённи схематик тарзда

$$p + n \rightleftharpoons n + \pi^+ + n \rightleftharpoons n + p \quad \text{ёки} \quad n + p \rightleftharpoons p + \pi^- + p \rightleftharpoons p + n$$

шаклида ёзиш мумкин. Бунда протон ва нейтрон орасида заряд алмашиниши рўй беряпти. Протон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсири π^0 воситасида ҳам рўй бериши мумкин, лекин бу ҳолда нуклонлар заряд алмашмайди:



Протон ва протон ёки нейтрон ва нейтрон орасидаги ўзаро таъсири ҳам π^0 воситачилигига ўтади:



Шундай қилиб, нуклонлар доимо мезон чиқариб ва ютиб туради, яъни улар мезонлар булути билан қопланган бўла-

ди. Хусусан, нейтрон ўз умрининг маълум қисмини $p + \pi^-$ ҳолатда (бундай ҳолат виртуал ҳолат дейилади) ўтказади. π^- нинг орбитал ҳаракати туфайли нейтрон манфий магнит моментга ($\mu_n = -1,91\mu_\text{я}$, эканлигини эсланг) эга бўлади. Худди шунингдек протон маълум муддат $p + \pi^+$ виртуал ҳолатда бўлади. Бу вақт ичида π^+ орбитал ҳаракатда қатнашади. Шунинг учун протоннинг магнит моменти $\mu_\text{я}$ га эмас, балки каттароқ қийматга, яъни $2,79\mu_\text{я}$ га тенг.

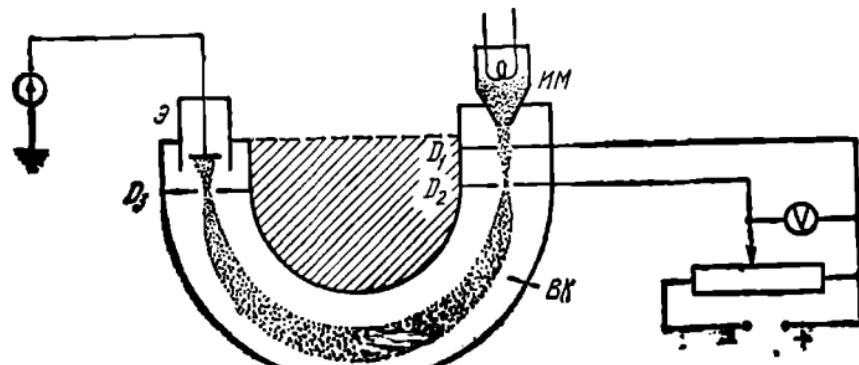
3- §. Ядро массаси ва боғланиш энергияси

Турли элементлар изотопларининг массалари *mass-спектрометр* деб аталувчи қурилмалар ёрдамида етзарлича аниқлик билан ўлчанади. Масс-спектрометрларнинг тузилиши 11.1-расмда тасвирланган. Ион манбаида (ИМ) жисм атомлари мусбат зарядланган ионларга айлантирилади. Сўнгра D_1 ва D_2 тирқишли тўсиқлар оралиғида q зарядли ионлар qU энергиягача тезлатилади, яъни вакуум камерага (ВК) кираётган ионлар учун

$$\frac{mv^2}{2} = qU \quad (11.5)$$

муносабат ўринли бўлади. Бунда m — ионнинг массаси, v — унинг тезлиги. Вакуум камерада ионларга перпендикуляр йўналишдаги бир жинсли магнит майдон таъсир этади. Бу майдон таъсирида ион айланма траектория бўйича ҳаракатланади. R радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланаётган ионга таъсир этувчи марказдан қочма куч индукцияси B бўлган магнит майдон томонидан таъсир этувчи лорентц кучига тенг, яъни

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \quad (11.6)$$



11.1- расм

(11.5) ва (11.6) тенгламаларни бирга ечсак,

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \quad (11.7)$$

ифодани ҳосил қиласиз. 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 тирқишидан ўтиб Э электрометрга тушади, бу эса ўз навбатида электрометр токининг қийматини кескин ошишига сабаб бўлади (11.7) ифодадан фойдаланиб ион массаси аниқланади. Ядро массаси ҳақида ахборот олиш учун ион массасидан унинг таркибидаги барча электронлар массаларини айриш керак, албатта. Масс-спектрометрлар ёрдамида олинган маълумотлар шуни кўрсатадики, ядронинг массаси унинг таркибидаги нуклонлар массаларининг йиғиндиндисидан 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 $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{He}}^1 = (4,031882 - 4,001523)$ м.а.б. = 0,030359 м.а.б. қадар кичик. Бу муаммони қандай тушунмоқ керак? Мазкур саволга жавоб бериш учун нисбийлик назариясининг асосий хулсаларидан бири бўлган энергия ва массанинг эквивалентлиги ҳақидаги принципга мурожаат қиласиз. Бу принципнинг таъкидлашича, агар система бирор ΔW энергия йўқотса ёки қўшиб олса, унинг массаси

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (11.8)$$

қадар камаяди ёки ортади. Шу принципга асосланиб юқоридаги мисолни муҳокама қиласиз. 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 Δm га тенг бўляпти.

Демак, (11.8) муносабатга асосан, нуклонлар бир-бири билан боғланганда (ядро тарзида) уларнинг энергияси

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

га ўзгаради. Бошқача айтганда, Δm — нуклонларнинг боғланиш энергиясини ифодаловчи катталик.

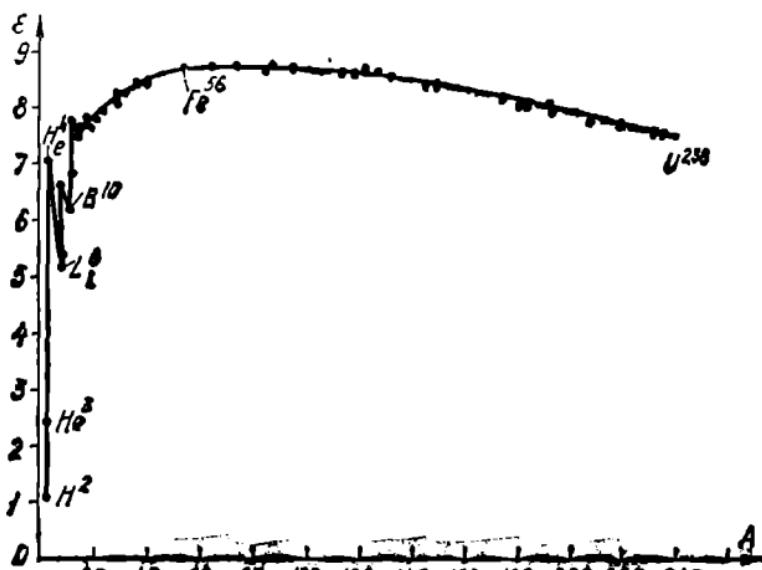
Умуман, физикада (химияда ҳам) боғланиш энергияси дегаңда шу боғланишни бутунлай бузиш учун бажарилиши лозим бўладиган иш тушунилади. Хусусан, ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергияси — ядрони ташкил этувчи нуклонларга бутунлай ажратиш учун сарфланадиган энергиядир. Унинг қиймати қуйидагича аниқланади:

$$W_6 = (Zm_p + Nm_n - m_a)c^2. \quad (11.9)$$

Ядро боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига нисбати, яъни

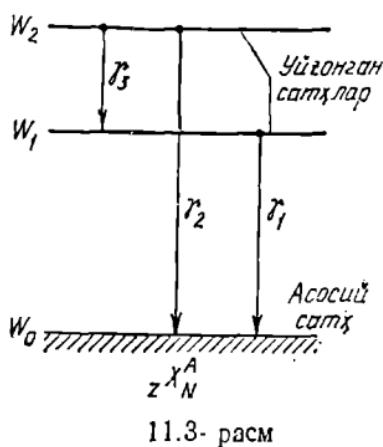
$$\varepsilon = \frac{W_6}{A} \quad (11.10)$$

катталик ядродаги нуклон боғланишининг ўртacha энергияси деб аталади. ε нинг қиймати қанчалик катта бўлса, нуклонни ядродан ажратиш учун ўнчалик кўпроқ энергия сарфлаш керак бўлади. Бу эса ўз навбатида ядронинг мустаҳкамроқ эканлигини билдиради. ε нинг турли ядролар учун қийматлари 11.2-расмда тасвирланган. Абсцисса ўқи бўйлаб ядроларнинг масса сони A жойлаштирилган. Расмдан кўринишича, $A = 50 \div 80$ да ε нинг қиймати мак-



11.2- расм

сумумга ($\sim 8,8\text{МэВ}$) эришади. Энг кичик қиймат эса H^2 мисолида $\sim 1\text{МэВ}$ кузатилади. Масса сони 3 га тенг бўлган H^3 ва He^3 ядролари учун $\varepsilon \approx 2,5\text{МэВ}$. Лекин He^4 ядросида ε нинг қиймати 7МэВ га етади. Шунинг учун ҳам He^4 жуда мустаҳкам ядро сифатида намоён бўлади. Умуман, Менделеев даврий жадвалининг ўрта қисмидаги элементлар ядролари, яъни $40 < A < 120$ билан мустаҳкам боғланган. Нуклонлар сони янада ошган сари ε нинг қиймати камайиб боради. Масалан, уран учун ε нинг қиймати $7,6\text{ МэВга}$ тенг. ε нинг A га боғлиқлик графигидаги $40 < A < 120$ соҳани деярли горизонтал бўлишини ядрорий кучларнинг тўйиниш хусусияти билан тушунтирилади, яъни ядродаги ҳар бир нуклон қолган барча нуклонлар билан эмас, балки фақат ўзининг атрофидаги нуклонлар билан ядрорий кучлар воситасида таъсирашади. $A < 40$ соҳада эса ядролардаги нуклонлар сони унчалик кўп эмас. Шунинг учун ҳар бир нуклон ядродаги барча нуклонлар билан таъсирашади. Бу эса ўз навбатида ε 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, сғир ядроларда ядрорий 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 ядрорий кучларга қаршилик кўрсатади. Бу эса оғир ядроларда ε нинг қийматини камайишига олиб келади. Z протон ва N нейтрондан ташкил топган ядро боғланиш энергиясининг қийматлари бир неча бўлиши мумкин. Бу қийматлар ядронинг турли ҳолатларини ифодалайди. Хусусан, ядронинг асосий ҳолатига боғланиш энергиясининг энг кичик қиймати W_0 мос келади. Боғланиш энергиясининг каттароқ қийматлари эса ядронинг уйғонган ҳолатларини характерлайди. Шунинг учун ядро боғланиш энергиясининг мумкин бўлган $W_i > W_0$ қийматлари айни ядронинг энергетик сатҳларини ифодалайди. 11.3-расмда ядронинг асосий ва уйғонган энергетик сатҳларни тасвирланган. Ядро бир уйғонган ҳолатдан қўйироқ уйғонгани ҳолатга ёки асосий



Холатга ўтганда электромагнит нурланиш чиқаради. Бу нурланиш гамма-квант ёки гамма-нур (γ деб белгиланади) деб аталади. Чиқариладиган γ-нурларнинг энергияси ядронинг бошланғич ва охирги холатларини характерловчи энергетик сатҳлар фарқига тенг. Масалан, 11.3-расмда тасвириланган γ_1 -квант энергияси $W_1 = W_0$ га, γ_2 -квант энергияси эса $W_2 = W_0$ га тенг. Лекин юқориоқ сатҳдан қўйироқ сатҳга ўтишларнинг барчаси ҳам амалга ошавермайди. Умуман, ўтишлар интенсивлиги (яъни эҳтимоллиги) сатҳларнинг квант характеристикаларига боелиқ. Ўтишлар интенсивлинингнинг тафсилоти анча мураккаб бўлиб, улар устида тўхталмаймиз.

4-§. Радиоактивлик

Радиоактивликни биринчи марта 1896 йилда француз олимни Беккерель кузатган, уран ва унинг бирималари ўз-ўзидан чиқарган нурлар шаффоғмас (ёруғлик учун) жисмлардан паррон ўтган, фотопластинкага таъсир қилган, ҳавони ионлаштирган. Кейинчалик, радиоактивлик ҳодисасини ўрганишга бир қатор олимлар, айниқса Пьер Кюри ва унинг рафиқаси Мария Кюри-Складовская катта ҳисса қўшдилар. Умуман, радиоактивлик ҳодисасида химиявий элементнинг бекарор 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 емирилаётган изотопларни табиий шароитларда учраши ёки учрамаслигига, холос. Радиоактивлик ҳодисаси туфайли радиоактив ядролар емирилиб борган сари камайиб боради. Радиоактив емирилиш

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (11.11)$$

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, λ эса емирилиш доимиёси деб аталувчи катталик, кўпинча λ ўрнига ярим емирилиш даври (τ) деб аталадиган катталикдан фойдаланилади: λ ва τ лар орасида қўйидаги боғланиш мавжуд:

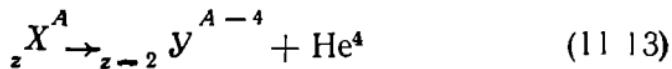
$$\lambda \tau = \ln 2 = 0,693. \quad (11.12)$$

Радиоактив изотопнинг ярим емирилиши даври т шундай вақт интервалики, бу вақт ичида мавжуд радиоактив ядроларнинг ярми емирилади. Айни радиоактив изотоп учун т ўзгармас катталик. Унинг қиймати ташқи шаротилларга (температура, босим, магнит ёки электр майдонлари нинг таъсирига) ва радиоактив ядроларни қандай химиявий бирималар таркибида эканлигига боғлиқ эмас. т нинг қийматлари турли радиоактив ядролар учун турлича, масалан, секунднинг улушларидан миллион йилларгача бўлиши мумкин.

Таркибида радиоактив ядролар мавжуд бўлган моддаларни радиоактив манбалар ёки препаратлар дейилади. Радиоактив препаратнинг характеристикаси сифатида препарат активлиги деган физик 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 оид адабиётларда препарат активлигининг кюри (Ки) деб номланган бирлиги учрайди: $1\text{Ki} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{Бк}$. Лекин СТ СЭВ 1052 — 78 га асосан 1980 йил 1 январдан бошлаб бир қатор бирликлар (хусусан кюри) дан фойдаланиш тўхтатилди.

Энди радиоактивлик турлари билан танишайлик.

Альфа-емирилиши. Мазкур емирилишда радиоактив ядро α -зарра (He^4 ядрори) чиқариб, заряди икки бирликка, масса сони эса тўрт бирликка кичик бўлган ядрога гайланади. α -емирилиш схематик тарзда қўйидагича ёзилиши мумкин:



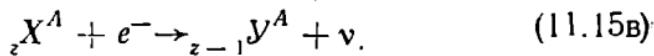
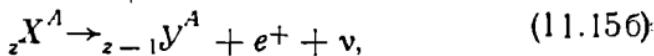
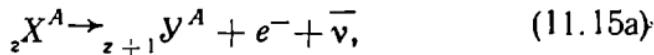
бунда X — емирилаётган (она) ядронинг химиявий символи, Y — емирилиш туфайли вужудга келган (бола) ядронинг химиявий символи. α -емирилишни энергетик нуқтai назардан муҳокама қиласайлик. Олдинги параграфда ядрони унинг таркибидаги барча нуклонларга нисбатан боғланиш энергияси ҳақида мулоҳаза юритгандик. Худди шундай мулоҳазаларни барча нуклонларга нисбатан эмас, балки унинг таркибий қисмларига нисбатан юритиш мумкин. Масалан, ${}_z^A X$ ядрони α -зарра (He^4) ва ${}_{z-2}^A Y$ ядродан ташкил топган деб ҳисоблаш мумкин. Бу икки ташкил этувчига нисбатан

ядронинг боғланиш энергияси- нинг қиймати

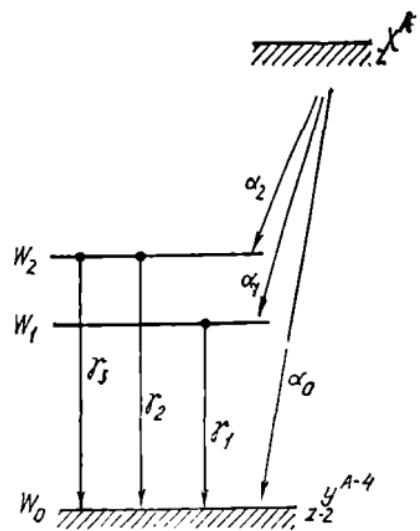
$$\epsilon_{\alpha} = [m_{(z-2)}Y^{A-4}] + \\ + m_{(2)}He^4 - m_{(z)X^A} c^2 \quad (11.14)$$

бўлади. Агар $\epsilon_{\alpha} > 0$ бўлса, zX^A ядродан α -зарра ажралиб чиқмайди. zX^A — ядродан α -заррани ажратиш учун миқдори ϵ_{α} га тенг энергия сарфлаш керак. Аксинча, $\epsilon_{\alpha} < 0$ бўлганда, zX^A ядро ўз-ўзидан α -зарра ва $z-2Y^{A-4}$ ядрога ажралади. Бу жараёнда $|\epsilon_{\alpha}|$ га тенг энергия ҳам ажралади, у α -зарра ва $z-2Y^{A-4}$ ядролар орасида тақсимланади. α -емирилишнинг шартли схемаси 11.4- расмда тасвирланган. Баъзи ҳолларда бола ядронинг асосий ҳолати эмас, уйғонган ҳолати амалга ошиши мумкин. Натижада α -зарранинг энергияси бир неча дискрет қийматларга эга бўлади. Бу ҳолларда γ -нурлар чиқариш воситасида бола ядро уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтади.

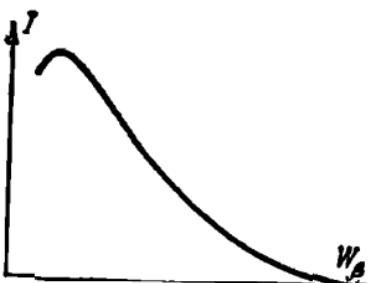
Бета-емирилиши. Бета-емирилишнинг уч тури мавжуд: β^- -емирилиш; β^+ -емирилиш; электрон ютиш. Уларнинг схемаси қўйидагича ёзилади:



Бу схемалардан кўринишича, β^- -емирилишда ядродан электрон ажралиб чиқади, β^+ -емирилишда эса позитрон ажралиб чиқади. Электрон, позитрон .. Ахир ядро протон ва нейтронлардан ташкил топган бўлса, электрон ёки позитрон қаердан олинади? — деган савол туғилади. Бу саволга жавоб қўйидагича. β -емирилишларнинг учала турида ҳам ядронинг масса сони ўзгармайди. Лекин ядро заряди бир бирликка ўзгариади. β^- -емирилишда ядродаги битта нейтрон

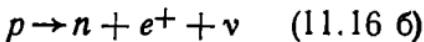


11.4- расм



11.5- расм

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



β -емирилишнинг учинчи турида, яъни электрон ютиш жараёнида ядро электрон қобиқдаги (асосан K - қобиқдаги) электронни юлади. Бу электрон ядродаги бирор протон билан қўшилиб қўйидаги



схема бўйича нейтронга айланади.

(11.15) ва (11.16) ифодалардаги ν ва $\bar{\nu}$ ҳарфлар билан нейтрино ва антинейтрино белгиланган. Бу зарралар ҳақидаги тушунчалар β -емирилишни тушунтиришда вужудга келган қўйидаги икки муаммони бартараф қилиш учун киритилади.

1) β -зарраларнинг энергетик спектри дискрет эмас, балки узлуксиз бўлиб чиқди (11.5-расм). β -зарраларнинг энергиялари жуда кичик миқдордан айни радиоактив ядро учун характерли бўлган максимал қийматгача бўлган интервални эгаллайди.

2) β -емирилишда бир нуклон иккинчи хил нуклонга айланади ва бу жараёнда β -зарра ҳосил бўлади. Иккинчи томондан, протон, нейтрон ва β -зарра (электрон ёки позитрон) нинг спини $1/2$ га teng. Демак, импульс моментининг сақланиш қонуни бажарилиши учун β -емирилиш жараёнида β -заррадан ташқари спини $1/2$ га teng бўлган яна бир зарра чиқарилиши лозим деган фикр илгари сурилди. β^+ -емирилишда чиқарилиши лозим бўлган заррани нейтрино деб, β^- -емирилишдагисини эса антинейтрино деб аталди. Нейтрино „кичик нейтрон“ деган маънени беради. β -емирилишларда заряднинг сақланиш қонуни бажарилади. Шунинг учун ν ва $\bar{\nu}$ лар электронейтрапл бўлиши керак. Бу зарраларнинг мавжудлиги 1956 йилда исботланди. Юқорида баён этилган β -зарралар спектрининг узлуксизлиги ҳам шу зарралар мавжудлиги билан боғлиқ: электрон (ёки позитрон) ва антинейтрино (ёки нейтрино) энергияларининг йигиндиси айни радиоактив емирилиш учун доимий катталик 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 ўртacha массали бўлакларга ажралади. Бу бўлаклар, одатда, β-зарралар ва γ-нурлар чиқариб емирилади. Спонтан бўлиниш оғир ядроларда кузатилади.

5-§. Ядровий нурланишлар ва уларни қайд қилиш усуллари

Ядровий нурланиш деганда электронлар, протонлар, γ-квантлар, α-нурлар, нейтронлар каби зарраларнинг оқими тушунилади. Ядровий нурланиш жисмдан ўтаётганда турли физик ҳодисалар рўй беради. Бу ҳодисалардан нурланишини қайд қилувчи қурилмаларда фойдаланилади. Шунинг учун қурилмалар тафсилотини баён қилишдан олдин зарядли зарралар ва γ-нурларнинг жисм билан таъсири шуви ҳақида фикрлашиб олайлик. Зарядли зарралар, асосан, жисм атомларининг электронлари билан ўзаро таъсирилашади. Натижада жисм атомлари ионлашади ёки уйғонган ҳолатга ўтади. Зарядли зарра электрон билан ҳар бир тўқнашганда ўз энергиясининг бир қисмини йўқотади. Масалан, α-зарра ҳавода ҳаракатланаётганда бир жуфт ион ҳосил қилиш жараёнида ~35 эВ энергия йўқотади. Агар α-зарра энергияси 3МэВ бўлса, унинг батамом тормозланишида тахминан $1,3 \cdot 10^5$ жуфт ион ҳосил бўлади. α-зарранинг массаси етарлича катта бўлгани учун у электрон билан тўқнашгач, ўз йўналишини деярли ўзгартирмайди. Енгил зэрралар эса, масалан, электрон, тўқнашув натижада каттароқ бурчакларга оғади. Шунинг учун электроннинг йўли оғир зарраларники сингари тўғри бўлмайди.

Юқори энергияли зарядлнган зарралар тормозловчи жисм ядроларининг электр майдонида ҳаракатланаётганда электромагнит нурланиш (тормозланишдаги нурланиш) чиқариш ҳисобига ҳам энергияларини йўқотади. Лекин бу эффект енгил зэрралар (масалан, электронлар) учун аҳамиятга эга. Гамма нурлар жисмдан ўтаётганда уларнинг сочилиши ва ютилиши содир бўлади. Бунда асосан, фотоэффект, комптон эффиқти ва электрон-нейтрон жуфтларнинг ҳосил бўлиши кузатилади. Бу учала жараёнда ҳам γ-нурларнинг жисм билан таъсирилашув туфайли электронлар ҳосил бўлади. Бу электронлар ўз навбатида муҳит атомларини ионлаширади. Демак, ядровий нурланишнинг жисмга таъсири жисм атомларининг ионлашишига сабаб бўлади. Натижада жисм нурланиш энергиясини ютади. Жисмнинг ионланиш даражасини ва жисм ютган энергияни ха-

рактерлаш учун қуидаги катталиклардан фойдаланилади:

1. *Ионловчи нурларнинг ютилган дозаси* — нурланиш тушаётган жисмнинг бирлик массаси томонидан ютилган ионловчи нурланиш энергияси. Унинг СИ даги ўлчов бирлиги — грей (Гр). Жисмнинг 1 кг массасига ионловчи нурланишнинг 1Ж энергияси берилганда ютилган доза 1Гр бўлади, яъни $1 \text{ Гр} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$.

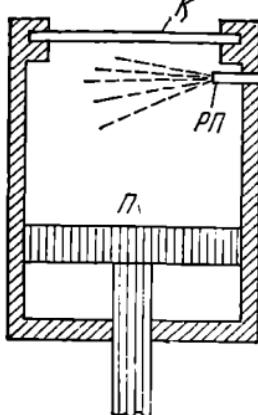
2. *Керма* — билвосита ионловчи нурланиш туфайли бирлик массали жисмда вужудга келган зарядли зарралар кинетик энергияларининг йиғиндиси. Керма инглизча «Kinetic Energy Released in Material» сўзларнинг бош ҳарфларидан олинган. Керма ҳам грей (Гр) ларда ўлчанади. Лекин керма ва ютилган доза бир-биридан фарқ қиливчи физик катталиклардир. Бу фарқнинг можияти қуидагича: ютилган доза тушунчаси бевосита ионловчи нурланишлар (масалан зарядли зарралар) га нисбатан қўлланилади. Керма тушунчаси эса бевосита эмас, балки билвосита ионловчи нурланишни характерлайди. Масалан, ү-квантлар ёки нейтронлар жисмга тушганда уларнинг ўзлари тўғридан-тўғри жисм атомларини ионлаштируйди, балки жисм атоми ёки атомининг ядрои билан таъсиралиши туфайли зарядли зарралар ҳосил бўлади. Бу зарралар эса жисм атомларини ионлаштиради, бошқача айтганда, ү-нурлар ёки нейтронлар жисмга тушганда жисм атомларини билвосита ионлаштиради.

3. *Рентген ва гамма нурланишнинг экспозицион дозаси* — нурланишнинг ҳаводаги ионловчи таъсирини характерловчи катталик бўлиб, у қуруқ атмосфера ҳавоси (зичлиги $1,293 \text{ кг}/\text{м}^3$ бўлган атмосферанинг Ер сиртига яқин қатламидаги ҳаво) нинг бирлик массасида рентген ва ү-нурланиш вужудга келтирадиган бир хил ишорали ионларнинг умумий заряд миқдори билан аниқланади. СИ даги ўлчов бирлиги — Кл/кг.

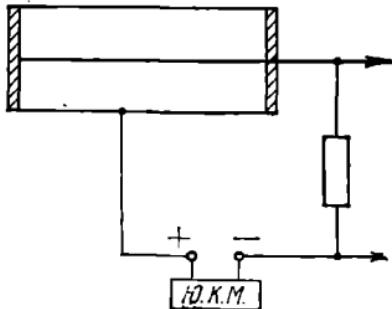
4. *Нурланишнинг эквивалент дозаси* — тирик организм, тўқима ёхуд органда нурланиш таъсирида вужудга келадиган ёмон (салбий) оқибатларнинг ўлчовидир. Ўлчов бирлиги — зиверт (Зв):

$$13 \text{ в} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}.$$

Адабиётларда ютилган дозанинг рад, экспозицион дозанинг рентген ва эквивалент дозанинг бэр деб номланган ўлчов бирликлари учрайди. Бу бирликлар қўлланилмайди.



11.6- расм



11.7- расм

Улардан СИ даги бирликларга қуйидаги муносабатлардан фойдаланиб ўтиш мумкин:

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

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

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

Вильсон камераси (11.6-расм) цилиндрическимон ҳажмдан иборат бўлиб, унинг юқоридаги К қопқоғи шаффоф жисмдан ясалган. Қамерада ҳаво ва сув буғининг аралашмаси бор. Радиоактив препарат РП дан чиқаётган ядровий нурланиш йўлида ионлар ҳосил бўлади. Агар P поршени ҳаракатга келтириш йўли билан камера ҳажмини кескин ортирасак, температура пасайиб кетади ва ҳар бир ион атрофида сув буғи томчилар сифатида конденсацияланади. Ионлар атрофида вужудга келган барча томчилар биргаликда зарра траекторияси бўйлаб чизиқча шаклини ҳосил қиласи. Бу чизиқчани зарранинг треки (изи) деб аталади. Камера юқорисидаги фотокамера ФК ёрдамида бу трекларнинг суратини олиш мумкин. Агар Вильсон камераси кучли бир жинсли магнит майдонга жойлаштирилса (буни академик Д. В. Скобельцин таклиф этган), зарралар Лорентз кучи таъсирида эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади, яъни уларнинг треклари эгри чизиқдан иборат бўлади. Трекнинг эгрилик радиуси зарранинг массаси, заряди ва тезлигига боғлиқ. Шунинг учун бу характеристикаларни магнит майдон катталиги ва трек радиуси орқали ҳисоблаб топиш мумкин.

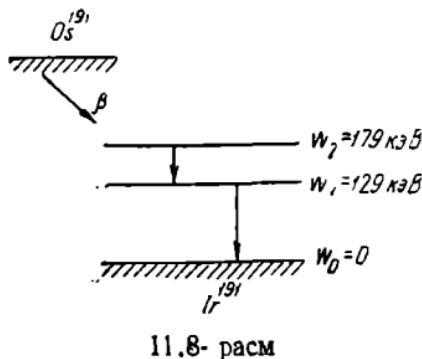
Гейгер — Мюллер счётчикида (11.7-расм) цилиндрическимон металл найчанинг икки асоси герметик равишда беркити-

лади. Найчанинг ўқи бўйлаб ингичка сим ўтказилади. Сим ва найча (улар бир-биридан изоляцияланган, албатта) счётикнинг электродлари вазифасини ўтайди. Счётик ҳажми, одатда, метил спиртнинг буғлари ва аргоннинг аралашмаси билан тўлдирилади. Счётикнинг электродларига юқори кучланишлар манбай (Ю. К. М) дан потенциаллар фарқи берилади. Счётик 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 иккиласмачи ионлашувни вужудга келтиради. Булар эса ўз навбатида яна янги ионларни ҳосил қилиди. 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 маҳсус радиосхема ёрдамида қайд қилинади.

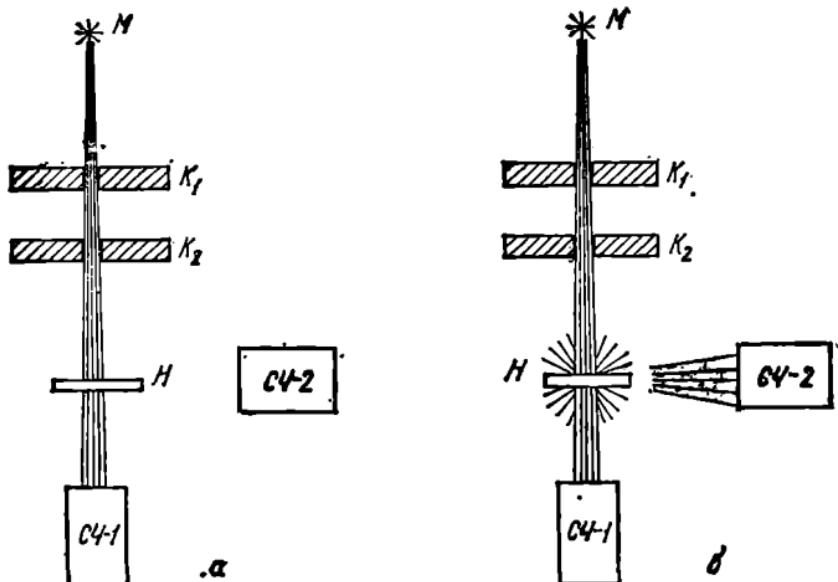
Қалин қатламли фотоэмульсияларда зарралар изини фотосуратга олиш мумкин. Тез ҳаракатланаётган зарра фотоэмульсия (фотоэмульсия—желатинанинг сувли эритмасидаги AgBr кристаллчалариридир) молекулаларини ионлаштиради ва унинг кристаллчаларини қорайтиради. Зарранинг фотоэмульсияда қолдирган изининг қалинлиги ва узунлигига қараб унинг энергиясини ва бошқа характеристикаларини аниқлаш мумкин. Фотоэмульсиялар усулидан, юқори энергияли зарраларнинг реакциядан кейинги учиш манзарасини қайд қилишда, янги элементар зарраларни ўрганишда ва космик фазони тадқиқот қилишда кенг фойдаланилади.

6-§. Мёссбауэр эффекти

Ядро ўйғотилган W_1 ҳолатдан асосий ҳолат W_0 га ўтганда энергияси $\hbar\omega = W_1 - W_0$ бўлган γ -квант чиқаради.



Агар ядро худди шу энергияли γ -квантни ютса у асосий ҳолатдан W_1 энергияли ўйғонган ҳолатга ўтади. γ -нурланишнинг бундай ютилиши резонанс ютилиши дейилади. Резонанс ютилишни кузатиш учун тажрибани қуйидагича амалга ошириш керак. γ -нурланишларнинг манбай сифатида бирор радиоактив препаратдан фойдаланиш мумкин.



11.9- расм

Масалан, Os^{191} ядроши β^- -емирилиш туфайли Ir^{191} ядрошига айланади (11.8-расм). Лекин Ir^{191} нинг асосий ҳолати әмас, балки энергияси $W_2 = 171$ кэВ бўлган уйғонган ҳолати вужудга келади. Ядро бу сатҳдан $W_1 = 129$ кэВ сатҳга, сўнгра асосий ҳолатга ўтади. $W_1 \rightarrow W_0$ ўтишда вужудга келадиган γ -нурланишдан фойдаланайлик. Бунинг учун γ -нурларни Ir^{191} атомларидан ташкил топган нишонга йўналтириш керак. Тажриба қурилмаси схематик тарзда 11.9-расмда тасвирланган. M манбадан чиқаётган γ -нурланишлар H нишонга K_1 ва K_2 коллиматорлар ёрдамида йўналтирилади. Коллиматор лотинча collino (тўғри чизиқ бўйлаб йўналтираман) сўзидан олинган. У оптикада қўлланилган тирқишли тўсиққа монанд вазифани бажаради. Лекин коллиматорнинг тўсувчи қисми γ -нурларни ютадиган дараҷада қалин бўлиши керак, албатта. Коллиматордан ўтган γ -нурлар йўналишида нишоннинг орқа томонига биринчи счётчик СЧ-1 ни, γ -нурлар йўналишига перпендикуляр равишда нишоннинг ён томонига иккинчи счётчик СЧ-2 ни жойлаштирайлик. Нишондаги ядроларда γ -нурланишнинг резонанс ютилиши рўй бермаган ҳолда (11.9-а расм) СЧ-2 га γ -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 γ -

квантларни санайди. Нишондаги ядроларда γ -нурла-нишнинг резонанс ютилиш ҳодисаси содир бўлган ҳолда манзара ўзгача бўлади, γ -квантни ютиб уйғонган ҳолатга ($W_1 = 129$ кэВ) ўтган ядролар маълум Δt (ядронинг W_1 ҳолатда яшаш давомийлиги) вақтдан сўнг γ -нурланиш чиқариб, асосий ҳолатга қайтади. Лекин чиқарилаётган бу нурланиш барча томонларга (11.9-б расмга қ.) тарқалади. Шунинг учун СЧ-2 ҳам санай бошлайди. СЧ-1 нинг санофи эса аввалги ҳолдагига, яъни γ -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 санофини камайиб кетиши нишонда γ -нурланишнинг резонанс ютилиши содир бўлаётганлигидан далолат беради. Бу саноқ қанчалик кўпроқ камайса резонанс ютилиш шунчалик кескинроқ амалга ошаётган бўлади. Лекин баён этилган тарзда амалга оширилган тажрибаларда нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилмайди. Бунинг сабаби нимада? Мазкур саволга жавоб бериш учун Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатига мурожаат қиласайлик. Бу муносабатга асоссан, уйғонган ҳолатнинг нурланиши қанчалик тез содир бўлса, яъни уйғонган ҳолат энергиясининг қийматидаги ноаниқлик шунчалик кўпроқ бўлади. Фақат барқарор (яъни стабил) ядро асосий ҳолатнинг энергетик қийматигина аниқ ($\Delta W = 0$) бўлади, холос. Бошқа барча ҳолатлар энергиясининг қийматларида ноаниқлик мавжуд, яъни $\Delta W \neq 0$. Масалан, тажрибада қўлланилаётган Ig^{191} ядроросининг $W_1 = 129$ кэВ деб белгиланган ҳолатдаги яшаш давомийлиги $\Delta t \approx 10^{-10}$ с. Ядро бу ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиш жараёнида чиқарилган γ -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 γ -нурланишнинг номонохроматиклигига сабаб бўлади. Номонохроматиклик ана шу катталиқ билан характерланади ва уни γ -нурланиш чизифининг табиий кенглиги (Γ) деб номланади. Муҳокама қилинаётган мисолда $\Gamma \approx 6 \cdot 10^{-6}$ эВ. Мазкур катталиқ γ -нурланиш энергиясининг ниҳоят кичик улушкини ташкил этади, яъни $\Gamma/W_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ эВ/ $129 \cdot 10^3$ эВ $\approx 4 \cdot 10^{-11}$.

Энди, ядро γ -квант чиқараётган вақтда содир бўладиган қуйидаги ҳодисага эътибор берайлик. γ -нурланиш чиқараётган ядро ва нурланган γ -квант битта системани

ташкил этади. Бунни мүлтиқ ва ундан чиқиб кетаётган ўқдан иборат системага ўхшатиш мумкин. Шунинг учун чиқарилган γ -квантнинг импульсига миқдоран тенг, лекин тескари йўналишдаги импульсга ядро ҳам эга бўлиши, яъни у «тепки» олиши лозим. Бу «тепки» натижасида ядро мъйлум кинетик энергияга эришади. Бошқача айтганда, ядронинг уйғониш энергияси, яъни $W_1 = 129$ кэВ фақат γ -квант энергияси тарзида нурлантирилмайди. Аксинча, мазкур энергия γ -квант ва ядро орасида тақсимланади. Бу тақсимот ядро ва γ -квант массаларига тескари пропорционал равишда содир бўлади. Ўчалик мураккаб бўлмаган ҳисоблар муҳокама қилинаётган мисолда ядро «тепки» туфайли $T_\gamma \approx 0,05$ эВ кинетик энергияга эришишини кўрсатади. Бу учалик катта энергия эмас, лекин нурланиш чизиғининг табиий қенглигидан $\sim 10^4$ марта катта. Демак, чиқарилаётган γ -нурланишнинг энергияси ядронинг уйғониш энергиясидан T_γ қадар кичик, яъни $W_\gamma = W_1 - T_\gamma$. Бу γ -квант нишонга тушганда энергиянинг T_γ га тенг қисми нишон ядросига импульс беришга сарфланади. Натижада нишон ядросини уйғотиш учун қолган энергиянинг қиймати $W_1 - 2T_\gamma$ га тенг бўлади. Бу эса W_1 энергия билан характерланувчи ҳолатни уйғотишга етарли эмас. Шунинг учун тажрибада γ -нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилмайди.

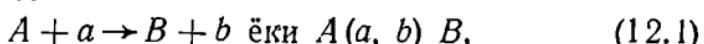
1958 йилда ёш физик Р. Мёссбауэр (у 1929 йилда туғилган) баён этилган муаммони ҳал қилиш йўлини ишлаб чиқди. γ -нурланиш чиқараётган ядронинг «тепки»сини камайтириш учун ниҳоят паст температуралардан фойдаланилди. Манба ва нишон 88 К температурагача совитилди. Бундай паст температураларда кристаллдаги ядроларнинг иссиқлик тебранишлари шу қадар камайиб кетадики, кристалл парчаси фақат мустаҳкам ягона системадек ҳаракатланиши мумкин, холос. Бундай кристалл таркибидаги бирор ядро γ -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 γ -квант чиқарилиш жараёнида кристаллга «тепки» сифатида бериладиган энергияни амалда нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун бундай «музлатилган» кристалл таркибидаги ядролар чиқараётган γ -нурланишларни деярли монокроматик деб ҳисобласа бўлади. «Деярли» сўзини ишлатишимиёнинг сабаби шундаки, бу нурланишнинг энергетик тарқоқлиги (яъни ΔW) мавжуд. Лекин бу тарқоқлик γ -нурланиш чиқариш чизиғининг табиий қенглиги Γ дан ортмайди. У эса ниҳоят кичик $\Gamma/W = 4 \cdot 10^{-11}$. Ни-

шондаги ядролар худди манбадагилардек «музлатилади». Натижада нишонга тушаётган γ -нурланиш энергияси ядрони уйғотишига етарли бўлади. Шунинг учун Мёссбауэр амалга оширган тажирбаларда γ -нурланишнинг резонанс ютилиши кузатилди.

XII Б О Б ЯДРОВИЙ РЕАКЦИЯЛАР

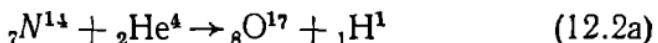
1-§. Ядервий реакцияларнинг асосий қонуниятлари

Икки зарра (икки ядро ёки ядро ва зарра) бир-бири билан 10^{-15} м лар чамасига яқинлашганда ядервий кучларнинг таъсири түфайли ўзаро интенсив таъсирлашади, натижада ядервий ўзгаришлар вужудга келади. Бу жараённи ядервий реакциялар деб аталади. Ядервий реакцияни қуидагича ёзиш одат бўлган:



бунда A — бошланғич ядро, a — реакцияга киришувчи зарра, b — ядервий реакцияда ажралиб чиқувчи зарра, B — ядервий реакцияда вужудга келган ядро, a ва b зарралар — нейтрон, протон, альфа-зарра, гамма-квант, енгил ядролар ёки бошқа элементар зарралар бўлиши мумкин.

Биринчи ядервий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. Бунда азотни α -зарралар билан бомбардимон қилиш натижасида кислород ва протон ҳосил бўлган. Юқорида баён этилган ядервий реакцияларни ёзиш усулига асосланиб мазкур реакцияни



ёки ихчамроқ қуидаги



кўринишда ифодалаш мумкин.

Реакцияларнинг турлари кўп. Лекин реакцияга киришувчи зарраларнинг табиатига асосланиб уч синфга: 1) зарядли зарралар; 2) нейтронлар; 3) γ -квантлар таъсирида амалга ошадиган реакцияларга ажратиш мумкин.

Реакцияларни амалга ошиш механизми бўйича уларни икки синфга шартли равишда ажратса бўлади:

1. Ядервий реакцияларни оралиқ ядро срқали амалга ошиши. Бунда реакция икки босқичда ўтади. Биринчи босқичда зарра ядро томонидан ютилади. Вужудга келган системани оралиқ ядро ёки компаунд ядро деб аталади. Иккинчи босқичда эса оралиқ ядро смирилади. Демак, реакция

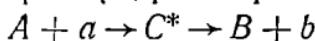


схема бўйича амалга ошиди. C^* ядронинг (бундандаи юлдузча ядронинг уйғонган ҳолатини ифодалайди) яшаш давомийлиги анча катта — тахминан ($10^{-14} \div 10^{-15}$) с бўлади. Ядро физикасида ядервий вақт тушунчасидан фойдаланиш одат бўлган. Ядервий вақт деганда энергияси 1 МэВ бўлган нуклон ($v \sim 10^7$ м/с га мос келади) ядронинг диаметрига ($\sim 10^{-14}$ м) тенг масофани босиб ўтиши учун кетган вақт

$$\tau_a = \frac{10^{-14} \text{ м}}{10^7 \frac{\text{м}}{\text{с}}} = 10^{-21} \text{ с}$$

тушунилади. Демак, оралиқ ядронинг яшаш давомийлиги ядервий вақтдан $10^6 \div 10^7$ марта катта.

2. Заррани ядро билан бевосита ўзаро таъсирлашуви туфайли амалга ошидиган реакциялар. Мисол тариқасида дейтон (H^2) ни ядро билан ўзаро таъсирлашувини баён қилийлик. Ядрога яқинлашган дейтоннинг протонини ядро и гарид юборади (иккласининг ҳам заряди мусбат бўлганини учун). Дейтоннинг нейтрони эса ядрога кириши мумкин. Натижада дейтон бўлинниб кетади, яъни унинг нейтронини ядро ютади, протони эса ядрога кирмасдан ўтиб кетади. Буни баъзан, «узиб олиш» реакцияси деб ҳам аталади.

Ядервий реакцияларни тажрибаларда ўрганиш туфайли реакцияларда сақланиш қонунларининг бажарилиши аниқланди:

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

2. Ядервий реакцияга киришаётган зарралардаги нуклонларнинг тўлиқ сони реакциядан кейин ҳам сақланади, яъни реакцияда ҳосил бўлган зарралар нуклонларининг тўлиқ сонига тенг бўлади. Бу икки қонуннинг бажарилишини қўйидаги жадвалда келтирилган ядервий реакциялар мисолида текшириб кўриш мумкин.

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

3. Ядрсий үеакцияларда массасынг сақланиш қонуни (ва энергиянинг сақланиш қонуни ҳам) бажарилади. Бу икки қонунни биргаликда баён қыммоқчилигимизнинг сабаби масса ва энергия ўзаро $W = mc^2$ муносабат билан босланганлыгидадир. Ядрсий үеакцияни (12.1) белгиланишига амал қиласылдады. У ҳолда ядрсий үеакцияга киришаётган зарраларнинг тинчликдаги массаларини m_A ва m_a деб, үеакцияда вужудга келган зарраларниң эса m_B ва m_b деб белгилаймиз. Уларнинг кинетик энергияларини мос равища T_A , T_a , T_B , T_b деб белгилайлай. Натижада үеакцияга киришаётган зарралар түлиқ энергияларининг йиғиндиси үеакцияда вужудга келган зарралар түлиқ энергияларининг йиғиндисига тенглигини қўйидагича ифодалаймиз:

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

Мисб ҳадларни группаласак, бу ифода қўйидаги

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

кўринишга келади. Бу тенгликнинг ўнг томони үеакция натижасида вужудга келдиган энергия ўзаришини ифодалайди. Ядрсий үеакцияда ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган энергияни *реакция энергияси* деб аталади ва одатда, Q ҳарфи билан белгиланади. У ҳолда

$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 + (T_B + T_b) - (T_A + T_a). \quad (12.3)$$

Агар $Q > 0$ бўлса, зарралар тинчликдаги массасининг камаюви ҳисобига зарралар кинетик энергиясининг ортиши кузатилади. Бу ҳолда *эксозенергетик үеакция* амалга ошаётган бўлади. Эксозенергетик үеакция ($T_A + T_a$) 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.

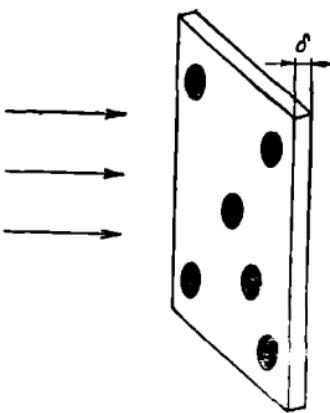
Агар $Q < 0$ бўлса, *эндоенергетик үеакция* содир бўлади. Бунда зарралар кинетик энергиясининг камаюви ҳисобига уларнинг тинчликдаги массалари ортади. Шунинг учун үеакцияга киришаётган зарралар кинетик энергиялари етарлича катта бўлиши, яъни $(T_A + T_a) = |Q| + (T_B + T_b)$ шарт бажарилиши керак.

Энди ядрсий ўзаро таъсир эҳтимоллигини характерлаш учун қўлланиладиган *эффектив кесим* тушунчаси билан ташшайлик. Бунинг учун қўйидаги хаёлий тажриба устида мулоҳаза юритайлик. Нишон сифатида қўлланилаётган бир

жинсли жисм таркибидаги ядролар концентрацияси, яъни бирлик ҳажмдаги ядролар сони n бўлсин. Нишоннинг қалинлиги δ шундай бўлсинки, (12.1-расм), ундаги ядролар бир-бирини тўсмасин. Бу нишонга тушаётган зарраларнинг зичлиги (яъни нишоннинг бирлик юзидан бирлик вақтда ўтадиган зарралар сони) N бўлсин. Бу зарраларнинг ҳаммаси ҳам нишондаги ядролар билан тўқнашмайди, албатта. Чунки тўқнашиш содир бўлиши учун зарра нишондан учиб ўтаётганда унинг йўлида ядро мавжуд бўлиши керак. Агар ядрони радиуси r_a бўлган шарча деб тасаввур қилсан, унинг кўндаланг қесими $\sigma' = \pi r_a^2$ юзли доира бўлади. Нишоннинг бирлик юзига мос келган ҳажмдаги ядролар сони $n \delta$ га, бу ядролар кесимларининг умумий юзи эса $\sigma' n \delta$ га тенг бўлади. Бу юзинг қиймати қанчалик катта бўлса, нишонга тушаётган заррани ядродан бирортаси билан тўқнашишининг 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 қесим юзига тенг экан. Лекин зарра ядро билан тўқнашганда ҳамма вақт ҳам биз қизигаётган ядрорий реакция содир бўлавермайди. Умуман, ядрорий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги зарра ва нишоннинг параметрларига, айниқса, зарранинг энергиясига беғлиқ. Бундан ташқари ядрорий реакцияни қаттиқ зарра билан сферик шаклдаги қаттиқ ядронинг тўқнашиши каби тасаввур қилиш ҳам ҳақиқатга унчалик мос келмайди. Натижада ядрорий реакцияни содир бўлиш эҳтимоллиги заррани ядро билан тўқнашиш эҳтимоллигидан миқдоран фарқ қиласди. Бошқача қилиб айтганда, бирор ядрорий реакцияни содир бўлиш эҳ-



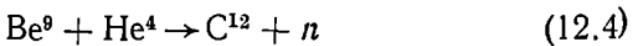
12.1-расм

тимоллиги аслида σ' га эмас, балки ундан фарқланувчи σ қийматга эга бўлади. Бу қиймат ядронинг кўндаланг кесимига эмас, балки қандайдир эффектив кесимга мос келади. Шунинг учун ядровий реакциянинг содир бўлиш эҳтимоллигини эффектив кесим орқали характерлаш одат бўлган. Эффектив кесим m^2 ларда ўлчанади.

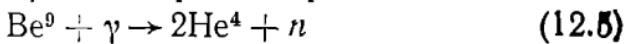
2- §. Нейтронлар

Асримизнинг ўттизинчи йиллари ядро физикаси тарихида шу билан характерлики, бу даврда α -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 α -зарралар билан бомбардимон қилинганда вужудга келадиган нурланиш парафин ёхуд таркибида водород бўлган босқа 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 α -зарралар таъсирида вужудга келадиган «бериллий нурланиши» массаси протон массасига яқин бўлган электроннейтрал 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



шэклда ёзамиз. Бу реакциядан ҳанузгача нейтронларнинг ихчамгина манбани сифатида фойдаланилди. Бундай манбаларни бериллий металига α -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 ($\text{Po} - \text{Be}$) 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 фойдаланилди. Масалан, Bi^{214} нинг 1,78 МэВ энергияли γ -квантлари таъсирида



реакция туфайли энергияси ~ 110 кэВ бўлган моноэнергетик нейтронлар ҳосил бўлади. Эркин ҳолатдаги (яъни ядро таркибига кирмаган) нейтрон β^- -радиоактив емирилишга мойил. Унинг ярим емирилиш даври ~ 12 минут. Емирилиш қўйидаги

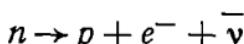


схема бўйича содир бўлади.

Нейтронлар бирор муҳитдан ўтаётганда, муҳит атом ва молекулаларининг электрон қобиқлари билан деярли таъсирлашмайди. Сабаби — нейтронларнинг электр зарядга эга эмаслигидир. Нейтронлар фақатгина муҳит атомларининг ядролари билан таъсирлашади, холос. Бу таъсирлашув нейтроннинг тезлигига (яъни энергиясига) боғлиқ. Нейтронларнинг тезлиги бўйича шартли равишда тез ва секин нейтронларга ажратилади:

1) де-Бройль тўлқин узунликлари ($\lambda = h/m_n v$) ядро радиуси r_λ дан кичик бўлган нейтронлар [бунга (0,1 \div 50) МэВ энергиялар мос келади] *тез нейтронлар* деб аталади;

2) нейтронларнинг де-Бройль тўлқин узунликлари ядро радиусидан катта бўлган ҳолларда (бунга 0,1 МэВ дан кичик энергиялар мос келади) уларни *секин нейтронлар* деб номланади.

Тез нейтронларнинг ядролар билан таъсирлашуви, асосан, сочилишдан иборат. Сочилиш икки хил бўлади.

1. Нейтрон ядро билан эластик тўқнашганда унга ўз кинетик энергиясининг бир қисмини беради. Бериладиган энергия ядро ва нейтрон массаларининг нисбатига боғлиқ. Шунинг учун енгил ядролар билан тўқнашганда нейтроннинг энергияси анчагина камаяди. Масалан, таркибида сув (H_2O) бўлган муҳитлар орқали ўтиш жараёнида нейтрон протон (H^1) га ўз энергиясининг тахминан ярмини беради. Натижада муҳитдаги протонлар билан k марта тўқнашган нейтроннинг энергияси 2^k марта камаяди. Хусусан, бошланғич энергияси 5 МэВ бўлган нейтроннинг энергияси 22 тўқнашувдан сўнг тахминан ~ 1 эВ бўлиб қолади. 12.2-расмда тез нейтроннинг сувдаги протонлар билан тўқнашув жараёнида босиб ўтган йўли тасвирланган. Тажрибаларнинг кўрсатишича, энергияси ~ 5 МэВ ли нейтрон сувда $\sim 0,2$ м чамасидаги масофани босиб ўтади, холос. У ҳолда қўйидаги савол туғилиши мумкин: бирор муҳитда ҳаракатланаётган нейтроннинг энергияси қачонгача камайиши мумкин? Маълумки, муҳит таркибидаги зарралар доимо иссиқлик ҳара-



12.2- расм

катда қатнашиб туради. Иссиклик ҳаракат энергияси ($\sim kT$) мұхит температурасы билан аниқланап әди. Хусусан, хона температурасыда ($T \sim 300$ К) бу энергияның қиймати 0,25 әВ га тенг. Шу қийматта әриш-

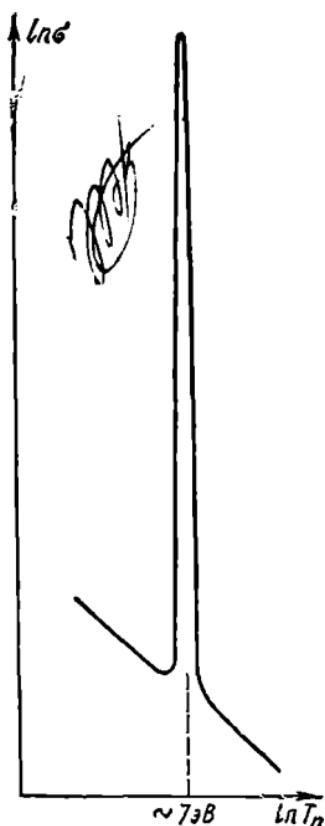
ған нейтроннинг энергияси бошқа камайыш мүмкін әмас, чунки нейтрон мұхит зарралари билан иссиқлик мувоза-натда бўлади. Бошқача айтганда, бундай нейтрон мұхит зарралари билан тўқнашганда баъзан уларга энергия берса, баъзан эса энергия олади. Энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига тенг бўлган нейтронларни *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 γ -нурланыш 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 кэВ лар чамасида. Шунинг учун бу ҳолларда ноэластик сочилиш кузатилади. Бироқ бир неча тўқнашувдан сўнг нейтрон энергияси камайиб кетади. Натижада бу нейтроннинг ядро билан ноэластик тўқнашиши мүмкін бўлмай қолади.

Нейтронларнинг ҳаракетли хусусиятлари шундаки, улар мұхитда ҳаракатланиши давомида эртароқ ёки кечроқ бирор ядро ичига кириб боради ва ядовий реакцияни амалга оширади. Нейтронлар таъсиридаги ядовий реакцияларда протонлар, дейтонлар, α -зарралар ва γ -квантлар чиқарилиши мүмкін. Вужудга келган ядролар, баъзан, радиоактив бўлади. Оғир ядролар эса нейтронлар таъсирида бўлиниши мүмкін. Бундан ташқари барча элементларнинг ядролари томонидан нейтронларнинг, айниқса, иссиқлик нейтронларнинг тутилиши содир бўлади. Тажрибаларнинг кўрсатишнча, мұхитга тушаётган нейтронлар энергиясининг баъзи қийматларида мұхит ядролари томонидан нейтронларни ту-

тилиши жуда интенсивлашиб кетади, яъни мазкур реакция эффектив кесими кескин ошиб кетади. Бу ҳодиса нейтронларнинг резонанс тутилиши деб аталади. 12.3-расмда U^{238} ядрои томонидан нейтронлар тутилиши эффектив кесимининг графиги тасвирланган. Нейтронлар энергиясининг 7 эВ га тенг қийматида резонанс тутилиш ҳодисаси кузатилади. Бунда σ нинг қиймати $\sim 10^4$ марта ортади, яъни $4 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$ дан $2,3 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ гача ошиб кетади. Демак, кинетик энергияси 7 эВ бўлган нейтрон U^{238} ядро билан қўшилиши туфайли вужудга келган система (яъни оралиқ U^{239} ядро) нинг тўлиқ энергияси шу U^{239} ядронинг уйғонган ҳолатларидан бирининг энергиясига айн и тенг бўлади. Шунинг учун 7 эВ энергияли нейтронларнинг ядро томонидан ютилиш эҳтимоллиги кескин ортиб кетади. Шундай қилиб, нейтронлар электронейтрал зарралар бўлганлиги туфайли улар бевосита муҳитни ионлаштирумайди.

Лекин нейтронларнинг муҳит ядролари билан таъсирилашуви туфайли турли эффективлар вужудга келади. Масалан: а) тез нейтронларнинг эластик сочилишида ядронинг «тепки» олиши; б) нейтронлар ноэластик сочилгандан сўнг ядронинг (асосий ҳолатга қайтиш жараёнида) γ -квант чиқариши; в) нейтронлар таъсирида содир бўлган реакцияларда оралиқ ядронинг емирилиши туфайли зэрядли зарралар ва γ -квант чиқиши; г) нейтрон таъсирида ядронинг бўлинниши; д) нейтрон тутилиши туфайли вужудга келган сунъий радиоaktivlik. Баён этилган бу эффективларни қайд қилиш йўли билан нейтронлар ҳақида билвосита ахборотга эга бўлиш мумкин.



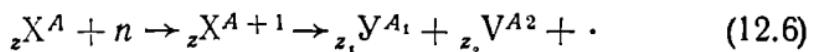
12.3- расм

3- §. Ядроларнинг бўлинниши

Э. Ферми (Италия), И. Жолио-Кюри ва П. Савич (Франция), О. Ган ва Ф. Штрасман (Германия), О. Фриш ва Л. Майтнер (Австрия) ларнинг тажрибалари ва назарий изла-

нишлари туфайли нейтронлар билан бомбардимон қилинган оғир ядролар (масалан, уран) ни икки қисмга бўлиниши аниқланди. Бундан ташқари нейтронлар, электронлар ва γ -нурланишларнинг ҳам вужудга келиши кузатилди. Бу ҳодиса ядро бўлиниши деб ном олди. Бўлиниш жараёнида вужудга келган (Менделеев даврий жадвалининг ўртарофидаги элементларига тааллукли) ядроларни эса бўлиниш парчалари деб аталди.

Бу ҳодиса ни ядро физикасига оид билимларимиз асосида талқин қилиб қўрайлик. Нейтрон ${}_z X^A$ ядрога киргач, унинг нуклонлари орасида ўралашшиб қолади. Натижада янги ${}_z X^{A+1}$ 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 қўйидагича ёза оламиз:



Х ядрони Y ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A \quad (12.7)$$

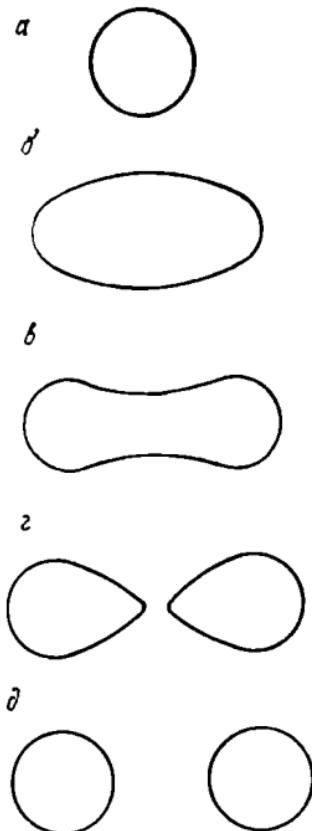
ифоданинг ишорасига боғлиқ. (12.7) да ε_1 , ε_2 , ε лар мосравишида бўлиниш парчалари — Y ва V ҳамда X ядролардаги битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Даврий жадвалнинг ўрта қисмидаги элементлар ядролари учун нуклоннинг ядрога боғланиш энергияси (яъни ε_1 ва ε_2 лар) нинг қийматлари жадвал охиридаги оғир ядроларники (яъни ε) га нисбатан $\sim 0,8$ МэВ катта. Шунинг учун Q нинг ишораси мусбат бўлади. Бундан ташқари X ядронинг нуклонлари Y ва V ядролар орасида тақсимланганлиги учун

$$Z_1 + Z_2 = Z \text{ ва } A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (12.8)$$

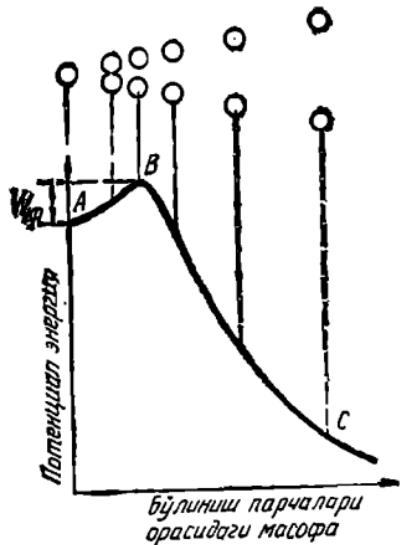
деб ҳисоблаш мумкин. Натижада оғир ядро (масалан, U^{235}) икки ўртачароқ ядрога ажралганда $Q \approx A \cdot 0,8$ МэВ энергия ажралиши лозим, деган холосага келамиз. Қизиғи шундаки, (12.7) ифода асосида ҳисоблашлар масса сони 100 дан катта бўлган барча ядролар учун Q нинг ишораси мусбат эканлигини кўрсатди. Демак, назарий жиҳатдан $A > 100$ бўлган ядролар ўз-ўзидан, яъни спонтан бўлиниши мумкин. Y ҳолда нима учун спонтан бўлиниш фақат оғир ядроларда кузатилади? Ҳақиқатан, спонтан равишида оғир ядрони икки ўртачароқ ядрога ажралиши элементлар даврий жадва.

лининг охиридаги баъзи ядроларда совет физиклари Г. Н. Флеров ва К. А. Петржаклар томонидан кузатилди. Лекин спонтан бўлиннинг тажрибада аниқланган эҳтимоллиги жуда кичик, яъни ярим емирилиш даври ниҳоят катта. Масалан, уран учун $0,8 \cdot 10^{16}$ йилга тенг. Демак, юқоридаги саволни қўйидагича ифодаласа ҳам бўлади: нима учун иккига ажралишга нисбатан $Q > 0$ бўлган ядроларнинг бўлининиши амалга ошириш учун ташқаридан бирор таъсир берилиши керак? Бу саволга жавоб бериш учун ядронинг томчи моделидан фойдаланилади. Мазкур модельда атом ядроси суюқлик томчисига ўхшатилади. Шунинг учун ядронинг бўлиниш жараёнини баён қилишдан олдин суюқлик томчиси устидаги мулоҳазаларга тўхтаб ўтайлик. Агар шарсимон суюқлик томчисини астагина туртсан, у деформацияланиб, «нафас олаётгандек» тебранади. Бунда томчининг шакли шарсимондан эллипсоидсимонга, ундан яна шарсимонга ўтади. Шу тарзда маълум

вақт тебрангач, томчи яна шарсимон шаклини олади, чунки бу шакл томчи учун асосийдир. Агар томчига берилган туртки етарлича катта бўлса, томчи тебраниш жараёнида эластик деформациянинг критик нуқтасидан ўтиб кетади. Натижада томчининг бошланғич сферасимон шаклга қайтиш имконияти йўқолади. Шунинг учун томчи бир неча босқичлардан (12.4-расм) ўтиб, иккига ажралади. Ядронинг бўлинини ҳам томчиникига ўхшаш бўлади. Нейтрон ядро ичига кириб нуклонларга аралашиб кетади ва ядрорий кучлар туфайли ядро билан боғланиб қолади. Бунда нейтрон ядродаги нуклонлар «коллективи»га ўзининг кинетик ва боғланиш энергияларининг йиғиндисига teng микдордаги 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 үквант тарзida нурлантирилади. Агар нейтроннинг энергия-



12.4- расм



12.5- расм

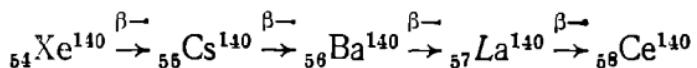
маклашади. Натижада гантелсимон шаклдаги ядро иккى ядрога — бўлиниш парчаларига ажралади. Ядронинг бўлиниши учун етарли даражада деформациялай оладиган энергиянинг қиймати бўлинишнинг критик энергияси W_{kp} (ёки активлаш энергияси) деб аталади. Бу катталикнинг моҳиятини 12.5-расмда тасвирланган бўлиниш парчаларининг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг бўлиниш парчалари орасидаги масофага боғлиқлигини ифодаловчи график ёрдамида тавсиф этайлик. Бўлиниш парчалари бир-биридан анча узоқ жойлашган бўлса (расмдаги С нуқта шундай вазиятга мос келади), улар орасидаги электростатик итаришиш (Кулон қонучига асосан) шу қадар кичик бўладики, унинг қийматини ноль деб ҳисоблаш мумкин. Бўлиниш парчалари бир-бирига яқинлашган сари уларнинг ўзаро итаришиш потенциал энергияси ҳам ортиб боради. Графикнинг бундай ўзгариши бўлиниш парчалари бир-бирига тегадиган даражада яқинлашгунча (расмдаги В нуқтагача) давом этади. Бундай масофаларда, энди, нуклонлар орасида таъсир этувчи ядрорий кучлар ўзларининг тортишиш табиатини намоён қила бошлайди. Янад қисқа масофаларда ядрорий кучлар кулон итаришиш кучларидан устунилик қилади. Натижада потенциал энергия камая бошлайди. Графикнинг бу соҳаси парчалар ядро таркибида бўлгак қолларга, яъни ядронинг бўлинмаган вазиятларига мос келади (графикнинг устки қисмида бўлиниш парчаларининг вазиятлари тасвирланган). Графикнинг А нуқтаси эса бошланғич ядронинг

си ядрога 12.4-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 ядрорий кучлар мувозанатлаштиrolмайди, чунки ядрорий кучлар фақат қисқа масофалардагина тортишув характерига эга. Гантелсимон ядронинг икки чеккалари орасидаги масофаларда эса ядрорий кучлар тортишиш эмас, аксиҷча итаришиш характерига эга. Шунинг учун бу ҳолда ядрорий кучлар ядрони бўлинишига кў

асосий ҳолатига мосдир. B ва A вазиятларга мос келувчи потенциал энергияларининг фарқи ядро бўлиниши учун лозим бўладиган критик энергиядир. Шундай қилиб, критик энергиянинг қиймати ядервий кучлар ва протонлар орасидаги кулон кучларининг муносабатига боғлиқ экан. Енгил ядроларда ядервий кучлар устунилк қиласди. Шунинг учун уларнинг бўлиниши жуда кам содир бўлади. Масалан, $A \approx 100$ бўлган ядролар учун W_{kp} нинг қиймати 50 МэВ ларга етади. $A \approx 230$ бўлган ядролар учун критик энергиянинг қиймати бир неча МэВ ларга teng. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлинишини амалга ошириш анча осонроқдир. $A \approx 260$ бўлган ядролар учун W_{kp} нолга teng. Демак, сунъий равишда ҳосил қилинган оғир ядролар узоқ яшай олмайди, улар спонтан бўлинади.

Ядро бўлиниш ҳодисасининг назариясини 1939 йилда Н. Бор, Ж. Уиллер ва совет физиги Я. И. Френкель яратди. Шу назарияга асосланган ядронинг бўлиниш механизмини соддалаштирилган тарзда юқорида баён қилдик. Энди, ядронинг бўлинишида кузатиладиган нейтронлар ва электронлар қандай сабаблар туфайли вужудга келади? деган саволга жавоб берайлик. Бунинг учун ядролар тузилишидаги қўйидаги қонуниятга эътибор берайлик. Элементлар даврий жадвалидаги турли стабил (яъни барқарор) ядролардаги нейтронлар сони N нинг протонлар сони Z га нисбати енгил ядролар учун тахминан 1 га teng бўлса, оғир ядролар соҳасига силжиганимиз сари бу нисбатнинг қиймати катталашиб боради. Масалан, O^{16} , Ag^{108} , Ba^{187} , U^{238} ядролари учун N/Z нинг қийматлари мос равишда 1,0; 1,3; 1,45; 1,6 ларга teng. 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 ичиде содир бўлади. Шу сабабли мазкур нейтронлар оний нейтронлар деб аталади. Оний нейтронлар чиқарилгандан кейин ҳам бўлиниш парчаларининг таркибида ортиқча нейтронлар мавжуд бўлади. Шунинг учун бўлиниш парчалари β^- -емирилишга мойил бўлади, яъни электрон ва антинейтрин чи-

қарид нейтрон протонга айланади. Натижада парча-ядринг заряди 1 га ортади, нейтронларнинг сони эса 1 га камаяди. Лекин бу ядрода ҳам нейтронлар ортиқча бўлиши мумкин. У ҳолда бу ядрода яна β^- -емирилиш содир бўлади. Фақат охирги ядродаги N/Z нисбат барқарорлик (стабиллик) шартига жавоб берадиган шартни қаноатлантиргандагина β^- -емирилишлар занжири тўхтайди. Масалан, ураннинг бўлиниши туфайли ҳосил бўлган бўлиниш парчаларидан бири — Xe^{140} нинг β -емирилиш занжири қўйидагича:

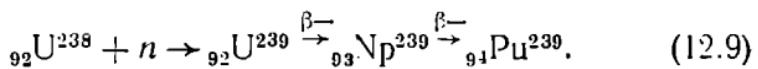


Юқорида Xe^{140} ядросини уран ядросининг бўлиниши туфайли вужудга келадиган парчалардан бири деб атадик. Бундай дейишимизнинг сабаби шундаки, ураннинг 60 га яқин бўлиниши кузатилади. Улар ичида бўлиниш парчаларининг масса сонлари нисбати A_1/A_2 нинг 2/3 га яқин бўлганлари эса катта эҳтимоллик билан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

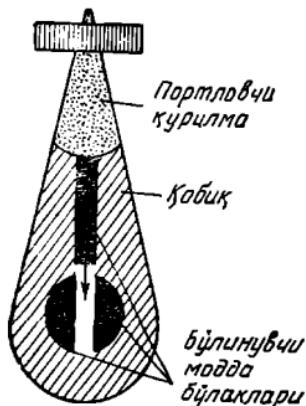
4- §. Занжир реакция. Реакторлар

U^{235} ядроси бўлиниши туфайли ажralадиган энергиянинг таҳминан $82\div84\%$ и бўлиниш парчаларининг энергияси тарзида, қолган қисми эса нейтронлар ($2\div3\%$), γ -нурланиш ($5\div6\%$), электронлар ($3\div4\%$) ва нейтринолар ($5\div6\%$) нинг энергияси сифатида намоён бўлади. Ҳар бир ядро бўлингандага таҳминан 200 МэВ энергия ажralади. Солишириш мақсадида оддий химиявий реакцияларда (масалан, ёниш процессида) ажralадиган энергиянинг ҳар бир атомга тўғри келадиган улуши атиги бир неча эВ эканлигини эслайлик. Демак, ядро бўлинишида химиявий реакциядагидан миллиоплав марта кўп энергия ажralади. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлиниш ҳодисаси каашф қилиниши биланоқ, бу реакцияда ажralадиган энергиядан фойдаланиш йўллари излана бошланди. Бўлиниш энергиясидан фойдаланиш имконияти амалга ошиши учун шундай шароит яратиш лозимки, бу шароитда реакция бир бошлангандан сўнг ўз-ӯзидан давом эта олсин, яъни реакция занжир характерга эга бўлсин. Бундай реакцияни амалга оширишга оғир ядронинг бўлинишида вужудга келадиган 2—3 дона нейтрон ёрдам беради. Масалан, биринчи ядро бўлингандага ажralиб 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 бўлиннишига имконият яратади ва ҳоказо. Шу тариқа бўлинаётган ядролар ва бунинг натижасида вужудга келадиган нейтронлар сони ишқоятда тез ортиб боради. Баён этилган тарзда ривожланадиган процесс — занжир реакциядир. Ҳисобларнинг кўрсатишича, биринчи ядро бўлингандан кейин $7.5 \cdot 10^{-7}$ с вақт ўтгач $10^{24} \div 10^{25}$ ядро (шунча ядро тахминан 1 кг уран таркибида бўлади) реакцияда қатнашган бўлади. Реакцияни бундай ўта шиддатли тусда ўтиши — портлаш демакдир. Лекин бу мулоҳазаларда барча нейтронлар янги ядроларнинг бўлиннишига сабаб бўлади, деган фараздан фойдаланилди. Аслида нейтронлар бошқа ядролар томонидан ютилиши, лекин бу ядро бўлинмаслиги мумкин. Ёхуд нейтронлар бўлинувчи ядролар билан тўқнашмасдан реакция содир бўладиган ҳажм (яъни актив зона) дан чиқиб кетиши мумкин. Натижада занжир реакция ривожланмайди. Демак, занжир реакция ревожланиши учун ядронинг бўлинниши туфайли ҳосил бўлган нейтронларнинг ўрта ҳисобда биттадан ортиғи янги бўлинниши вужудга келтириши шарт. Умуман, занжир реакциянинг ривожланиш тезлиги *кўпайиш коэффициенти* K_k нинг қиймати билан характерланади. Кўпайиш коэффициенти — сирор авлод бўлиннешларида вужудга келган нейтронлар сонини ундан олдинги авлод бўлиннешларда 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 факторларни ўзgartириш йўли билан занжир реакция тезлигини бошқариш мумкин. Занжир реакцияларда уран ёки плутонийнинг изотопларидан фойдаланилди. Масалан, табний 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 бўлиннишига сабаб бўла олади. Энергияси 1 МэВ дан кичик нейтронлар U^{238} ядроси томонидан тутилади ва U^{239} ҳосил бўлади. Лекин U^{239} изотоп β — 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^{236} ва Pu^{239} ядроларнинг бўлиннишида ҳосил бўладиган нейтронлар сонининг ўртача қий-

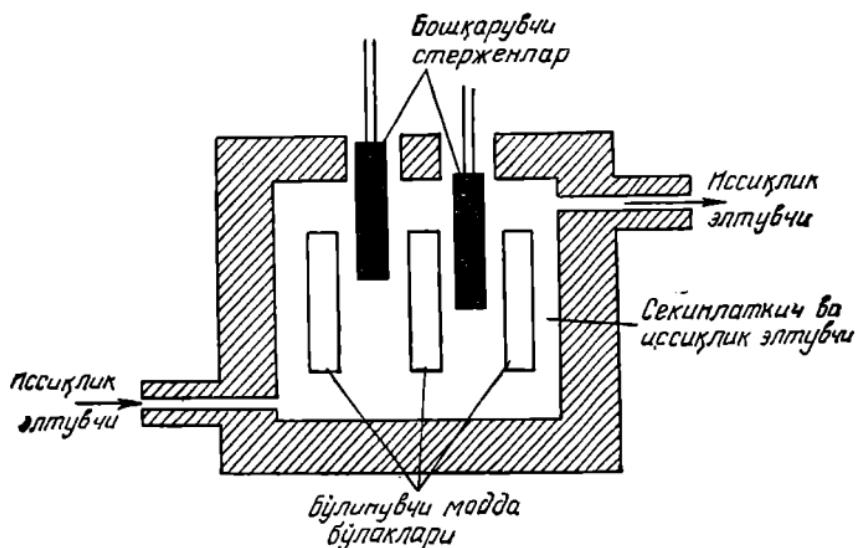


12.6- расм

матлари (v) мос равиша 2,46 ва 2,90 га тенг. Демак, U^{235} ёки Pu^{239} ядроларидан фойдаланиб занжир реакцияни амалга ошириш учун имкониятлар мавжуд. Фақат нейтронларни реакцияда қатнашмай актив зонадан чиқиб кетишини камайтириш лозим. Ўз-ўзидан равшанки, актив зонанинг ҳажми (бўлинувчи модданинг массаси шу ҳажмга пропорционал) қанчалик кичик бўлса, ундан чиқиб кетадиган нейтронлар сони шунчалик кўп бўлади. Шунинг учун актив зона ҳажмини катталаштириб борилса, унинг бирор

қийматида занжир реакцияни амалга ошиши учун егарли шароит яратилган бўлади. Бундай ҳажмдаги бўлинувчи модданинг массасини *критик масса* (m_{kp}) деб аталади. Масалан, соғ U^{235} дан ташкил топган бўлинувчи модда учун $m_{kp} \approx 9$ кг.

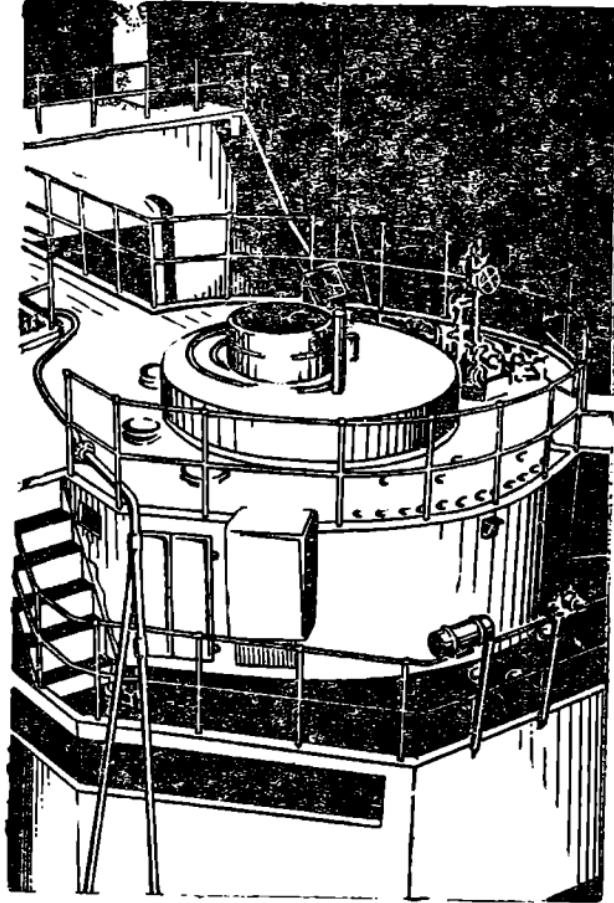
Шундай қилиб, бўлинувчи модда массасининг қиймати $m < m_{kp}$ бўлган ҳолда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти $K_k < 1$ бўлади, шунинг учун занжир реакция амалга ошмайди. Аксинча, $m > m_{kp}$ шарт бажарилганда $K_k > 1$ бўлади (лекин $K_k \leq v$), натижада занжир реакция ривожланади. Занжир реакция бошқарилмайдиган тарзда амалга ошиши атом бомбанинг портлаш жараёнида содир бўлади. Атом бомбанинг тузилиши схематик тарзда 12.6-расмда тасвирланган. Унда бўлинувчи модда икки ёки кўпроқ бўлаклар тарзида тайёрланади. Бу бўлакларнинг умумий массаси критик массасидан катта, лекин ҳар бўлакнинг массаси критик массадан кичик. Шунинг учун ҳар бир бўлакнинг ўзида бўлинниш занжир реакцияси ривожланмайди. Бомбага жойлаштирилган оддий портловчи қурилма портлаганида мазкур бўлаклар қўшилиб, занжир реакцияни амалга ошишига шароит яратилади. Бўлинниш реакциясини бошлаб бериш учун керак бўладиган биринчи нейтронлар эса бўлинувчи модда ичиде дсимо «адашиб» юрган бўлади. Масалан, массаси 1 кг бўлган уранда спонтан бўлинниш 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 ичиде ниҳоятда катта энергия ажralиб чиққанлиги учун портлаш зonasида иссиқлик бир неча миллион градусга етади. Бундай иссиқлик таъсирида портлаш зonasидаги



12.7- расм

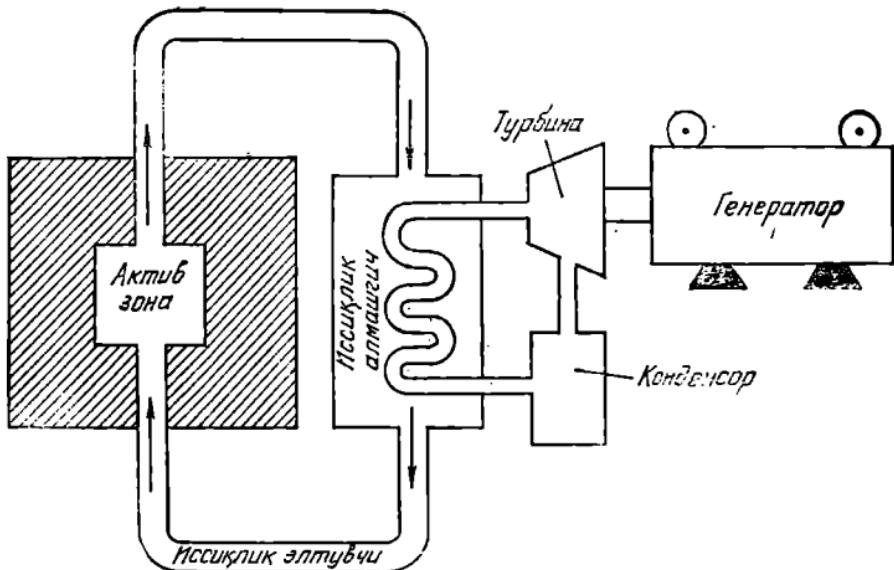
модда буғға айланади. Ўта қизиган шарсимон газ тез кенгайиши натижасида жуда күчли зарб түлкіни вужудга келіб, үз йўлидаги объектларни емиради ва куйдириб ташлайди. Кези келганды шуни қайд қилмоқ лозимки, мазкур қуролни ядовий бомба деб аташ түфрироқ бўларди, чунки унинг портлашида ядовий энергия ажралади- да!

Бошқариладиган бўлинниш 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 бошлиш имконияти мавжуд бўлиши керак. У ҳолда актив зонадаги нейтронлар концентрацияси ва реакторнинг қуввати орта бошлайди. Керакли қувватга эришилганда K_k нинг қийматини айнан 1 га тенг қилиб туриш имконияти бўлиши керак. Бу ҳолда занжир реакция ўзгармас тезлик билан давом этади, натижада реактор *стационар режимда* ишлай бошлайди. Бўлинниш занжир реакциясининг анчагина варианatlари мавжуд. Биз ҳозирги замон энергетикасида кеңг фойдаланилаётган иссиқлик нейтронлар таъсирида ишлайдиган реакторлар билан танишамиз. Реакторнинг ассий элементи — бўлинувчи моддадир. Замонавий реакторларда бўлинувчи модда сифатида U^{235} изотоп билан бойитилган табиий урандан фойдаланилади. Иссиқлик нейтронлар U^{235} ни эффективтив равишда бўлиншигага сабабчи бўлади. Шунинг учун бўлинниш реакциясида вужудга келган тез нейтронларни секинлатиш йўли билан иссиқлик нейтронларга



12.8- расм

аёллантирилади. Одатда, секинлаткичлар сифатида графит ёки оғир сув (D_2O) дан, баъзан эса оддий сув (H_2O) дан ҳам фойдаланилади. 12.7-расмда реактор актив зонасининг соддалаштирилган схемаси тасвирланган. Реакторнинг актив зонаси секинлаткич модда билан тўлдирилган. Секинлаткич ичига стерженинг ёки пластинка шаклида бўлинувчи модда бўлаклари жойлаштирилади. Занижир реакция тезлигини бошқарувчи стерженилар ёрдамида ўзгартириш мумкин. Бу стерженилар нейтронларни интенсив равишда ютадиган материаллар (масалан, бор ёки кадмий) дан тайёрланади. Бошқарувчи стерженларнинг кўпроқ ёки камроқ қисмини актив зона ичига киритиш йўли билан K_k нинг қийматини ўзгартиришга эришилади. Стационар режимда ишлаётган реакторнинг актив зонасидаги нейтронлар сони нормадан озгира четга чиқиши (яъни K_k нинг қиймати 1 дан озгира фарқлашиши) биланоқ маҳсус автоматик қурилма бошқарувчи стерженларни керакли томонга силжитади. 12.8-расмда Ўзбекистон Фанлар Академиясининг ядро физикаси институтидаги



12.9- расм

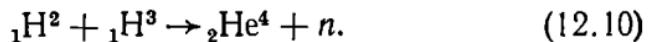
илмий-тадқиқот мақсадларида фойдаланилаётган ядерний реакторнинг тәсвири көлтирилгән.

Ядерний энергиядан фойдаланишига асосланған қурилмаларнинг ассоның қисми ядерний реактордир. Ніңсөл тарықасида атом электр станция (АЭС) нине ишлеш принципи билан танишайлык. Занжир бүлінгі реакциинде ажралаётган энергия актив зонаны айланып юрады (12.9-расмға қ.) иссиқлик элтувчига ўтады. Иссиқлик элтувчи бу энергияни иссиқлик алмашычдагы сувга беради, шатижада сув буға айланады. Бұғ эса ўз наубатида генераторнинг таркибий қисми бүлганды турбинаны ҳаракатта көлтиради. Турбинадан ўтган буғ конденсорда сувга айланып, яна иссиқлик алмашычға боради. Шу тарзда ядерний энергия электр энергияға айланырылади.

5- §. Термоядерний реакциялар

Ядро боғланиш энергиясининг бир нуклоннанға мос келувчи қиймати ϵ нинг масса сони A га боғлиқлигини характерловчи график (11.2-расмға қ.) ка назар ташласақ, фақат оғир ядроларнинг бүленини туфайлигина әмас, балки жуда енгил ядроларни бириктериши (ядролар синтези) усулы билан ҳам ядерний энергиядан фойдаланиши мүмкін, деган фикрга

келамиз. Масалан, дейтерий ва тритийнинг синтезида α -зарра ва нейтрон ҳосил бўлади. Яъни



Мазкур реакциянинг энергиясини (12.3) муносабатга асосланиб ҳисоблайлик:

$$Q = [(m_{\text{H}_2} + m_{\text{H}_3}) - (m_{\text{He}_4} + m_n)]c^2 \approx 17,6 \text{ МэВ}. \quad (12.11)$$

Демак, реакция экзотермик ва унда қатнашаётган ҳар бир нуклонга тўғри келувчи энергия $\sim 3,5$ МэВ га тенг. Таққослаш мақсадида U^{235} нинг бўлинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келувчи улуши $\sim 0,85$ МэВ лигини эслайлик.

Ядролар синтези амалга ошиши учун улар бир-бiri билан ядрсвий кучларнинг таъсири сезиладиган масофа ($r \sim \sim 10^{-15}$ 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

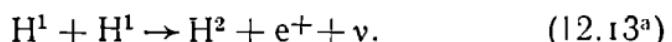
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,16 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} \text{ Ж} \approx 0,7 \text{ МэВ} \quad (12.12)$$

энергияга эга бўлиши керак. Демак, тўқнашаётган ядроларнинг ҳар бирини кинетик энергияси $\sim 0,35$ МэВ бўлса, ядрсвий синтез реакцияси амалга ошади. У ҳолда ядролар синтези иссиқлик ҳаракатнинг энергияси (яъни $3kT/2$) туфайли содир бўлиши учун ядроларни қандай температурага 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 қўйидаги икки сабабга асосланади:

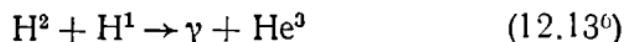
1) ихтиёрий T температурадаги газ молекулалари тезликларининг қиймати Максвелл тақсимотига бўйсунади. Шу сабабли Максвелл тақсимотини характерловчи графикнинг «думи» га мос келувчи тезликлар билан характерланадиган ядролар иссиқлик ҳаракат энергиясининг қийматлари $3kT/2$ дан анча катта бўлади;

2) туннель эфект туфайли ядролар бирикиши учун лозим бўладиган кинетик энергиянинг қиймати кулон тўсиғи баландлигидан кичик ҳэм бўлиши мумкин. Шунинг учун H^2 ва H^3 ядроларининг $\sim 10^7$ К температурада ҳам етарлича интенсив бирикиши кузатилади. *Ядролар синтези*

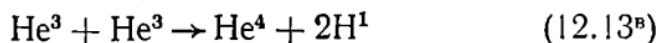
юқори температураларда содир бўлганлиги учун уни термоядровий реакция деб ҳам аталади. Бу қадар юқори температура юлдузларда жумладан, Қуёшда мавжуд. Қуёш нурлашишининг спектрини ўрганиш гсосида юлдузлар таркиби, асосан водород ва гелийдан ҳамда озгина миқдордаги ($\sim 1\%$ ча) углерод азот ва кислороддан иборат, деган хулсага келинган. Қуёш энергияси унинг таркибидаги ядроларнинг синтези, яъни термоядровий реакциялар туфайли ажралади. Бу реакцияларнинг вариантларидан бири протон — протон (pp) циклидир. Мазкур циклдаги биринчи реакцияда икки протон бирикиб, дейтонни ҳссил қиласди:



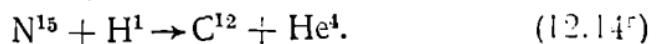
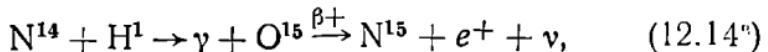
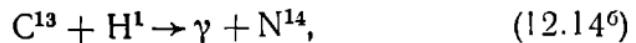
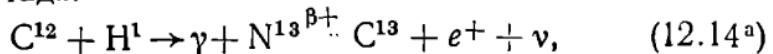
Иккинчи босқичда



реакция амалга ошади. Шундан сўнг

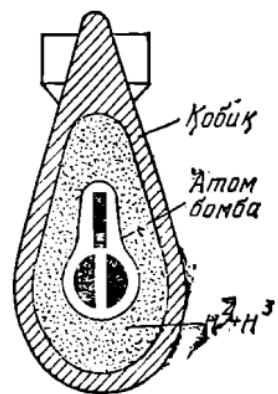


реакцияда гелий ядрини ва икки протон ҳссил бўлади. Бундан ташқари Бете томонидан таклиф этилган углерод цикли амалга ошиши мумкин. Мазкур цикл қуидаги тўрт босқичда ўтади:



Бу циклда ҳам гелий ядрини ҳосил бўлади. Бундан ташқари циклнинг биринчи босқичидаги C^{12} ядрини ҳам вужудга келади. У яна янги циклни бошлиди. Бошқача айтганда, C^{12} ядрини углерод циклида «ядровий катализатор» вазифасини ўтайди. Шуни ҳам қайд қилмоқ лозимки, углерод цикли pp — циклга нисбатан юқоригоқ температураларда ўтади. Замонавий тасаввурларга асосан, Қуёш энергиясининг манбаси асосан pp — циклдир.

Олимлар сунъий равишда термоядровий реакцияни амалга ошириш усулини топдилар. Бунинг учун термоядровий реакцияда қатнашиши лозим бўлган модда



12.10 - расм

(масалан, Н² ва Н³ аралашмаси) ичида атом бомба (12. 10-расм) портлатилса бас. Атом бомба портлаганды ғоят қисқа вақт ичиде температура $\sim 10^7$ К га етиб, дейтерий ва тритий биреккади, бунда энергия ажралып чиқиши янада кучлироқ портлаш тарзыда намоён бўлади. Портлашда водород изотоплари қатнашгацлигидан байн эгилган принципда ишлайдиган қуролга водород бомба деб ном берилган. Агар водород бомбанинг деворларига U²³⁸ изотоп (яъни табиий уран, чунки унинг 99% и U²³⁸ эди) қопланса, термоядровий реакцияда ажралып чиқадиган тез нейтронлар U²³⁸ ядроларининг бўлиншига сабабчи бўлади. Бунинг натижасида бомбанинг портлаш қуввати янада оргади.

• Нейтрон бомба деб аталувчи қуролда эса ядервий синтез реакцияси амалга ошиши учун талаб қилинадиган шароит детонаторлик вазифасини бажарувчи атом бомбани портлэтиш йўли билан эмас, балки бошқа усуллар ёрдамида вужудга келтирилади. Нейтрон бомбани характерловчи критерий сифатида термоядровийлик коэффициенти K_t дан фойдаланилади. K_t — ядервий синтез реакциясида ажраладиган энергиянинг портлаш вақтида ажраладиган умумий энергияга нисбатидир. Нейтрон бомбада $K_t \approx 0,90 \div 0,95$. Ядервий синтез реакциясида ажралып чиқадиган энергиянинг асосий қигми ($\sim 80\%$) нейтронларнинг энергияси сифатида намоён бўлади (мазкур қуролни нейтрон бомба деб аталишининг сабаби ҳам шунда). Шунинг учун нейтрон бомба портлагандага вужудга келадиган зарб тўлқин анчагина кучсиз, лекин нурланиш дозаси ниҳоят кучли бўлади. Нейтронлар муҳит атомларининг электрон қобиқлари билан беъсита таъсирашмайди (2- § га қ.). Лекин муҳит атомларининг ядролари билан таъсирашуви туғайли зарядли зарралар, γ -квантлар ва радиоактив ядролар ҳосил бўлади. Булар эса, ўз навбатида бошқа атомларни ионлаштиради. Шунинг учун одам организмига нейтронларнинг таъсири тирик тўқималарнинг атом ва молекулаларини иоплаштиришдан иборат бўлади. Ионларнинг активиги ўзгача бўлганлиги учун сор организмда салбий таъсири кўрсатувчи химиявий бирикмалар вужудга келади. Ядервий нурланиш, хусусан, нейтронлар таъсирида баъзи мураккаб молекулалар, биринчи навбатда илик, сўнгра қон ҳосил бўлиш жараёни, айниқса, мэрказий нерв системасининг тўқималари зарарланади. Овқат ҳазм қилиш йўли ва жинсий аъзоларнинг ҳужайралари ҳам шикастланади. Нурланишларнинг тирик организмга таъсири қуйидаги тажриба етарлича тасаввур беради: маймунлар узоқ вақт давомида кунига олти соатдан чамбарак айлантиришга, ўн ми-

нут айлантиргандан кейин беш минут дам олишга ўрга тилган. Бундай мәжнатдан улар мутлақо чарчамаган. Сүнгра маймунларга нейтрон-гамма нурланиш билан таъсир этилган. Нурланишнинг эквивалент дозаси 46 зиверт ($1 \text{ Зв} = 1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$) бўлган. Нурлангацдан беш секунд ўтгач, маймунлар яна чамбарак айлантиришга ундалган. Лекин уларнинг 80% и 8 минут ичида иш қобилиятини бутунлай йўқотган. Нурлангандан сўнг $7 \div 132$ соат ичида барча маймунлар ҳалок бўлган.

❷ Шуни алоҳида қайд қылмоқ лозимки, қуввати ўн килогрэмнинг бўлган нейтрон бомба (бундай бомбадаги дейтерий-тритий эралашмасининг 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, ядервий синтез реакцияси, ҳозирча, бошқарилмайдиган тарзда амалга сширилиши мумкин. Бошқариладиган термоядервий реакцияни амалга сшириш учун, асосан икки қийинчиллик енгиш керак. Биринчидан «термоядервий ёқилғи»нинг температурасини $\sim 10^8$ К гача қиздириш, яъни Күёш температурасидан тахминан 10 марта юқори температуralарни олиш усулини топиш лозим. Бунчалик юқори температуralар зарурлигининг сабаби нимада? Масала шундаки, сунъий равишда термоядервий реакции содир бўладиган қурилманинг ҳажми чегараланган, истижада ундан иссиқлик йўқолиши ҳэм Күшдагидан анча катта бўлади, албатта. Шунинг учун сунъий равишда ҳосил қилинадиган «митти қуёш» температураси Күшникидан анча юқори бўлиши лозим. «Термоядервий ёқилғи» бундай юқори температуralарда термоядервий плазмага айланади. Берк ҳажмдаги плазма камера деворлари билан контактга киради ва унга иссиқлик берниб совинди ёки худди водород бомба мисолидагидек камерани эритиб юборади. Шунинг учун термоядервий плазмани берк ҳажмда бирсрор муддат давомида сақлаб туриш муаммоси туғилади. Бу иккинчи қийинчилликдир.

Олимлар плазманинг магнит майдон ёрдамида изоляциялаш мумкин, деган фикрни илгари сурдилар. Бу фикрга асосланиб турли қурилмалар ясалгани. Улар ичида совет олимлари ясаган ва «Токамак» исми билан юргизиладиган қурилмалар эътиборга лойиқдир. «Токамак» лар ёрдамида Ҳалқаро ҳамкорлик асосида бешшакариладиган термоядервий

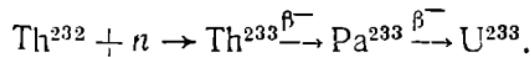


реакцияни амалга ошириш бўйича изланишлар ҳам олиб борилмоқда.

6-§. Ядро физикасининг ютуқларидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш

Ядро физикаси ўзининг навқиронлигига қарамай талай гина ютуқларга эришдики, улар фан-техника ва саноатнинг кўпгина соҳаларида қўлланилмоқда. Шуларнинг баъзилари ҳақида тўхталиб ўтайлик.

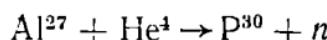
1. Ядроий энергетика ҳақида. Ядроий энергия Хиросима ва Нагасаки фожиаларидан сўнг жамоатчиликка аён бўлди. Ядроий энергиядан тинчлик мақсадларида фойдаланиш СССР да 1954 йил июлда биринчи атом электростанцияни ишга тушириш билан бошланди. Ҳозирги вақтда дунёнинг 16 мамлақатида 100 дан ортиқ атом электростанция (АЭС) лар ишлаб турибди. Уларнинг умумий электр қуввати $4 \cdot 10^7$ кВт дан ортиқ. Бундан буён энергетик балансда ядроий энергетиканинг улуши ортиб боради. Бунинг сабаби шундаки, дунёда ишлитаётган энергиянинг таҳминан 70 % и нефть ва газни ёқиш ҳисобига олинмоқда. Боргани сари ошиб бораётган энергия эҳтиёжларини ҳисобга олсак, нефть ва табиий газ запаслари узғи билан 50 йилга етади. Кўмирни ёқиш ҳисобига эса энергия эҳтиёжларини узғи билан 500 йил давомида қондириб турish мумкин. Бу рақамлар инсониятнинг энергия таъминотига вужудга келган муаммони характерлайди. Бу муаммони ҳал қилишда ядроий энергетикага муҳим роль ажратилган. Ҳозирги вақтда АЭС ларнинг реакторларида, асосин, U^{235} дан фойдаланилмоқда. Лекин U^{238} дан тез нейтронлар таъсирида Pu^{239} ҳосил қилиш (12.9 га қ.) мумкин. Бу процесс кўпайтиргич реакторлarda амглга ошади. Натижада бундай реакторлarda икки процесс, яъни ядроий бўлиниш ва янги «ёқилғи» — плутоний ҳосил бўлади. Кўпайтиргич реакторлардан фойдаланниб яна бир «ёқилғи» ни ҳосил қилиш мумкин:



U^{233} ва Pu^{239} ларда худди U^{235} га ўхшаш, иссиқлик нейтронлар таъсирида бўлиниш реакцияси амалга ошади. Мутахассисларнинг фикрича, бошқариладиган бўлиниш реакциялари учун керак бўладиган «ёқилғи» лардан шу тарзда фойдаланилса, улар инсоният энергиявий эҳтиёжларини бир неча юз йил давомида қондира олар экан.

Термоядровий реакцияни бошқариш мұаммоси ҳәл бўлган тақдирда инсоният учун энергия танқислиги хавфи бутунлай йўқолган бўлади, чулки океан сувларидаги «Термоядровий ёқилғи» нинг запаслари жуда катта.

2. Сунъий радиоактивликдан фойдаланиши. 1934 йилда Ирен ва Фредерик Жолно-Кюрилар алюминийни α -зарралар билан нурладилар. Нурлаш тўхтатилгандан сўнг ҳам нишондан позитронларни ажралиб чиқаётганилиги аниқлэнди. Вақт ўтиши билан позитронларнинг активлиги экспоненциал қонун бўйича камайиб борди. Бу ҳодиса сунъий радиоактивлик эди. Баён этилган тажрибада



ядровий реакция туфайли ҳосил бўлган P^{30} — ярим емирилиш даври 150 с га тенг бўлган радиоактив ядродир. Ана шу P^{30} ядроларни емирилиши туфайли позитроилар кузатилган. Ҳозирги вақтда сунъий радиоактивлик ҳосил бўладиган реакциялар яхши ўргатилган. Бу соҳада йиқса, жисмларни нейтронлар оқими билан нурлаш туфайли (яъни нейтрон реакцияларда) сунъий радиоактивлик ҳиссил қилиш кенг қўлланилади. Мисалан, бирор жисм таркибидаги аралашма миқдорини аниқлаш лозим бўлсин. Бунинг учун жисмни ви ундан алоҳида аралашма элементидан ташкил топган моддани (уни контрол модда деб атайлик) бир хил шароитда реакторда нурлайлик. Маълум муддатдан сўнг, текширилаётган жисм ва контрол модда чиқараётган нурланиш спектрини ўлчаймиз. Бунда аралашма атомларининг нейтрон тутиши туфайли ҳиссил бўладиган сунъий радиоактивликнинг хусусиятини ҳисобга олиб, α , β ёхуд γ -спектрни ўлчашиб мумкин. Мисол учун вужудга келадиган сунъий радиоактивликни характерлайдиган маълум энергияни γ -квантлар интенсивликларини ўлчашиб мумкин. Текширилаётган жисм ва контрол модда томонидан чиқарилаётган айни γ -нурланиш интенсивликларини со лишитириб, текширилаётган жисмдаги аралашма миқдори ҳақида жуда аниқ маълумот олиш мумкин. Бу усул жисм таркибидаги аралашмани сунъий радиоактивлантиришга асосланганлиги учун уни *радиоактивациян анализ* деб атлади.

Янъа бир миссл билан танишайлик. Ер атмосферасида космик нурлар таъсирида C^{14} изотоп ҳиссил бўлади. Унинг ярим емирилиш даври 5600 йил. Бир томондан C^{14} ҳиссил бўлади, иккинчи томондан радиоактив емирилиш ҳисобига камаяди, натижада атмосферадаги C^{14} «радиоактив мувоза-

нат» да бўлади. Таркибида углерод бўлган барча жисмларда C^{14} ҳам мавжуд. Масалан, одам баданинг тирик тўқималарида углероднинг тахминан 10^{-8} улуши C^{14} дан ташкил топгандир. Барча тирик мавжудот ва ўсимликлар таркибида ҳам C_8^{14} мавжуд ва унинг миқдори атмосфера-даги 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 суюк таркибида янгисига нисбатан C^{14} нинг миқдори камроқ бўлади. Демак, C^{14} нинг концентрациясини ўлчаш туфайли ҳаёт тугагандан бери ўтган вақтни ҳисоблаб топиш мумкин. Шундай қилиб, C^{14} изотоп антропологлар учун ўзига хос «радиоактив соат» бўлиб хизмат қиласди.

3. Радиоактив изотоп оддий изотопга хос бўлган барча химиявий хусусиятларга эга бўлади. Лекин оддий изотопдан фарқи унинг радиоактивлигиди. 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 борилади. Касалларда сефлом одамларга нисбатан йодни ўзлаштирилиши тезроқ содир бўлишига асосланиб диагноз қўйилади. Мазкур усулини ишлаб чиққаликлари учун республикамиз олимлари — Ё. Х. Тўрақулов ва Р.К. Исломбеков Ленин мукофоти билан тақдирланганлар.

4. Саноатнинг турли соҳаларида гамма-дэфектоскопия, технологик процессларни контрол қилиш усулларидан фойдаланилмоқда. Бунда қўлланилаётган ядровий нурланишини қайд қилувчи счётчикларни процессли бошқарувчи қурилмаларга улаш йўли билан мазкур процессли автоматик равишда ўзгартириб туришга (яъни корректировка қилишга) эришилади.

7- §. Ядровий уруш хавфини йўқотиши—заруратдир

Йилдан-йилга ядровий қуролга эга бўлган мамлакатлар ва улар ихтиёридаги ядровий қуроллар ортиб бормоқда. Бу эса давлатлар орасидаги можароларда ядровий қурол ишла-

тилиш эҳтимоллигини оширади, албатта. Милитаристик руҳдаги Саъзи арбоблар эса «чекланган яровий уруш» инсоният учун ҳалокатли эмас, чунки бундай урушда душманнинг асосий нишонларига зарба берилади, деган фикрни илгари сурадилар. Лекин аслида, шундаймиカン?

Мазкур саволга жавоб бериш учун, аввало, шуни таъкидлайликки, можарода кичик қувватли яровий қурол ишлатилган тақдирда ҳам талофот кўраётган томон ўз ихтиёридаги катта ва ўта катта қувватли яровий қуролни ишлатмай, ўзини тийиб тура олади, деб кафолат бериш «чекланган яровий уруш» тағафдорларининг қўлидан ҳам келмайди. Зоро, яровий қурол ишлатилган можаро дунё миқёснадаги яровий урушга айланиб кетиш эҳтимоллиги мавжуд. Шу сабабли, яровий уруш инсоният ва умуман, Ердаги ҳаёт учун ҳалокат келтириши мумкинлигини физик нуқтаи назардан шарҳлайлик.

Бир группа олимлар чангли бўронлар ва улкан вулқонларнинг Ер иқлимига таъсирини ўргандилар. Сўнгра текшириш натижаларини яровий қурол портлаши туфайли вужудга келадиган чангли булутлар учун умумлаштириш натижасида яровий уруш Ер иқлимини инсоният учун ҳалокатли бўладиган тарзда кескин ўзгартириб юборади, деган холосага келдилар. Мазкур фикрни батафсилроқ баён этайлик.

Ер атмосфераси ва сирти тушаётган қуёш энергиясининг бир қисмини қайтаради, иккинчи қисмини эса ютади. Ўз навбатида Ер иссиқлик нурланиш тарзида энергия тарқатиб ҳам туради. Ер атмосферага эга бўлганлиги туфайли бу нурланиш бевосита космик фазога тарқалмайди, балки атмосферадан ўтиш жараёнида қисман ютилади. Қуёш энергиясининг аксарият қисми электромагнит спектрнинг кўринувчан соҳасига, Ер сирти иссиқлик нурланиш энергиясининг асосий қисми эса спектрнинг инфрақизил соҳасига мос келади. Атмосфера таркибидағи сув (яъни муз кристаллчалари, суюқ томчичалар ва буғ) ҳамда карбонат аргидрид газининг молекулалари инфрақизил нурларни яхшигина ютиб, унинг анчагина қисмини ушлаб қолди. Худди шу икки модда қуёш нурлари учун деярли шаффофф ҳисобланади. Бошқача айтганда, атмосфера қуёш нурлари учун шаффофф «дераза» вазифасини, Ернинг иссиқлик нурланиши учун эса худди «кўрпа» га ўхшаш вазифани бажаради. «Парникэфект» деб аталадиган мазкур жараён туфайли Ер атмосферасининг изоляцияси амалга ошади. Бу эса ўз навбатида Ер сиртининг температураси сувнинг музлаш температура-

сидан анчагина юқори бўлишига ва ҳаёт учун зарурий шароитларнинг вужудга келишига хизмат қилади.

Шуни алоҳида қайд қиласлики, инфрақизил нурларни яхши ютадиган зарраларнинг атмосферада кўпайиши, масалан карбонат ангидрид концентрациясининг ортиши Ер сиртининг исишига сабабчи бўларди. Аксинча атмосфера таркибининг ўзгариши туфайли Ер сиртига етиб келаётан қуёш нурларининг интенсивлиги сусайган тақдирда температура пасайган бўларди. Бинобарин, Ер сирти температурасининг ўзгариши атмосфера таркибидаги концентрацияси ўзгарган жуда майда зарралар (уларни, одатда, аэрозоль деб атгалиди) хиссасига боғлиқ. Хусусан ўлчами 10 микрометрдан кичик зарралардан ташкил топган аэрозолъ Ер сирти ва атмосфера қўйи қатламлари температурасининг пасайшига сабабчи бўлади. Худди шундай натижа зарраларининг ўлчами каттароқ бўлган қоракуя (тутун таркибидаги) учун ҳам ўринли.

Ҳисобл шларнинг кўрсатишича, ҳозирги вақтда мавжуд бўлган ядрсий қурсллар арсеналининг учдан бир қисми яровий урушда қатнешган тақдирда атмосферанинг юқори қатламларига кўтариладиган тутуннинг миқдори 100 миллион тоннадан ортиқ бўлади. Бу тутуннинг Ер шари бўйлаб текис тақсимланиши туфайли вужудга келган булат Ер сиртига етиб келиши лозим бўлган қуёш нурларининг 95% ини ютган бўларди, натижада куннинг ўртасида (яъчи пешин пайтида) Ернинг ёритилганлиги тундаги ой ёғуди туфайли вужудга келадиган ёритилганликдек бўлиб қоларди. «Яровий тун» деб атаса бўладиган бундай манзаранинг давом этиш муддати яровий уруш туфайли вужудга келадиган булатнинг тарқалиб кетиш вақтига боғлиқ, албатта. Ўрмөнларда ға шаҳарларда содир бўлган катта ёнғинлар вақтидага кузатувларнинг кўрсатишича, тутун булатлар Ер сиртидан 20 километргача баландликларга кўтарилиган. Баландлиги қанчалик юқори бўлса аэрозолнинг атмосферада ушланиб қолиш муддати шунчалик узокроқ бўлади. Стратосфера (Ер сиртидан 12 километрдан ё баландроқ атмосфера соҳаси) да зарралар бир неча ой, ҳаттоқи йил ҳам ушланиб қолади. Зеро «яровий тун» нинг давом этиш муддати бир неча ойдан кам бўлмаслиги эҳтимолдан ҳоли эмас. «Яровий тун» бир неча хафта давом этган ҳолда ҳам иқлимининг кескин ўзгариши содир бўлади: температура 40 градусгacha пасаяди, масалан, нормал температура тарзида $+15^{\circ}\text{C}$ қабул қилинса, «яровий тун» да температура -25°C бўлиб қолади. Бундай иқлим ўзгариши

Ҳақида тасаввур ҳосил қилиш учун баҳор ёки эрта ёз фасларида температуранинг атиги $5 \div 6$ градусга пасайиши туфайли бўлажак ҳосилларниң нобуд бўлганликларини эслаш кифоя.

Ядровий урушда бир неча юз миллион тонна ер жинслари чанг тарзда стратосферага кўтарилади. Уларниң астасекин Ер сиртига қайтиб тушиши туфайли ниҳоят катта территориялар радиоактив жижатдан ифлосланади. Натижада соғлом одамларга хос бўлган организмнинг касалликларга қарши курашиш қобилияти йўқолади, рак ва бошқа оғир касалликларга чалиниш имконияти ортиб боради.

Шундай қилиб, ядровий уруш вақтидаги фалокатлар (зарб тўлқин, ёнғинлар, радиоактив ифлосланиш) дан ташқари кейинчалик давом этадиган температуранинг узоқ муддатга ниҳоят даражада пасайиб кетиши, табиий ёруғликдан маҳрум бўлиш ва атроф-муҳитдаги узоқ яшовчан юқори радиоактивлик урушда ҳалок бўлмаган одамлар ва бошқа жонноворларниң ҳаётини тугатадиган даражада жиддий хавф түғдиради. Бинобарин, ядровий уруш хавфини йўқотиш учун кураш — ҳар бир инсоннинг табиат ва жамият олдидаги муқаддас бурчидир.

XIII БОБ ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР 1- §. Космик нурлар

Космосдан келаётганилиги учун космик нурлар деб ном олган зарраларни ио изацион камералардаги сирқиши токининг сабабларини қидириш туфайли кашф этилди. Ядровий нурланишлар таъсири бўлмаган ҳолда ионизацион камера орқали ўтадиган ток (яъни сирқиши токи) нинг қиймати жуда кичик бўлади. Бу ток ионизацион камерада қўлланилган электроизоляцион материалларниң ниҳоят кичик бўлса-да, ўтказувчаник хусусиятига эгалиги туфайли келиб чиқади. Сирқиши токини вужудга келтирувчи барча сабабларни эътиборга олиб ўтказилган ҳисоблар сирқиши 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 маҳсус тажрибалар ўтказдилар. Тажриба натижаларини мухокама қилиб, улар қуйидаги холосага келдилар. космик фазодан ке-

лаётган қандайдир зарралар ионизацион камера токининг ортишига сабабчидир. Кейинчалик кўпгина олимларнинг хизматлари туфайли ионизацион камерадаги газни ионлаштирувчи нурланиш (яъни космик нурлар) нинг табнати аниқланди. Космик нурларни бирламчи ва иккиламчи нурланишлар тарзда ўрганамиз. Бирламчи нурланиш космик фазодан келаётган зарралар оқимидир. Бирламчи нурланиш зарраларининг ўртача энергияси 10^{10} эВ чамасида. Лекин айрим зарралар энергияси 10^{18} эВ ва ҳатто ундан ҳам юқори қийматларга эга. Ҳаво шарлари ва ракеталар ёрдамида ионизацион камералар, счётчиклар, фотоэмультсияларни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариб ўтказилган тажрибалар натижасида бирламчи космик нурланишнинг таркиби ўрганилган. 2-жадвалда Ер сирғининг 1 м^2 юзиға 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 қўйироқ баландликларда космик нурлар, асоссан, иккиламчи нурланишдан иборат бўлади. Иккиламчи нурланиш икки компонентадан иборат: биринчиси юмшоқ компонента, у 8 — 10 см қалинликдаги қўрошинда ютилади. Иккинчисини қаттиқ компонента деб номланган, чунки қалинлиги 10 см бўлган қўрошиндан ўтганда ҳам унинг интенсивлиги унчалик ўзгармайди. Юмшоқ компонента электрон-позитрон жуфтлари жаласидан иборат. Тез ҳаракатланаётган зарядли зарра атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётганда тормозланади, натижада γ -квант чиқарилади. Шу тарзда ёки бошқа бирор процессда вужудга келган катта энергияли γ -квант атом ядроси билан таъсиrlашганда электрон-позитрон жуфт ҳосил бўлади (13.1-расмга қ.). Ҳаво таркибидаги атом ядросининг яқинидан учиб ўтаётган электрон ёхуд позитрон тормозланаб, γ -квант чиқаради. У эса яна электрон-позитрон

2- жадвал

Зарралар номи	Z	Зарралар сони
Протонлар	1	1300
Альфа-зарралар	2	94
Li, Be, B нинг ядролари	3 — 5	2,0
C дан F гacha элементлар ядролари	6 — 9	6,7
Ne дан K гacha элементлар ядролари	10 — 19	2,0
Ca дан U гacha элементлар ядролари	20 — 92	0,5

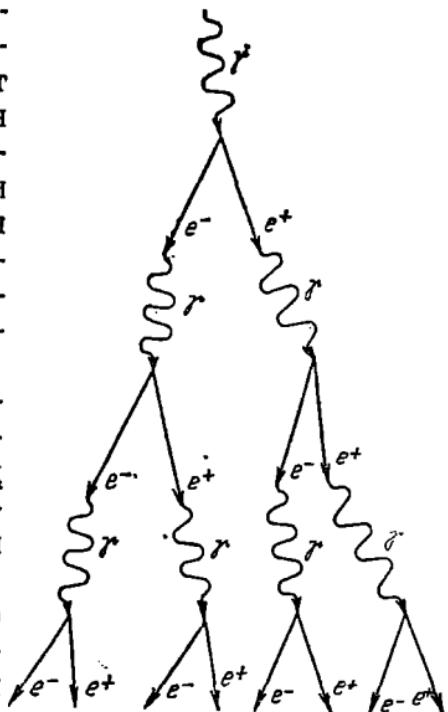
жуфтни ҳосил қиласи ва ҳоказо. Жаласимон ривожлана-диган бу процесс γ -квант энергияси электрон-позитрон жуфтни ҳосил қилишга етмай қолгунча давом этиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтлар жаласи биринчи марта 1928 йилда академик Скобельцин томонидан кузатилган.

Қаттиқ компонента мезонлар оқимидан иборат. Мезонлар космик нурлар қаттиқ компонентасининг жисм билан таъсирашувини 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 холосага келдилар. Қайд қилинган зарраларнинг массаси электрон ва протон массаларининг оралиғидаги қийматга эга бўлганлигидан уларни мезонлар (грекча, «μεσος» «оралиқдаги» сўзида олинган) деб аталди. Мусбат ва манфиј мезонлар мавжуд бўлиб, улар мс равишда μ^+ ва μ^- шаклида белгиланади (мю-плюс- мезон ва мю-минус- мезон деб ўқилади). Мю-мезон массасининг замонивий қиймати $m_\mu \approx 207 m_e$. Мю-мезонлар $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с давр билан

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \text{ ва } \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

схема бўйича емирилади.

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



13.1- расм

мик зарра фотомульсия таркибидаги кумуш ёки бром атомининг ядроси билан тўқнашиши туфайли содир бўлган ядровий реакцияда вужудга келган зарралар ҳам фотопластинкада из қолдиради. Фотопластинкага химиявий ишлов берилгач, бу изларни микроскоп остида қўнт билан кузатиб ўрганилади.

2-§- Зарядланган зарраларни тезлатиш усуллари

Зарядланган зарраларни тезлатиш учун қўлланиладиган қурилмаларда (уларни одатда, тезлаткичлар деб номлашади) зарядланган зарраларга электр ва магнит майдонларнинг таъсиридан фойдаланилади.

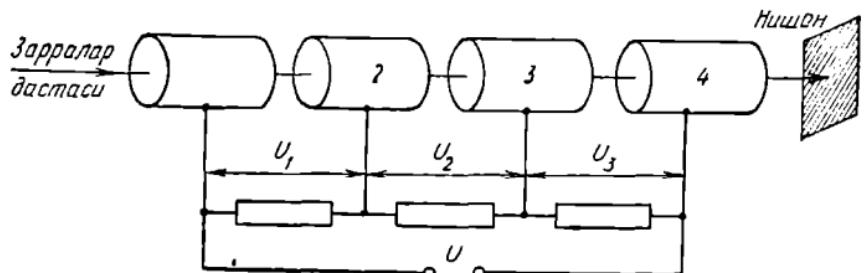
Тезлатилаётган зарранинг траекторияси тўғри чизиққа яқин бўлган тезлаткичлар — чизиқли тезлаткичлар иккига бўлинади:

1) зарраларни тезлатиш учун ўзгармас электр майдондан фойдаланилган қурилмалар чизиқли электростатик тезлаткич деб аталади;

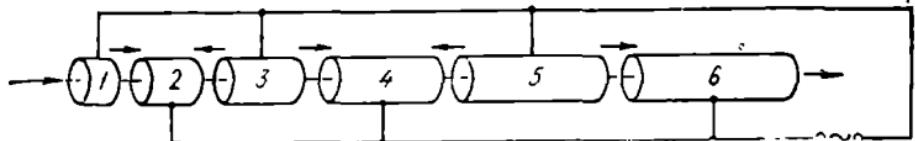
2) чизиқли резонанс тезлаткичларда эса зарралар ўзгарувчан юқори частотали майдон таъсирида тезлатилади.

Чизиқли электростатик тезлаткичларда (13.2-расм) ўқлари бир тўғри чизиқ бўйича жойлашган бир неча цилиндрисимон ҳалқалар кетма-кет жойлашган бўлади. Бу ҳалқалар тезлатувчи электродлар вазифасини бажаради. Электродлар потенциалларининг қийматлари ҳалқачалар номерига мос равишда ортиб боради. Манбадан чиқсан зарралар электродлар орасидаги ўзгармас электростатик майдонларда тезлашади, яъни «туртки» олади. Ҳалқалар ичida эса инерцияси бўйича ҳаракатланади. Навбатдаги ҳалқалар оралиғида яна «туртки» олади ва ҳоказо. Шу тарзда тезлатилган зарралар оқими нишонга тушади.

Чизиқли резонанс тезлаткичда тоқ номерли (1, 3, 5, . . .) ҳалқалар юқори частотали ўзгарувчан ток генераторининг



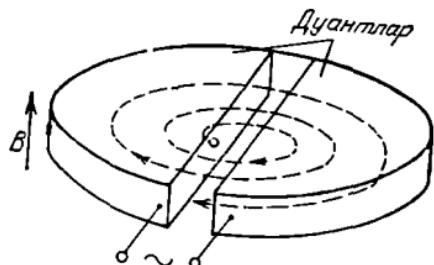
13.2- расм



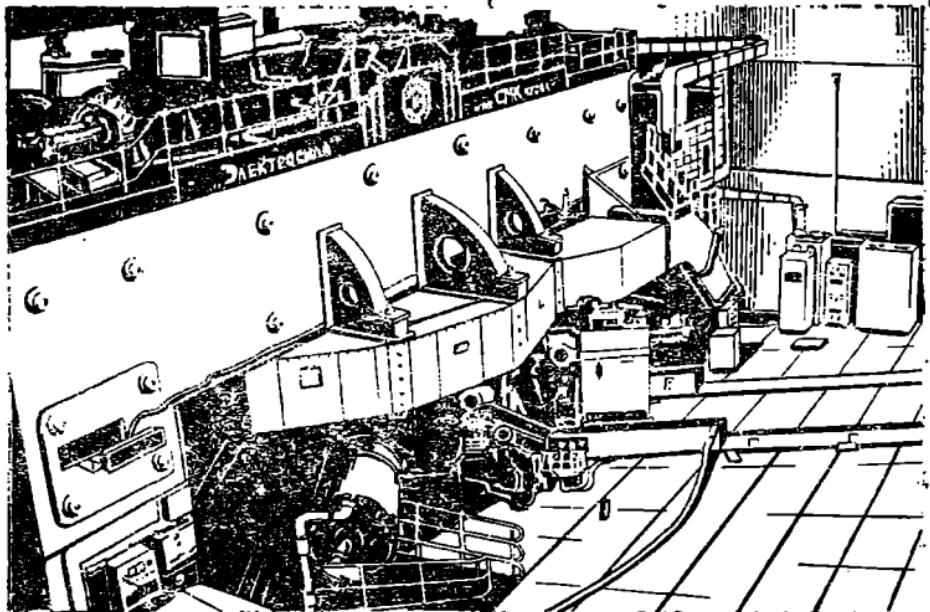
13.3- расм

бир қутби билан, жуфт номерли (2, 4, 6, . . .) ҳалқалар эса иккинчи қутби билан улашган (13.3-расм). Ҳалқалар оралиқларидаги электр майдоннинг сийй йўналишлари расмда стрелкалар билан кўрсатилган. Ҳалқаларниң узунликлари шундай танлаб синадики, натижада зағралар ҳалқалар-

нинг навбатдаги оралиғига ўзгарувчан тскнинг ярим даврига тенг вақтда етиб келади. Бу вақт ичиде электр майдон йўналиши тескарисига ўзгарган бўлади. Шунинг учун бу ҳалқалар оралиғида ҳам электр майдон зарраларга уларни тезлатувчи «туртки» беради. Шу тарзда зарралар ҳалқаларниң ҳар бир навбатдаги оралиғида «туртки» олаверади. Чизиқли электростатик тезлаткичда заряди бир бирликка тенг бўлган заррани eU (бунда U — биринчи ва охирги ҳалқалар орасидаги потенциаллар фарқи) энергияягача тезлатиш мумкин. Чизиқли резонанс тезлаткичда эса айни зэрра эришадиган энергиянинг қиймати $n \cdot eU$ (бунда n — ҳалқалар сони, U — генератор кучланиши)га тенг. Шунинг учун электрсстатик тезлаткичларда зарра эришиши мумкин бўлган энергиянинг қиймати юқори потенциаллар фарқини ҳиссил 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 тезлатилади (13.4-расмга к.) ва магнит майдон ёрдамида ярим айлана шаклидаги траектория бўйича ҳаракатланаб яна тезлатиладиган оралиқка қайтади, яна электр майдон томонидан «туртки» олади ва ҳоказо. Мазкур ғояга асосланган биринчи тезлаткичлар циклотронлар деб номлашган. Лекин циклотрон ёрдамида заррага берилиши мумкин бўлгани энергиянинг қиймати ҳам чеҳзараланган. Буниң сабаби қуйилдагидан иборат.



13.4- расм

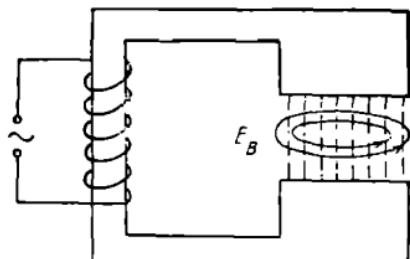


13.5- расм

Циклотронда магнит майдоннинг катталиги шундай танланадиши, бу майдон таъсирида зарра дуантлар орасидаги ўзгарувчан электр майдоннинг ярим даврига тенг вақт ичида яна дуантлар оралиғига айтиб келиши керак. Бошқача айтганда, зарранинг ҳаракати ва тезлатувчи майдон бир- бири билан синхрон (яъни бир вақтли) бўлиши керак. Лекин зарра тезлиги ортган сари, нисбийлик назариясига ассан, унинг массаси ҳам ортади. Натижада зэрраиниг 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° га эмас, балки каттароқ қийматга ўзгарган бўлади. Зарранинг баён этилган кечикиши боргани сари шу қадар катталашиб кетадики, натижада электр майдон заррани тезлатиш ўрнига унга тормозловчи таъсири кўрсатадиган бўлиб қолади.

Циклик тезлаткичларни такомиллаштиришда. Векслер (СССР) ва Мак-Милан (АҚШ) ғояларидан фойдаланилди. Улар зарра массасининг ўзгарувини магнит майдонни кучайтириш йўли билан ёки тезлатувчи электр майдоннинг даврини катталаштириш йўли билан компенсациялашни таклиф этдилар. Синхроциклотрон (фазотрон) деб аталадиган тезлаткичда магнит майдон индукцияси худди циклотрондаги-дек ўзгармаслигига сақланади. лекин тезлатувчи майдоннинг

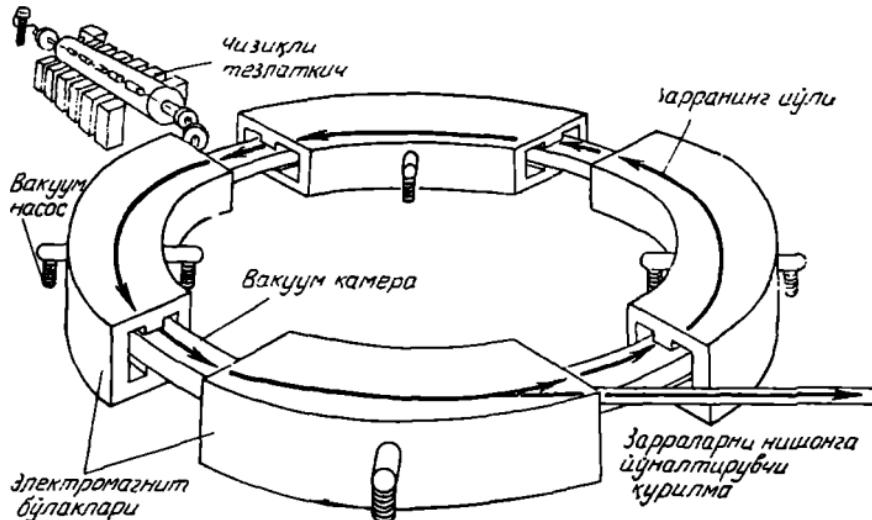
даври аста ошириб борилади. Синхроциклотронда ҳам зарра энергияси ортган сари ушинг траекторияси спиралсімөн рационалда көнгайиб боради. Шуннинг учун синхроциклотрон ўлчамлари катталашади. Бирлашған ядрорий тадқиқотлар институтидаги (Дубна шаҳри) синхроциклотрон (13.5-расм)



13.6- расм

магнитининг оғирлиги 7000 тоин. Мазкур синхроциклотронда протонлар 680 МэВ гача тезлатилади. Электронни тезлатиш учун бетатрон деб аталадиган қурилмалардан фойдаланилади. Бетатронда электронлар уюрмавий электр майдон таъсирида тезлашади. Бетатроннинг тузылышини тушуниш учун оддий икки чулғамли трансформаторни тасаввур қилинг (13.6-расмға қ.) Биринчи чулғам ўзгарувчан ток майдонға уланади. Натижада ўзгарувчан магнит майдонға вужудга келади. Магнит майдоннинг ўзгаруви содир бүләдиган фазо соҳаларыда электромагнит индукция ҳодисасига асосан уюрмавий электр майдонға вужудга келади. Шуннинг учун мазкур соҳага электрнлар оқими киритилса, улар уюрмавий электр майдон кучланғанлиги (E_B) чизиклари бўйлаб айланади. Бошқача қилиб айтганда, трансформаторнинг иккинчи «чулғами» вазифасини ўзгармас радиусли айланма орбиталар бўйича ҳаракатланадиган электропилар бажаради. Бетатрондаги электронларни ҳам тезлатиш чегараси мавжуд. Бунинг мөдияти шундаки, тезланиш билан ҳаракатланадиган электрон электромагнит түлқин нурлантиради. Шуннинг учун электрон бир неча юз МэВ энергиягача тезлатилганды ушинг нурланиш сифатида йўқотадиган энергияси сезиларлар бўлиб қелади. Натижада электроннинг траекторияси айланап эмас, балки ичкари томонга қайрилган спирал шаклига ўтади. Цемак, 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 ҳаракатланғанлиги учун камера катта тороид шаклида ясалади. Бу эса ўз навбатида ишҳоят катта электромагнит ўсашдан қутқаради.



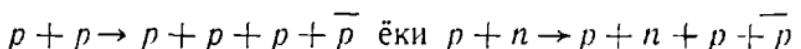
13.7- расм

Ешкакча айтганда, электромагнитнинг марказий қисмига ҳожат йўқ. Фақат зарралор ҳаракатланадиган соҳаларда (яъни тороид атрофида) магнит майдон мавжуд бўлиши шарт. Шунинг учун электромагнитни яхлит шаклда эмас, балки бир неча бўлаклардан иборат қилиб ясаш имконияти туғилади (13.7-расмга қ.). Лекин бу бўлакларни жойлаштириш ишоят катта аниқлик билан бажарилади. Протонлар, аввал, чизиқли тезлаткичда 50 МэВ гача тезлатилади. Сўнг синхрофазатрои камерасига киритилади. Ўсиб борувчи магнит майдонда бу протонлар ғйланма орбита бўйлаб ҳаракат килади. Даври ортиб борадиган электр майдон эса протонларга тезланиш беради. Бу тарзда бир неча ўн ГэВ гача протонларни тезлатишга эрринилади.

3- §. Элементар зарралар

Замонавий тезлаткичларда зарраларни юқори энергияларга тезлатиш имконияти элементар зарраларни ўрганишга кешишонлар яратиб берди. Хусусан, антипротон ва анти-нейтронларни кашф этилиши синхрофазатроида юқори энергетик протонлар оқимини ҳосил қилиш билан боселик. 1932 йилда электроннинг антизарралари позитрон кузатилгандан сўнг, барча элементар зарраларни антизарралари ман бўлинни лозим, деган фикр физикада мустаҳкам ўрин олди. Чекчи антипротон 23 йилда и сўнг яъни 1955 йилда Чем-

берлен, Сегре, Унганд ва Ипсилантис амалга оширган таж-рибада қайд қилинди. Үлар б ГЭВ гача тезлатилган протонлар билан мис нишонни нурладилар. Бүгүн юқори энергиялык протоны мис ядросининг таркиндаги бирор нуклон билан таъсирашади ва қийидаги реакциялардан бири амалга ошади:



Антипротоннинг электр заряди минус, хусусий магнит моменти механик моменттага тескари йўналган. Ҳудди электрон ва позитрон каби пристон ва антипротон ўзро аннигиляцияланади. Антипротон ийтрси билан тўқишганда ҳам аннигиляцияланishi мумкин.

Бир йилдан сўнг, яъни 1956 йилда антинейтрон кашғарилиниди. Антинейтроннинг хусусий магнит моментининг йўналиши механик моментининг йўналиши билан бир хил. У нуклон билан (яъни пристон ёки ийтрон билан) тўқишишганда ҳам аннигиляцияланishi мумкин.

Кейинчалик (1965 — 1966 й.) энг оддий ядъолар — дейтерий ва тритийларининг антиядролари антидейтерий ва антитритийлар кузатилди.

Ҳозирги вақтда деярли барча зарраларнинг (фотон, пи-ноль-мезон ва эта-мезондан ташқари) антизарралари мавжудлиги аниқланган. Антизарранни белгилаш учун зэрранинг белгисидан фойдаланилади, фақат белги тепасига чизиқча қўйилади. З-жадвалда зарралар ва уларининг антизарралари келтирилган.

Жадвалдан кўринишича, барча зарралар тўрт групга шаклида жойлаштирилган. Биринчи групнага ўзишининг хусусиятлари билан бошқа зарралардан ажралиб турадиган электромагнит майдон квенти — фотон киради, холос. Лептонлар групласи массалари 207 электрон массасидан кичик бўлган ёнгил зарралардан ташкил топган. Мезонлар групласига кирган зарраларнинг массалари эса лептонлардан оғирроқ, лекин барионлар групласидаги зарралардан сингилроқ. Шунинг учун уларни ўрта массалии зарралар групласи деса ҳам бўлади.

Зарраларни группаларга ажратишда уларининг фақат массалари эмас, балки тошқа хусусиятлари ҳам эътиборга олинган. Масалан, лептонлар ва барисиларининг спинлари $1/2$ га (омега — гипероннинг спини $3/2$ га тиг), мезонларини 0 га, фотоннини эса 1 га тенг. Зарралар яна бир хусусияти билан бир-биридан фарқланади. Бу хусусият — зарралар орасидаги ўзаро таъсири характеристидир. Ўзаро таъсирини тўрт тури мавжуд:

Зарраннинг номи	Белгиси		Тишчиликдаги массаси, МэВ	Яшаш дачунай- лисиги,
	зарра	антизарра		
Фон	γ		0	барқарор
Лептоонлар				
Электрон	e^-	e^+	0,511	барқарор
Мю- мезон	μ^-	μ^+	106	$2 \cdot 10^{-6}$
Нейтрино	ν	$\bar{\nu}$	0	барқарор
Мезонлар				
Пи- мезон	π^+	π^-	140	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Пи- ноль- мезон	π^0		135	$0,8 \cdot 10^{-16}$
Ка- мезон	K^+	\bar{K}^-	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$
Ка- ноль- мезон	K^0	\bar{K}^0	498	$10^{-10} - 10^{-8}$
Эта- мезон	η		549	$2,4 \cdot 10^{-10}$
Барионлар				
Протон	p	\bar{p}	938,2	барқарор
Нейтрон	n	\bar{n}	939,6	$0,9 \cdot 10^3$
Лямбда- гиперон	Λ	$\bar{\Lambda}$	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$
Сигма - плюс - ги- перон	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$
Сигма - ноль - ги- перон	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$< 10^{-11}$
Сигма- минус- ги- перон	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$
Кси - ноль - ги- перон	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315	$3 \cdot 10^{-10}$
Кси - минус- ги- перон	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	$1,7 \cdot 10^{-10}$
Омега- минус - ги- перон	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672	$1,3 \cdot 10^{-10}$

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

2) электромагнит ўзаро таъсир;

3) кучсиз ўзаро таъсир, унинг намоён бўлишини β - емирилиш жараёнида кузатганмиз;

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

Барионлар ва мезонлар группаларыга оид зарраларда кучли ўзаро таъсир намоён бўлади. Баъзи зарралар бир вақининг ўзида бир неча ўзаро таъсирида қатнашиш қобилиятига эга. Масалан, протон бошқа зарралар билан кучли, электромагнит, кучсиз ўзаро таъсириларда бўла олади. Кейинги йилларда кучли ўзаро таъсирида қатнишадиган зарраларниң оиласи резонанслар деб аталадиган зарраларниң катта групнаси билан тўлди Резонансларниң яшаш давомийлиги ($10^{-22} \div 10^{-23}$) с чамасида. Биринчи марта резонансларни 1952 йилда Э. Ферми пи-мезонларниң протонларда сочилишини текшириш жараёнида кузэтган. Мазкур тажрибада пи-мезонларниң сочилиш эҳтимоллигини уларниң энергиясига борликлигини ифодалсви графикда кескин максимум кузагилди. Бу максимум худди маятникнинг мажбурий тебранишида из берадиган резонанс ҳодисасидаги максимумга ўхшайди. Каушф этилган заррани резонанс деб аталиши ана шундан келиб чиққан. Умуман, резонансни зарра ёки пи-мезоннинг нуклонга «ёпишган» ҳолати деб талқии қилиш ҳозирча ҳал бўлмаган муаммодир. Балки, ниҳоят қисқа вақтлар давомийлигида (резонанс учун $\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-23}$ с) зарра ва пи-мезоннинг нуклонга «ёпишган» ҳолати тушунчаларишинг фарқи йўқдид.

Бироқ кашғ 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 зарралардан ташкил тспгани системадир. Нейтрончи? Нейтрон $n \rightarrow p + e^- + v$ схеми бўйича емирилади, лекин у протон, электрон ва нейтринодан иборат система эмас, бу з рралар нейтрон емирилаётган лаҳзади вужудга келади (худди ядронинг ўйғонгани ҳолатидан асосий ҳолатга ўтишида фотон ҳосил бўлганидек). Шунинг учун ҳозирги тасаввурларга асосан нейтрон элементар заррадир. Бирсқ шунга қарамай, олимлар маълум элементар зарралардан ҳам элементарроқ зарралар мавжуд эмасмикан? — деган саволга жавоб қидирмоқд лар. Баъзи назариётчи физикларниң фикрича, табнатда ҳали каушф қилинмаган зарралар мавжудки, бу зарралардан ҳозирча элементар деб аталаётган зарралар ташкил тспгайдир. Бу соҳада 1964 йилда Гелл — М и томонидан таклиф этилган гипотези эъти-

борга лойиқ Бу гипотезага асосан барча мезонларни, барионларни ва резонансларни *кварклар* деб номланган уч зарра ва *антинварклар* деб аталған уч антизарранинг турли комбинациялардаги бөлганиши тарзидә вужудга келтириш мүмкін. Агар мазкур гипотеза қабул қилинса, ҳозиргача маълум бўлган элементар зарралар тартибли системага келтирилади. Лекин таклиф этилаётган кваркларнинг хусусиятлари ҳозирги тасаввуримизда ғалатироқ. Хусусан, кварклардан бирининг электр заряди $+2e/3$, қолган иккитасининг электр зарядлари эса — $e/3$ дан бўлиши лозим. Бунинг ғалагилиги шундаки, ҳозиргача e дан кичик бўлган электр заряд табиатда кузатилган эмас.

Умуман кварклар ҳақидаги гипотезани радиэтевчи 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.

Ҳурматли китобхон! Сиз «Физика курсининг асослари билан танишдингиз. Лекин физика фани шу қадар шиддат билан ривожланяптики, физиканинг ҳар бир соҳасини алоҳида фан тариқасида ўрганишга тўғри келяпти. Масалан, радиофизика, химиявий физика, кристаллофизика, металлофизика, геофизика, астрофизика, биофизика, Шунинг учун ҳам замонавий муҳим илмий муаммоларнинг, айниқса илмий конференциялар ва оригинал илмий матбуот саҳифаларидан илмий муноззраларнинг кўпчиликини Сизнинг эътиборинги яхавола этишининг иложи бўлмади. Бўлажак мутахассисингиз тақозэси ёки шахсий қизиқишинингиз туфайли физиканинг бирор соҳаси бўйича билимингизни чуқурлаштироқчи бўлсангиз физика ўқиш жараёшида эгаллаган билимингиз хажмидаги Сизнинг физикага онд тасаввурлашингиз бу ишда поидеворлик вазифасини ўтайди. Физиканинг алтим соҳасида билимингизни янада чуқурлаштиришни эса ача шу поидевор ўтига қурилаётган муҳташам бинога ўхшатиш мумкин.

Физика фани бир қатор муҳим ва қизиқарли муаммоларни ҳал қилиниши керак. Бу муаммолар рӯйхатидан бешкариладиган термоядрений реакция, ўтакучли майният майдонлардаги жиҳем ҳолати, разерлар ва газерлар (яъни рентген нурлар ва гамма нурлар диапазонидаги лазерлар), суюқ кристаллар ўти оғир элементлар, «экзотик ядралар», квирклар ва глосслиар, астрофизика масалаларини кўрсатиш мумкин. Бу муаммоларни ҳал қилиниши фан-техника тараққиётини янада юқоририоқ босқиңгага кўтаради. Бу олижано ўшига республикамиз физик-олимлари ҳам дурустгина ҳисса қўшмоқдалар. Ҳозирги вақтда Ўзбекистон фанлар Академиининг таркибиидаги тез ишловчан электрон-ҳисоблаш машинизлар, ядерний реактор, циклотрон, бетатрон, чизиқли теззлаткичлар каби замонавий қурилмалар билан жиҳозланган илмий-текшириш институтлари (физика-техника институти, ядро физикаси институти, электроника институти, иссиқлик-физика институти) ва Тошкент Давлат Университети (ІошДУ) қошида амалий ядерний физика институти мавжуд. Физиканий про-

филдаги бу илмий-текшириш институтларидан ташқари республиқамыз солиінің үқув юртларининг физика факультетлари, физика кафедраларидаги педагог-физиклар ва қобиلىятли студентлар ҳам физиканинг турли соҳаларида илмий-текшириш ишлари олиб боряптилар. Улар халқ хұжалиги билан бөлек масалалар, Қуёш энергиясидан фойдаланиш йүллары, модда түзилишінде оид бир қатор илмий-фундаментал ва амалдай хәрактеңдеги изланишләри, ядро ва элементар зарралар физикасында оид назарий ва экспериментал тадқиқотлары, физика фаны ютуқларини бөшкә фанларга құллаш билан республиқамыз шоғырлариниң ғана оширмоқдалар.

МУНДАРИЖА

I боб. Ёруғлик интерференцияси

1- §. Ёруғлик — электромагнит түлқин	4
2- §. Ёруғлик интерференцияснинг моҳияти	6
3- §. Когеренглик	9
4- §. Интерференсион манзарали ҳисоблаш	12
5- §. Юпқа пластинкалардаги интерференция	15
6- §. Интерферометрлар. Кўп пурли интегрференция	21

II боб. Ёруғлик дифракцияси

1- §. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс—Френель принципи.	24
2- §. Френель зоналари	25
3- §. Френель дифракцияси	28
4- §. Фраунгофер дифракцияси	32
5- §. Дифраксион панжара	34
6- §. Фазовий панжаралардаги дифракция	40
7- §. Голография	43

III боб. Электромагнит түлқинларнинг модда билан ўзаро таъсири

1 §. Ёруғлик дисперсияси	48
2- §. Дисперсиянинг электрон назарияси	49
3- §. Доплер эффицити	53
4- §. Вавилов—Черепков нурланниши	55

IV боб. Ёруғликнинг қутбланиши

1- §. Табиий ва қутбланган ёруғлик	57
2- §. Ёруғликнинг қайтишда ва синтезла қутбланиши	60

3- §. Еруғликинің иккігә ажralиб синишиңдаги қутбланиш	63
4- §. Поляризаторлар	67
5- §. Малюс қонун	69
6- §. Оптик анизорепниниң сұнъий равишда ҳосил қилиш усуллари	71

V бөб. Иссиклик нұрлапиш

1- §. Нурлапиш та жисем орасындағи мұносабат характеристикалары	75
2- §. Кирхгоф қонун	79
3- §. Абсолют қора жисем учун иссиқлик нурлапиш қонунлари	82
4- §. Планк формуласи	85
5- §. Оптик пиromетрлар	87

V I бөб. Еруғликинің квант хусусиятлари

1- §. Фотоэффект ва уннің қонунлари	90
2- §. Фотоэфект назариясы	93
3- §. Фотоп ва уннің характеристикалары	95
4- §. Еруғлик босимі	98
5- §. Конитон эффекті	100
6- §. Электромагнит нурлапиш корпускуляр әсемдіктеріндең диалектикалық бірлігі	102

V II бөб. Квант механикасының элементлари

1- §. Моддаларынің корпускуляр түл иш дуализми. Де-Бройль формуласи	105
2- §. Атом түзилиши ҳақидаги тасаввурларнинг ривожланиши	108
3- §. Де-Бройль түлділіларының физик маъноси	117
4- §. Гей-Іенберг шарттарының мұносабаты	119
5- §. Шредингер теңгламасы	123

V III бөб. Атом түзилнеші

1- §. Водород атоми. Квант соңлар	132
2- §. Штерн ва Герлах тажрибасы	136
3- §. Электрошаштың спины	138
4- §. Паули принципі	139
5- §. Д. И. Менделеевнің элементлар даврий системасы	142
6- §. Рентген спектрлари	145
7- §. Молекулалар	148
8- §. Парамагнит резонанс	152
9- §. Мажбурий нурлапиш. Лазерлар	154

IX бөл. Квант статистикаси элементлари

1- §. Статистик физиканинг асосий түшүнчалари	157
2- §. Фононлар	161
3- §. Үтказувчаплик ҳодисаси	164
4- §. Металлардагы электронларниң квант статистикаси	166
5- §. Металлар электр үтказувчанлигининг квант назарияси ҳақида түшүнчә	170
6- §. Үтказувчаплик ҳодисаси	172
7- §. Жозефсон эффектлари	175

X бөл. Қартик жиссендештірілген элементлары

1- §. Қристаллардагы энергетик зоналар	177
2- §. Энергетик зоналарниң электропроводларының түлдіриліши	180
3- §. Ярим үтказгичларниң құсусий электр үтказувчанлиги	183
4- §. Ярим үтказгичларниң аралаш алғы электр үтказувчанлиги	187
5- §. Контакт ҳолисалар	190
6- §. $p - n$ -үтиш	193
7- §. Ярим үтказгичтің диод ва триодлар	198
8- §. Ярим үтказгичларниң фототүтказувчанлигі	203
9- §. Люминесценцияның нурлапыш	204

XI бөл. Ядро физикасы

1- §. Атом ядроининң таркибы ва асосий характеристикалары	205
2- §. Ядерный күчлар	209
3- §. Ядро ассаси ва боғланиши энергиясы	211
4- §. Радиоактивлік	215
5- §. Ядерный нурлапыштар ва уларның айд қилиш усуллари	219
6- §. Мессбауэр эффекті	222

XII бөл. Ядерный реакциялар

1- §. Ядерный реакцияларниң асосий қонуниятлары	226
2- §. Нейтронлар	230
3- §. Ядроларниң бүллиштери	233
4- §. Занжир реакция. Реакторлар	238
5- §. Термоядерный реакциялар	243
6- §. Ядро физикасинин ютуқларидан тиімчилек мақсадлары	245

ІХ

даланиш	248
7- §. Ядрөвий уруш хавфини шүқотиш — заруратдир	250
XIII б о б. Элементар зарралар	
1- §. Космик нурлар	253
2- §. Зарядланған зарраларни теззатиш усуллари	256
3- §. Элементар зарралар	260
Хотима	265

Аҳмаджонов О.

Физика курси. Т. 3. Оптика, атом ва ядро физикаси: Олий ўқув юрт. студ. учун дарслик.— 2-қайта ишланган нашри.— Т.: Уқитувчи, 1988.—272 б.

Аҳмаджанов А. Курс физики. Т. 3.: Учеб. для студ. инженерно-технических вузов.

ББК 22.33я73

На узбекском языке
АМИЛ ИСМАИЛОВИЧ АХМАДЖОНОВ
КУРС ФИЗИКИ
том III

Учебник для студентов технических вузов

Издание второе, переработанное

Ташкент «Ўқитувчи» 1989

Редакторлар *М. Пұлатов, Х. Пұлатхұжаев*
Расмлар редактори *С. Соин*
Тех. редактор *Т. Грешикова*
Корректор *Н. Абдуллаева*

ИБ №4910

Тернишга берилди 20.07.88. Босишига рухсат этилди
21.02.89. Формати $84 \times 108/32$. Тип. қоғози № 1. Литератур-
ная гарн. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида бо-
силди. Шартли б. л 14,28. Шартли кр.-отт. 14,28.
Нашр. л. 13,65. Тиражи 10000. Зак 2132. Бағоси 75 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, 129. Навоий кӯчаси, 30.
Шартиома 18-119-88.

Ўзбекистон ССР пашриётлар, полиграфия ва китоб сав-
доси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот»
полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг Баш кор-
хонасида тернилб, 3-босмахонада босиленди. Тошкент,
Юнусобод массиви, Муродов кӯчаси, 1. 1989.

Набрано на головном предприятии, отпечатано в типогра-
фии № 3 ТППО «Матбуот» Государственного комитета
УзССР по делам издательства, полиграфии и книжной
торговли. Ташкент, массива Юнусабад, ул. Мурадова, 1.