

Ғ. А. Абдуллаев

ФИЗИКА

*ЎзССР Олий ва ўрта махсус таълим
министрлиги олий ўқув юртларининг
физика ихтисослигидан бошқа мутахассисликлари
бўйича ўқувчи студентлари учун
дарслик сифатида рухсат этган*

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1989

Тақризчилар: профессорлар. О. И. Аҳмаджонов, У. В. Ази

Махсус муҳаррир: физика-математика фанлари кандидати
доцент К. А. Турсунметов

Ушбу дарслик СССР Олий ва ўрта махсус таълим министри-
нинг олий таълим бўйича ўқув-методик бошқармаси тасдиқлаган ўқ
программаси асосида ёзилди. Дарслик умумий физиканинг барча бўли-
ларини ўз ичига олади. Ўқув материалининг баён этилиш услуби
методик усуллари Ўлугбек номидаги Самарқанд Давлат архитекту-
ра-қурилиш институтида ўқитиш жараёнида кўп йиллар давомида си-
кълрилди. Программа материали асосан Халқаро бирликлар система-
(СИ) ва унинг улушли birlikларидан фойдаланган ҳолда қисқа ва ан-
баён этилди. Шунингдек дарсликда физика фанининг кейинги йиллар
эришган ютуқлари ҳам ўз аксини топган.

Дарслик Олий ўқув юртларининг физика ихтисослигидан ташқа
барча мутахассисликларни бўйича ўқувчи студентлари учун мўлжалланг
бўлиб, ундан олий техника ўқув юртларининг кечки ва сиртқи бўли-
лари студентлари ҳам кенг фойдаланиши мумкин.

A $\frac{1604910000 - 188}{353 (04) - 89}$ 154 — 89

ISBN 5 — 645 — 004, 58 — 2

© Ўқитувчи нashрети, Т
1989 й.

Мамлакатда олий таълимни қайта қуришнинг кенг қўлланма программаси муайян бир мутахассислик учун физика курсидан алоҳида, қисқа, лекин барча материални ўз ичига олган ўқув қўлланмалари, дарсликлар яратишни тақозо қилади. Мавжуд ўқув қўлланмаларининг кўпчилиги уч томлик, ҳажми эса 80—90 нашр листига тўғри келади. Бу дарсликлар нисбатан тўлиқлиги, такомиллашганлигига қарамай, программа материални қидириб топиш студентларнинг кўп вақтини олади. Ана шу мулоҳазаларни ҳисобга олиб қурилиш институтлари ва бошқа олий ўқув юр்தларининг инженер-иқтисодчи мутахассислиги студентлари учун ўқув программаси асосида умумий физика курсининг барча бўлимларини ўз ичига олган «Физика» дарслигини яратдик.

Маълумки, Олий ўқув юр்தларининг физика ихтисослигидан бошқа мутахассисликлар бўйича ўқувчи студентлари учун физика курси жуда қисқа муддат (бир ўқув йили) да ўтилади, бинобарин, ажратилган ўқув соатлари ҳам кўп эмас (лекция учун 70 соат, лаборатория ва амалий машғулотлар учун 40 соат ажратилган). Студентларнинг математик тайёргарлиги ҳам олий математиканинг биринчи семестрдаёқ туғалланадиган қисқа курси ҳажмида бўлиб, ушбу дарсликда олий математикадан кенг фойдаланилди. Кўпгина физик қонуниятлар ифодалари энг содда усулда келтириб чиқарилди, баъзи ўринларда бу қонуниятларга сифат жиҳатдан қиёсий равишда тушуштириш берилди.

Дарслик муаллифнинг Улуғбек номидаги Самарқанд Давлат архитектура-қурилиш институтининг инженер-иқтисодчи мутахассислиги бўйича таҳсил олувчи биринчи курс студентларига ўқиган лекциялари асосида тузилди.

Бу тилдаги дарслик ўзбек тилида биринчи марта ёзилаётгани туфайли унда айрим камчиликлар учраши эҳтимолдан ҳоли эмас. Муаллиф дарслик ҳақида фикр-мулоҳазаларини илдирган барча ўртоқларга миннатдорлик изҳор этади.

Физика—энг қадимий фанлардан бири бўлиб, модда тузилиши, жисмларнинг ҳаракат турлари, энергиялари ва ўзаро таъсирларини ўрганади ва барча табиий фанлар фойдаланадиган табиат ҳодисаларининг умумий қонуниятларини аниқлайди. Умуман, бу фаннинг асосий вазифаси бизни ўраб олган моддий оламни ҳар томонлама ўрганиш, унинг тузилиши ва ҳаракат қонуниятларини топиш, бу қонуниятларни бир-бирига боғлаб ўрганишдир. Физика фани ўз тараққиётида марксча-ленинча диалектик материализм методига асосланади. Марксча-ленинча таълимотга кўра, бизни ўраб олган олам (материя) бирламчи, яъни у бизнинг онгимизга боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуд бўлиб, сезги органларимиз уни ўзида акс эттиради.

Ҳаракат билан материя узвий боғлиқ бўлиб, ҳаракат материянинг яшаш формасидир. Физика фани материя ҳаракатининг содда ва шу билан бирга, энг умумий шаклини ўрганади. шу туфайли физика билан бошқа табиий фанлар чамбарчас боғлиқ бўлиб, физика улар орасида муҳим ўрни эгаллайди.

Физика фанининг ривожланишига Ўрта Осиёнинг машҳур олимлари: Абу Али ибн Сино (980—1037), Беруний (Абурайҳон Муҳаммад ибн Аҳмад Беруний) (973—1048), Улуғбек Муҳаммад Тарағай (1397—1449) катта ҳисса қўшдилар.

Улуғ Октябрь революциясига қадар яшаб ижод этган буюк рус олимлари: А. Г. Столетов, П. Н. Лебедев, А. С. Попов, Э. Х. Ленц, Н. А. Умов, Б. Б. Голицын, П. Н. Яблочков, А. Н. Лодигин, Б. С. Якоби, С. Э. Циплюковский, А. А. Эйхенвальд, А. Ф. Иоффе, Д. С. Рождественский, В. К. Аркадьев ва бошқалар физика фанининг илмий асосларини яратдилар. Уларнинг кўпчилиги чет эллардаги ҳамкасблари Ж. Максвелл, Г. Герц, Ж. Пойнтинг, Ж. Жоуль,

Л. Б. Больцман ва бошқалар билан ижодий алоқада бўлиб ажойиб кашфиётлар қилдилар.

Улуғ Октябрь революциясининг ғалабаси мамлакатимизда физика фанининг ривожланишига кенг йўл очиб берди. П. Н. Лебедев номидаги Физика институти, И. В. Курчатов номидаги Атом энергияси институти, А. Ф. Иоффе номидаги СССР ФА Физика-техника институти ташкил этилди. Бундан ташқари Киев, Минск, Новосибирск, Харьков, Свердловск, Тошкент, Тбилиси, Ереван каби бошқа кўпгина шаҳарларда физика фанининг тадқиқот марказлари бунёд этилди.

Л. И. Мандельштам, Г. С. Ландсберг (ҳинд олим Ч. Раман билан бир вақтда) молекулалар энергиясини тадқиқот қилишнинг классик методи бўлган ёруғликнинг комбинацион сочилиш ҳодисасини кашф қилдилар. А. Ф. Иоффе ҳозирги замон ярим ўтказгичлар физикасига асос солди. Я. М. Френкель назарий физиканинг муҳим бўлимларини фундаментал илмий ишлар билан бойитди, В. И. Векслер заррачалар энергиясини бир неча миллиард электрон-вольтга оширишнинг физик асосларини яратди. И. В. Курчатов эса жуда қисқа вақт ичида атом энергиясидан фойдаланиш имкониятларини очиб берди. Космик фазога парвоз қилиш ва уни ўрганишда совет физикларининг ҳиссаси катта.

Совет физикаси бугунги кунда термоядро тадқиқотлари, квант электроникаси, паст температуралар физикаси, юқори босим физикаси ва шунга ўхшаш кўп соҳаларда дунёда илғор позицияда туради. Партия ва ҳукуратимиз томонидан совет жамиятини, фан-техника тараққиётини жадаллаштириш вазифаси қўйилган ҳозирги кунда ҳозирги замон техникасининг универсал базаси бўлган физика фани муҳим аҳамият касб этади.

МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

I-боб. МОДДИЙ НУҚТАЛАР ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР
МЕХАНИКАСИ

I-§. Моддий нуқталар кинематикаси. Механик ҳаракат

Фазода бирор жисмнинг бошқа бир жисмга нисбатан вақт давомида ўз вазиятини ўзгартириш процесси *механик ҳаракат* дейилади. Механик ҳаракат табиатдаги энт содда ҳаракатдир, шундай ҳаракат қонуниятларини ўрганадиган физика бўлими (*механика*) дейилади. Кўпинча, механика фани, ҳақида гап кетганда биз классик механикани тушунамиз, бу механика кўзга кўринувчи (макроскопик) жисмлар ҳаракатини ўрганади, бу жисмларнинг тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан жуда кичик бўлади. Классик механика асосида Ньютон қонунилари ётади, шу сабабли кўпинча классик механика Ньютон механикаси ёки (*Норелятивистик механика*) деб аталади. Тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлган жисмлар ҳаракатини *релятивистик механика*, кўзга кўринмайдиган микрозаррачаларнинг ҳаракат қонуниятларини эса (масалан, электронларнинг атомдаги ва молекулалардаги ҳаракатини) *квант механикаси* ўрганади.

Механик ҳаракат нисбийдир. Масалан, ҳаракатдаги вагон ичида ўтирган одам вагон билан биргаликда атрофдаги ҳаракатсиз жисмларга нисбатан ҳаракатланади. Ўз навбатида, шартли равишда ҳаракатсиз ҳисобланган бу жисмлар Ер билан биргаликда Қуёш атрофида айланма ҳаракат қилади. Бу машиналарнинг поршенлари цилиндрга нисбатан, соат стрелкаси циферблатга нисбатан ҳаракатланади. Жисмларнинг ҳаракати бирор жисмга нисбатан қаралса, бу жисм саноқ бошланадиган жисм (ёки қисқача саноқ боши) дейилади. Саноқ бошланадиган жисм билан координаталар системаси ҳамда вақт саноғи биргаликда *саноқ системасини* ташкил қилади.

Саноқ системаси жисмнинг фазодаги вазиятини, унинг ўзгаришини x , y , z координаталар ва вақт саноғи t ёрдамида белгилаб беради. Агар берилган жисмнинг қай пайтда

ва фазонинг қандай нуқтасидан ҳаракатлана бошлагани маълум бўлса, у ҳолда бундан кейинги исталган вақтда жисмнинг ўрнини аниқлаш учун унинг ҳаракат траекториясини ва ҳаракат қонунини билиш зарур. Берилган жисмнинг ҳаракат давомида фазода қолдирган изи ёки кетма-кет вазиятларининг ўрни *траектория* дейилади. Агар жисм етарлича кичик бўлса ёки у илгарилама ҳаракат қилаётган бўлса, у ҳолда жисмнинг ўрнини аниқлаш учун унинг исталган битта нуқтасини, масалан, оғирлик маркази нуқтасининг траекториясини билиш kifоя. Бу ҳолда жисмни *моддий нуқта* деб фараз қилинади.

Классик механика курси уч қисмга бўлиниди.

1) **Кинематика** — бу бўлим жисм ҳаракат қонуниятларини ўрганиб, шу ҳаракатни юзага келтирувчи сабаб билан қизиқмайди. Асосан, механик ҳаракат ўтилган йўл s вақт t , ҳаракат тезлиги v , тезланиши a каби параметрлар, билан характерланади.

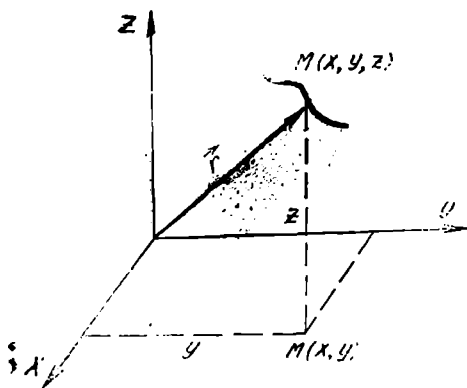
2) **Динамика** — жисм ҳаракатини шу ҳаракатни вужудга келтирувчи сабаблар (куч) билан боғлаб ўрганади. Кинематик параметрларга куч F ва масса m қўшилади.

3) **Статика** — жисмлар системаси мувозанати шартларини ва бу шарт ўзгариши билан вужудга келувчи унинг ҳаракатини ўрганади. Статика механиканинг махсус курсларида (материаллар қаршилиги, назарий механика ва ҳ. к.) батафсил баён қилинади, биз бу бўлимни алоҳида кўриб чиқмаймиз.

Жисмларнинг механик хоссалари уларнинг химиявий табиатига, ички тузилишига ва ҳолатига боғлиқ, улар физиканинг механикадан бошқа бўлимларида ўрганилади. Шу сабабли механик аниқ масалаларни кўриб чиқишда моддий нуқта, абсолют қаттиқ жисм, абсолют эластик жисм, абсолют ноэластик жисм ва шу каби содалаштирилган моделлардан фойдаланилади.

2-§. Ҳаракатнинг асосий қонунлари

Энг аввало, моддий нуқтанинг илгарилама ҳаракатини ўрганишдан бошлаймиз. *Моддий нуқта* деб, кўрилаётган масалада ҳаракат бўлаётган фазо ўлчамига нисбатан шакли ва ўлчамларини ҳисобга олмаслик мумкин бўлган даражада кичик жисмга айтилади. Масалан, Ернинг ўртача диаметри тахминан $D \sim 0,13 \cdot 10^6$ км, Ер билан Қуёш орасидаги масофа тахминан $\sim 0,15 \cdot 10^8$ км. Шу сабабли Ерни ундан Қуёшгача бўлган масофага нисбатан моддий нуқта деб қараш мумкин.



1.1- расм

Моддий нуқтанинг ҳаракатини тўғри бурчакли координаталар системаси — Декарт координаталар системасида қарайлик. Координата боши Ернинг бирор қўзғалмас нуқтасига қўйилган бўлсин (1.1-расм). Моддий нуқтанинг фазода ўтган йўли вақт билан қуйидагича боғланган:

$$s = f(t). \quad (1.1)$$

Бу тенглама моддий нуқтанинг ҳаракат тенгламасидир. Агар вақтга нисбатан учта узлуксиз ва бир қийматли функциялар:

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t) \quad (1.2)$$

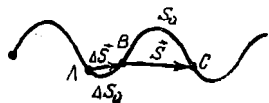
берилган бўлса, моддий нуқтанинг ҳаракати тўла аниқланган бўлади. Бу тенгламалар системаси нуқта ҳаракатининг кинематик тенгламалари дейилди. Бу тенгламалар нуқта ҳаракатининг вектор тенгламаси $\vec{r} = \vec{r}(t)$ га эквивалент; \vec{r} — радиус-вектор.

Моддий нуқтанинг ҳаракати фазода чизган траекториясига қараб тўғри чизиқли ёки эгри чизиқли бўлиши мумкин. Моддий нуқтанинг тўғри чизиқли ҳаракати энг содда механик ҳаракат бўлиб, ўрта мактаб физика курсидан бизга етарлича маълум.

Биз моддий нуқтанинг эгри чизиқли ҳаракатини қараб чиқамиз. Моддий нуқта (1.2- расм) эгри чизиқ бўйича ҳаракатланаётган бўлсин.

Ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг B ва C вазиятларини бирлаштирувчи \vec{s} вектор кўчиш деб юритилади. Моддий нуқтанинг B ва C вазиятларини туташтирувчи траекториянинг узунлиги йўл дейилади. Фараз

қилайлик, Δs кўчиш моддий нуқтанинг эгри чизиқли ҳаракати натижасида A вазиятдан B вазиятга Δt вақт ичида ўтиши натижасида вужудга келган бўлсин. Кўчиш век-



1.2- расм

торининг модули $|\Delta \vec{s}|$ ни Δt вақтга бўлиб, ҳаракатнинг Δt вақт ичидаги ўртача тезлигини топамиз:

$$v_{\text{фр}} = \frac{|\Delta \vec{s}|}{\Delta t}. \quad (1.3)$$

Умуман, *ўртача тезлик* деб, бирор вақт ичида босиб ўтилган йўлнинг шу вақтга нисбати билан ўлчанадиган катталикка айтилади, яъни:

$$v_{\text{фр}} = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \quad (1.3^1)$$

Ҳаракатнинг оний (ёки ҳақиқий) тезлиги — вақтнинг исталган momentiдаги тезлик бўлиб,

$$\vec{v}_{\text{оний}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \frac{d\vec{s}}{dt} \quad (1.4)$$

формуладан топилади. Агар $\Delta t \rightarrow 0$ бўлса, у ҳолда кўчиш модули (Δs) шу вақт интервалидаги йўлга (Δs) сон жиҳатидан тенг бўлади. Оний тезликни билган ҳолда бирор вақт оралиғидаги кўчишни топиш мумкин:

$$d\vec{s} = v_{\text{оний}} dt, \text{ ёки бунда } \Delta s = \int_{t_1}^{t_2} v_{\text{оний}} \cdot dt; \quad (1.5)$$

СИ да тезлик бирлиги м/с.

Моддий нуқта тезлигининг Δt вақт ичида ўзгаришининг шу вақт катталигига нисбати *ўртача тезланиш* деб аталади:

$$a_{\text{фр}} = \frac{\Delta v}{\Delta t}.$$

Оний ёки ҳақиқий тезланиш эса

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} \quad (1.6)$$

фо мула билан ифодаланади. \vec{a} тезланиш йўналиши $\Delta \vec{v}$ тезлик векторининг ўзгариши йўналиши бўйича аниқланади. Умумий ҳолда тезликнинг ўзгариши тезлик йўналишига нисбатан бурчак остида йўналган бўлади. Жула қисқа $t_2 - t_1 = \Delta t$ вақт ичида тезлик қиймат жиҳатдан $v_2 - v_1 = \Delta v$ га ўзгаради. Умумий ҳолда $\Delta \vec{v}$ нинг йўналиши \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезликлар йўналишига боғлиқ (1.3-расм).



1.3- расм

$\vec{\Delta v}$ тезлик ўзгаришини икки ташкил этувчига: 1) *тангенциал* $\vec{\Delta v}_t$; 2) *нормал* $\vec{\Delta v}_n$ ташкил этувчиларга ажратамиз (1.4- расм).

Тезлик ўзгаришининг шу ўзгариш юз берган Δt вақтга нисбати тўла тезланишни беради:

$$\left. \begin{aligned} \vec{a} &= \frac{\vec{\Delta v}}{\Delta t}; & \vec{a} &= \vec{a}_t + \vec{a}_n; \\ \vec{a}_t &= \frac{\vec{\Delta v}_t}{\Delta t}; & \vec{a}_n &= \frac{\vec{\Delta v}_n}{\Delta t} \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

ёки

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_t}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t} = \vec{a}_t + \vec{a}_n \quad (1.8)$$

\vec{a}_n — марказга интилма тезланиш бўлиб, сон қиймати $a_n = \frac{v^2}{R}$; R — эгрилик радиуси. Тангенциал ва нормал тезланишларнинг векторлари ўзаро перпендикуляр бўлганликлари учун тўла тезланиш модули:

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} \quad (1.9)$$

Тўла тезланиш йўналиши \vec{a}_n ва \vec{a}_t векторлар орасидаги φ бурчак билан аниқланади (1.4- расм) ва бу бурчак қуйидаги нисбатдан аниқланади:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_n}{a_t} \quad (1.9a)$$

Тезланиш СИ системасида м/с^2 бирлиги билан ўлчанади.

Эгри чизиqli ҳаракатнинг энг содда кўриниши айланма ҳаракатдир. Айланма ҳаракат тезланиш $\vec{a} = \text{const}$ бўлганда

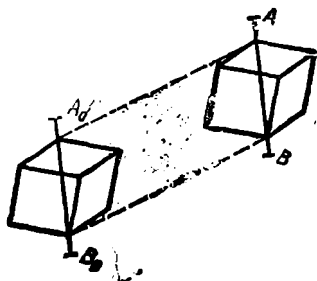
айлана бўйлаб текис ҳаракат, агар a вақт давомида бир меъ-
 ёрда ўзгарса, у ҳолда айлана бўйлаб текис ўзгарувчан ҳара-
 кат бўлади.

3-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракати кинематикаси

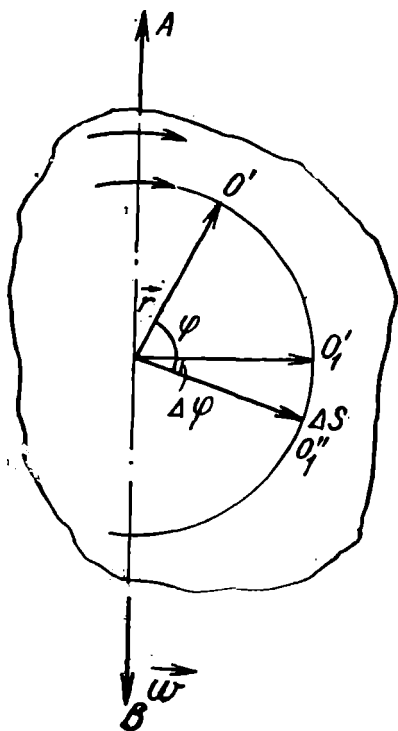
Ихтиёрий икки нуқтаси орасидаги масофа ташқи меха-
 ник таъсир остида ҳамда ҳаракати давомида ўзгармаса, бун-
 дай жисм *абсолют қаттиқ жисм* дейилади. Агар ихтиёрий
 A_0, B_0 нуқталаридан A_0B_0 тўғри чизиқ ўтказилган бўлиб,
 қаттиқ жисм ҳаракати давомида шу тўғри чизиқ ўзи-ўзига
 параллел кўчса (масалан, 1.5-расмда $A_0B_0 \parallel AB$), қаттиқ
 жисмнинг бундай ҳаракати *илгариланма ҳаракат* дейилади.
 Қаттиқ жисм илгариланма ҳаракат қилса, унинг ҳамма нуқ-
 талари вақт оралиғида бир хил $|d\vec{r}|$ масофага силжийди ва
 уларнинг тезликлари $\frac{d\vec{r}}{dt}$ ва

тезланишлари $\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$ ҳам бир
 хил қийматга эга бўлади. Шу сабабли қаттиқ жисм ил-
 гариланма ҳаракатининг кинематикасини ўрганиш
 унинг бирор ихтиёрий нуқ-
 тасининг кинематикасини
 ўрганиш каби бўлади.

Жисмнинг A ва B нуқта-
 лардан ўтувчи ўқ атропоида-
 ги ҳаракати унинг *айланма*
ҳаракати дейилади. AB



1.5- расм



1.6- расм

тўғри чизиқ қаттиқ жисмнинг айланмиш ўқи дейилади. Қаттиқ жисмнинг ҳамма нуқталари бу ўқ атрофида айланалар чи-
задди.

Фараз қиламиз, AB ўқ атрофида ихтиёрий шаклдаги қат-
тиқ жисм айлансин (1.6-расм). Агар шу жисмнинг ихтиёрий
бирор O_1 нуқтасини олсак ва унинг sanoқ системасига нис-
батан вазиятини \vec{r} радиус-вектор билан белгиласак, унинг
бурилиш бурчаги (φ) вақт билан қуйидагича боғланади:

$$\varphi = f(t). \quad (1.10)$$

Бу тенглама айланма ҳаракат тенгламаси бўлиб, нуқтанинг
бурилиш бурчаги φ билан вақт t орасидаги аналитик боғ-
ланишни кўрсатади (φ — радианларда ўлчанади).

Агар қаттиқ жисм бир текис айланса,

$$\varphi = \omega t. \quad (1.11)$$

(ω — ўзгармас) бўлади ва бурчак тезлик

$$\omega = \frac{\varphi}{t}, \quad (1.12)$$

ω — рад/с ҳисобида ўлчанади, у квазивектор катталик бўлиб,
йўналиши ўнг парма қондаси бўйича аниқланади (1.6-расм).

Оний бурчак тезлик:

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.13)$$

Бурчак тезлик радиус-вектор \vec{r} нинг вақт бирлигидаги бу-
рилиш бурчагини характерлайди.

Бурчак тезланиш

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \epsilon$$

ёки

$$\epsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (1.14)$$

Демак, бурчак тезланиш бурчак тезликнинг вақт бирлигида
ўзгаришини характерлаб, бурилиш бурчагидан вақт бўйича
олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг. Бурчак тезланиш
рад/с² билан ўлчанади ва вектор катталик бўлиб агар ω
ўсиб борса, бурчак тезланиш йўналиши ω йўналиши билан
мос келади. Агар ω камайиб борса, ϵ нинг йўналиши ω
нинг йўналишига қарама-қарши бўлади. (1.6-расмдан: O_1

нуқтанинг Δt вақт ичида босиб ўтган йўли ΔS ёй узунлигига тенг, яъни $\Delta S = r \Delta \varphi$, бунда $r = \text{const}$) O_1 нуқтанинг чизиқли тезлиги:)

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(r \cdot \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \right) = r \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = r \frac{d\varphi}{dt} = r \omega,$$

$$v = r \omega. \quad (1.15)$$

Демак, айланма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг чизиқли тезлиги унинг бурчак тезлиги билан айлана радиусининг кўпайтмасига тенг экан. (1.15) ифодани дифференциалласак,

$$\frac{dv}{dt} = r \frac{d\omega}{dt},$$

ёки

$$a_t = r \epsilon; \quad (1.16)$$

a_t — моддий O нуқтанинг тангенциал тезланиши бўлиб, тезлик йўналиши билан бир хил йўналган. Тангенциал тезланиш чизиқли тезликнинг вақт бирлигида ўзгаришини характерлаб, бурчак тезланиш билан айлана радиусининг кўпайтмасига тенг. Нормал тезланиш — марказга интилма тезланиш бўлгани учун $a_n = \frac{v^2}{r}$.

Айланма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг тўла тезланиши (1.15), (1.16) ва $a_n = \frac{v^2}{r}$ ни ҳисобга олганда:

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2} = \sqrt{r^2 \epsilon^2 + \frac{v^4}{r^2}} = \sqrt{r^2 \epsilon^2 + r^2 \omega^4}$$

$$a = r \sqrt{\epsilon^2 + \omega^4}. \quad (1.17)$$

Агар қаттиқ жисм бир текисда айланса ($\epsilon = 0$; $\omega = \text{const}$).

$$\varphi = \varphi_0 + \omega t. \quad (1.18)$$

Агар ҳаракатнинг бурчак тезлиги текис ўзгарувчан бўлса ($\epsilon = \text{const}$), текис ўзгарувчан тўғри чизиқли ҳаракатга ўхшаш ҳолда

$$\omega = \omega_0 + \epsilon t$$

деб ёзишимиз мумкин. Бу тенгламани вақт бўйича интегралласак, бурилиш бурчагининг вақтга боғлиқлик тенгламаси

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{\epsilon t^2}{2} \quad (1.19)$$

кўринишда бўлади. Қаттиқ жисм ёки моддий нуқта

бир марта тўла айланиш учун кетган вақт айланиш *даври* T дейилади. Айланиш даврига тескари қийматли катталиқ

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1.20)$$

айланиш частотаси дейилади ва бир секунддаги айланишлар сонини билдиради. Агар $t = T$ бўлса, $\varphi = 2\pi$ ва $\omega = \frac{\varphi}{t} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ бўлади. Вунда ω айланиш *циклик частотаси* деб ҳам аталади.

4-§. Моддий нуқта ва қаттиқ жисмнинг илгарилама ҳаракат динамикаси. Ньютон қонунлари ва уларнинг физик моҳиятлари

Ньютоннинг уч қонуни кўпинча динамиканинг асосий қонунлари деб ҳам аталади ва бу қонунлар ёрдамида ҳаракатнинг кинематик ва динамик қонуниятлари орасидаги ўзаро боғланиш ўрнатилади.

Ньютоннинг биринчи қонуни. Бу қонунни *инерция қонуни* деб ҳам юритилади ва унинг моҳияти қуйидагича: *агар ҳар қандай жисмга бошқа жисмлар таъсир этмаса, ёки уларнинг таъсири ўзаро компенсацияланса, бу жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлайди.* Бу қонунда модданинг асосий ва шу билан бирга энг оддий хоссаси — инерция хоссаси ифодаланган. Инерция деганда шунини тушуниш керакки, жисм тинч ҳолатда бўлиши ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини давом эттириш хоссасидир. Бу ҳол жисмларнинг асосий динамик хоссаларидан иборат бўлиб, уларнинг инертлигини аниқлайди.

Куч бирор жисмга бошқа жисмлар ёки майдон томонидан кўрсатилаётган механик таъсир даражасидир. Бу таъсир натижасида жисмнинг тезлиги, шакли ва ўлчамлари ўзгариши мумкин. Шундай қилиб, куч тушунчасининг асоси Ньютоннинг биринчи қонунидан келиб чиқади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни. Динамик ва кинематик физик катталиқлар орасидаги алоқани кўрсатади ва қуйидагича таърифланади: *F куч таъсири остида жисм олган тезланиш шу кучга тўғри, жисм массасига тескари пропорционал:*

$$\vec{a} = k \frac{\vec{F}}{m}, \quad (1.21)$$

k — пропорционаллик коэффициентлари бўлиб, танланган бирликка боғлиқ, m — ўзгармас миқдор бўлиб, жисмни характерловчи асосий катталиклардан биридир. Масса — жисмнинг инерция ўлчови бўлиб, бошқа жисмлар таъсир қилганда ўзининг бошланғич ҳолатини сақлаш қобилиятини ифодалайди. Классик механикада қуйидаги ҳулосалар мавжуд:

а) моддий нуқтанинг массаси унинг ҳаракатига, ҳолатига боғлиқ бўлмай, нуқтанинг ўзгармас характеристикасидир;

б) масса — аддитив миқдор, яъни жисмнинг массаси шу жисмни ташкил этувчи моддий нуқталар массаларининг йиғиндисига тенг:

$$m = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (1.22)$$

m_i — жисмни ташкил этувчи $i = 1, 2, \dots, n$ та моддий нуқтанинг массалари; m — жисмнинг массаси;

в) ёпиқ система массаси шу системада юз бераётган ҳар қандай процессда ҳам ўзгармайди (массанинг ёки модда миқдорининг сақланиш қонуни).

Жисмнинг зичлиги. Жисмнинг маълум M нуқтасидаги ρ зичлиги деб, жисмнинг кичик элементи массаси dm нинг шу элемент ҳажми dV га нисбатига айтилади:

$$\rho = \frac{dm}{dV}, \quad (1.23)$$

M нуқта, массаси dm бўлган кичик элемент доирасига қаради. Агар жисмнинг ҳамма нуқтасида ρ зичлик бир хил бўлса, бундай жисм бир жинсли жисм дейилади ва унинг массаси $m = \rho V$ бўлади.

Агар жисмнинг зичлиги ҳар хил нуқтада ҳар хил бўлса, бундай жисмга бир жинсли бўлмаган жисм дейилади. Бир жинсли бўлмаган жисм массаси:

$$m = \int_V \rho dV, \quad (1.24)$$

ρ — координаталар функцияси бўлиб, интеграл бутун ҳажм бўйича ҳисобланади. Ўртача зичлик: $\bar{\rho} = \frac{m_{\text{ум}}}{V_{\text{ум}}}$.

Агар жисмга бир вақтнинг ўзида бир неча куч таъсир этса, бу кучларнинг ҳар бири мустақил равишда жисм тезланишини ўзгартиради. У ҳолда:

$$\vec{a} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{F}_i}{m}; \quad (1.25)$$

$F = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$ — кучларнинг тенг таъсир этувчиси.

Скаляр кўринишда Ньютоннинг II қонуни, қуйидагича ёзилади:

$$a = \frac{F}{m}, \text{ бундан } F = ma. \quad (1.25a)$$

Демак, жисмга таъсир этувчи куч сон жиҳатидан жисмнинг массаси билан таъсир этувчи куч натижасида олган тезла-ниш кўпайтмасига тенг.

Агар жисм вакуумдаги ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланса, унинг массаси тезликка қуйидагича боғлиқ:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}; \quad (1.26)$$

m — v тезлик билан ҳаракатланаётган жисм массаси; m_0 — жисмнинг тинч тургандаги массаси; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. (1.26) формулани буюк олим А.Эйнштейн топган бўлиб, жисм массасининг тезликка боғлиқ равишда ўзгаришини релятивистик механика ўр-ганди.

Ньютоннинг II қонуни дифференциал шаклда қуйидагича кўринишда ёзилади.

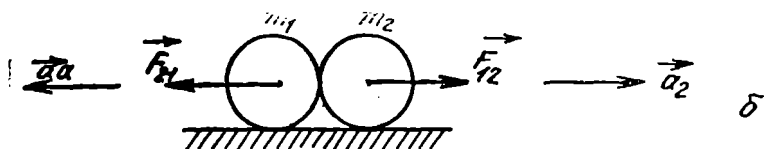
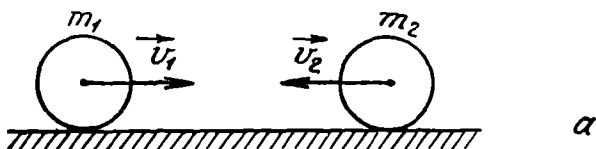
$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}; \quad (1.27)$$

\vec{r} — моддий нуқта радиус-вектори. Декарт координаталари системасида (1.27) формулани

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_x; \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = F_y; \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = F_z \quad (1.27 a)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда F_x , F_y , F_z — кучнинг коор-дината ўқларига проекциялари, яъни \vec{F} кучнинг x , y , z ўқ-лари бўйича ташкил қилувчиларидир.

Ньютоннинг учинчи қонуни. Биз куч деганда жисмлар (ёки майдон) нинг бир-бирига таъсирини тушунамиз. Тажри-балар шуни кўрсатадики, жисмлар ўзаро бир-бирига тенг куч билан таъсирлашади, бу кучларнинг йўналиши доимо қарама-қаршидир. Ана шу тажрибалар асосида Ньютоннинг учинчи қонуни қуйидагича таърифланади:



1.7- расм

Жисмлар ўзаро тенг куч билан таъсирлашади, бу кучлар қарама-қарши томонга йўналган бўлиб, бир тўғри чизиқда ётади ва ҳар хил жисмга қўйилгандир (1.7- расм):

$$\vec{F}_{1,2} = -\vec{F}_{2,1} \quad (1.28)$$

Ўзаро таъсирдаги, яъни тўқнашгандаги икки жисмнинг ҳар бири учун динамиканинг асосий тенгламасини ёзамиз:

$$F_{2,1} = m_1 a_1; \quad F_{1,2} = m_2 a_2, \quad m_1 a_1 = m_2 a_2 \quad (1.29)$$

чунки $|\vec{F}_{12}| = |\vec{F}_{21}|$. Бундан

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad (1.29 \text{ а})$$

Шундай қилиб, жисмларга таъсир этувчи куч бир хил, ammo жисмларнинг массаси ҳар хил бўлганлиги сабабли улар массасига тескари пропорционал равишда турли тезланиш олади. Ньютоннинг учинчи қонуни жисмларнинг массасини аниқлашга имкон беради.

Ньютон қонунлари инерциал саноқ системалари учун ўринлидир. Бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат (тезланишсиз ҳаракат) қилувчи системалар *инерциал саноқ системалари* дейилади. Бир-бирига нисбатан тезланиш билан ҳаракат қилувчи саноқ системалари, яъни *ноинерциал саноқ системалари* учун Ньютон қонунлари юқорида ёзилган кўринишларда ўринли бўлмайди.

5-§. Импульс (ҳаракат миқдори) ва унинг сақланиш қонуни

Ньютоннинг II қонунини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\vec{F} = m \vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt};$$

ёки

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} (m \vec{v}), \quad (1.30)$$

$m \vec{v}$ — жисмнинг импульси ёки ҳаракат миқдори дейилади, $d(m \vec{v})$ — ҳаракат миқдори (ёки импульс) векторининг ўзгариши. (1.30) тенгламани

$$\vec{F} dt = d(m\vec{v}), \quad (1.30 \text{ a})$$

кўринишда ёзсак, $F dt$, F — кучнинг dt вақт ичидаги куч импульси дейилади. Ҳаракат миқдори йўналишининг ўзгариши куч йўналишига мос келади.

(1.30 а) формула кўрсатиб турибдики, жисм ҳаракат миқдорининг (импульсининг) ўзгариши унга таъсир этувчи куч импульсига тенг. Бу динамиканинг асосий қонунларидан биридир.

Энди импульснинг сақланиш қонунини кўрайлик. Ўзаро таъсирлашувчи бир неча жисмдан иборат жисмлар системаси берилган бўлсин. Системадаги ҳар бир жисмга ҳар хил кучлар таъсир этаётган бўлсин. Жисмлар томонидан бири-бирига таъсир этаётган кучлар системанинг ички кучлари, ташқаридан жисмларга таъсир этувчи кучлар ташқи кучлар деб аталади.

Системага кирувчи ҳар бир жисм учун Ньютоннинг II қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$(\vec{f}_i + \vec{F}_i) = \frac{\Delta(m_i \cdot \vec{v}_i)}{\Delta t}, \quad (1.31)$$

f_i — ички кучларнинг тенг таъсир этувчиси, F_i — ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчиси. Системадаги барча n та жисм учун тенгламаларни қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{f}_1 + \vec{F}_1 = \frac{\Delta(m_1 \vec{v}_1)}{\Delta t},$$

$$\begin{aligned} \vec{f}_2 + \vec{F}_2 &= \frac{\Delta(m_2 \vec{v}_2)}{\Delta t}, \\ &\dots \dots \dots \\ \vec{f}_n + \vec{F}_n &= \frac{\Delta(m_n \vec{v}_n)}{\Delta t}. \end{aligned}$$

Бу тенгнамаларни чап ва ўнг томонларини ҳадма-ҳад қўшиб-чиқсак:

$$\sum_{i=1}^n \vec{f}_i + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta(m_i \vec{v}_i)}{\Delta t} \quad (1.32)$$

Вектор йиғиндилар $\sum_{i=1}^n \vec{f}_i + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$ тенг таъсир этувчи кучлар эмас, чунки бу йиғиндига кирувчи кучлар системадаги ҳар хил жисмларга таъсир этади. Аммо $\sum_{i=1}^n f_i = 0$, чунки ички кучлар жуфт кучлар бўлиб, ҳар бир жуфтдаги кучларнинг йўналиши қарама-қаршидир. Демак, (1.32) формула

$$\sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta(m_i \vec{v}_i)}{\Delta t} \quad (1.33)$$

кўринишга эга бўлади. $\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i$ белгилаш киритиб, (1.33)

формулани

$$\sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \frac{\Delta \vec{P}}{\Delta t} \quad (1.34)$$

шаклда ёзамиз. Демак, системага таъсир этувчи ташқи кучлар йиғиндиси вақт бирлиги ичида система импульси \vec{P} нинг ўзгаришини кўрсатади.

Системага таъсир этувчи ташқи кучлар ёки система импульси учун $\sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0$ ва $\frac{\Delta \vec{P}}{\Delta t} = 0$ шартлар бажарилса, кўраётган системамиз *ёпиқ система* дейилади. Бундай система учун

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \text{const.} \quad (1.35)$$

Бу ифода ёпиқ система учун импульснинг сақланиш қонуни бўлиб, бунинг моҳияти қуйидагича: жисмла ёпиқ система. сининг тўлиқ импульси вектори вақт ўтиши билан ўзгармкй ди, яъни ёпиқ системадаги жисмлар - импульсларининг вектор йиғиндиси ўзгармасдир.

Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунидан фан ва техникада ҳар хил ҳисоблашлар учун кенг қўлланилади. Масалан: қўзғалмас тўпдан, (тўп ғилдиракли платформага ўрнатилган бўлиб, массаси m_1), горизонтал равишда массаси m_2 снаряд v_2 тезлик билан отилди. Тўп ўрнатилган ғилдиракли платформанинг тезлиги топилсин. Импульс сақланиш қонунига асосан:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = 0,$$

бундан

$$\vec{v}_1 = - \frac{m_2}{m_1} \vec{v}_2. \quad (1.36)$$

Демак, тўп ортилган платформанинг тезлиги снаряд тезлигига қарама-қарши йўналган (кўраётган мисолимизда ғилдиракли платформа ишқаланиши ҳисобга олинмаган).

Агар Ньютон қонунлари фақат классик механикада тўғри бўлса, импульснинг сақланиш қонуни классик механика доирасидан чиқади ва физиканинг фундаментал қонунлари қаторидан ўрин олади. Ҳозирги замон физикаси нуқтаи назаридан фақат заррача ва жисмлар импульсга эга бўлмай, майдон ҳам импульсга эгадир. Масалан, ёруғликнинг тушаётган юзага бўлган босими ёруғлик тўлқинининг электромагнит майдони импульсга эга эканлиги билан тушунтирилади. (Бу ҳақда оптика бўлимида батафсил тўхтаб ўтамиз.)

Реактив ҳаракат импульс сақланиш қонунига асосан рўй беради. У ўзидан ажралиб чиқаётган заррачалар ёки ўзининг айрим қисмлари орасидаги ўзаро таъсир натижасида вужудга келади. Масалан: ракетадан ажралиб чиқаётган газ заррачалари билан ракетанинг ўзаро таъсири натижасида ракета ҳаракати вужудга келади. Шунинг учун $m_p \vec{v}_p + m_2 \vec{v}_2 = 0$. Бу ифодадан

$$\vec{v}_p = - \frac{m_2}{m_p} \vec{v}_2.$$

6-§. Иш. қувват ва механик энергия

Механик иш. Жисмларнинг механик ҳаракати бошқа жисмлар томонидан таъсир этувчи кучлар ҳисобига ўзгаради. Механикада ўзаро таъсир этувчи жисмлар энергия алмашиувини миқдорий ифодалаш учун кўрилатган жисмларга таъсир этувчи кучлар бажарган ишдан фойдаланилади. Умуман олганда, *механик иш* деб, жисмга таъсир этувчи F кучнинг таъсир йўналиши бўйича босиб ўтган s йўлга кўпайтмасига айтилади. Механик иш A қуйидагича ифодаланади:

$$A = F \cdot s. \quad (1.37)$$

Агар кўпайтувчилардан бирортаси нолга тенг бўлса, иш бажарилмайди. Куч йўналиши йўлга перпендикуляр бўлганда ҳам иш бажарилмайди. Жисмга таъсир этувчи кучнинг йўналиши билан ўтилатган йўл орасидаги бурчак α бўлсин (1.8-расм). Кучни икки ташкил этувчига, яъни йўлга параллел ва перпендикуляр ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Перпендикуляр ташкил этувчи кучнинг бажарган иши нолга тенг. Параллел ташкил этувчи кучнинг бажарган иши

$$A = F \cdot s \cos \alpha. \quad (1.38)$$

Бурчак $\alpha < 90^\circ$, яъни $\cos \alpha > 0$ бўлганда бажарилган иш мусбат қийматга эга бўлади.

Умумий ҳолда куч ўзгарувчи бўлса, йўлнинг элементар Δs участкасида кучни донимий деб ҳисоблаб, элементар бажарилган ишни

$$\Delta A = F \Delta s \cos \alpha \quad \text{ёки} \quad dA = F ds \cos \alpha \quad (1.39)$$

кўринишда топиш мумкин. Бутун йўл давомида бажарилган иш

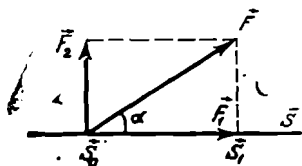
$$A = \int_{s_0}^{s_1} F ds \cos \alpha \quad (1.39a)$$

интеграл ёрдамида топилади.

Ишнинг таърифидан (1.37) унинг ўлчов бирликларини топиш мумкин.

СИ системасида иш бирлиги

$$1 \text{ Ж} = 1 \text{ Н} \cdot 1 \text{ м} = 1 \text{ кг} \times 1 \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} =$$



1.8-расм

$= 10^5 \text{ дин} \cdot 10^2 \text{ см} = 10^7 \text{ эрг}$. Ишнинг системадан ташқари ўлчов бирлиги килограмм-куч-метр ($\text{кг} \cdot \text{м}$) $1 \text{ кг} \cdot \text{куч} = 9,81 \text{ Н}$, шу сабабли $1 \text{ кг} \cdot \text{куч} \cdot \text{м} = 9,81 \text{ Жоуль}$.

Қувват. *Қувват* деб, вақт бирлиги ичида бажарилган ишга айтилади:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}; \quad N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt}. \quad (1.40)$$

Бирор t вақтда бажарилган ўртача қувват:

$$N_{\text{ур}} = \frac{A}{t}. \quad (1.40a)$$

Айрим ҳолларда ҳаракатдаги жисм ҳаво қаршилигини ва иш-қаланиш кучларини енгилда иш бажаради. Бу вақтда қувват жисмнинг тезлигига боғлиқ бўлади. (1.39) ва (1.40) формулалар ёрдамида қувватнинг жисм тезлиги билан боғлиқлигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$N = \frac{dA}{dt} = F \frac{ds}{dt} \cos \alpha = F v \cos \alpha, \\ N = F v \cos \alpha. \quad (1.41)$$

Агар жисмнинг тезлиги билан унга таъсир этувчи куч бир хил йўналишда бўлса, $\cos \alpha = 1$ бўлиб, қувват:

$$N = F \cdot v \quad (1.41a)$$

ифодаси билан ёзилади. Агар бажарилаётган иш процессида куч вақт бўйича ўзгарса, у ҳолда бажарилган ишни вақт бўйича интеграл билан қуйидагича ҳисоблаш мумкин:

$$A = \int_{t_1}^{t_2} N dt = \int_{t_1}^{t_2} F(t) v \cos \alpha dt.$$

Қувват ватт, киловатт ва ҳ.к. бирликларда ўлчанади. 1 секунд вақт ичида бажарилган иш 1 жоулга тенг бўлса, қувват 1 ваттга тенг бўлади ва қисқача Вт билан белгиланади

$$1 \text{ Вт} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ с}}.$$

Техникада қувват бирлиги қилиб 1 от кучи (о.к) қабул қилинган. Агар 75 кг массали жисмни 1 с вақт ичида 1 м баландликка кўтарсак, қувват 1 о.к. га тенг бўлади:

$$1 \text{ о.к.} = 75 \text{ кг} \cdot 9,81 \frac{\text{м}}{\text{с}^2} 1 \text{ с} = 736 \text{ Вт}.$$

Механик энергия. Иш ва энергия узвий боғлиқдир. Системанинг энергияси қанчалик кўп бўлса, у шунча кўп иш

бажариши мумкинлигини яхши биламиз. Энергия деб жисмларнинг ёки системанинг иш бажара олиш қобилиятини характерловчи физик катталиқка айтилади. Жисмларнинг энергияси уларнинг иш бажариш процессида ўзгаради.

Механикада энергиянинг икки тури ўрганилади: кинетик ва потенциал энергия.

Кинетик энергия — жисмнинг ҳаракат пайтидаги энергиясидир («kineticos» — сўзи грекча сўз бўлиб, ҳаракатни билдиради). Жисм тинч ҳолда турса, унинг кинетик энергияси нолга тенг бўлади. Кинетик энергияни ҳисоблаш учун массаси m га тенг бўлган жисм t вақт оралиғида F куч — таъсир этиб жисм тезлигини $\Delta v = v - v_0$ га ўзгартиради, деб фараз қиламиз. Табиийки, бажарилган иш $A = F s$ га тенг бўлади, бунда s — жисмнинг F куч таъсири остида босиб ўтган йўли. Ньютоннинг II қонунига асосан:

$$F = ma = m \frac{v - v_0}{t}. \quad (1.42)$$

Жисм босиб ўтган йўл $s = v_0 t + \frac{at^2}{2}$ ва тезлик $v = v_0 + at$ бўлганлиги учун:

$$s = \frac{v^2 - v_0^2}{2a} \quad (1.43)$$

(1.42) ва (1.43) формулаларни ҳисобга олиб бажарилган ишни ҳисоблаймиз:

$$A = F s = ma \cdot s = ma \frac{v^2 - v_0^2}{2a} \text{ ёки } A = \frac{m v^2}{2} - \frac{m v_0^2}{2} \quad (1.44)$$

Бажарилган иш энергия ўзгариши ҳисобига бўлади; $A = \Delta W = W_2 - W_1$; шу сабабли (1.44) формулани $\Delta W = \frac{m v^2}{2} - \frac{m v_0^2}{2}$, кўринишда ёзамиз.

Агар жисмнинг бошланғич тезлиги v_0 нолга тенг бўлса,

$$\Delta W = W_k = \frac{m v^2}{2}. \quad (1.44a)$$

Демак, F кучнинг s йўлдаги бажарган иши жисмнинг кинетик энергияси ўзгаришига тенг. Жисмга таъсир этувчи куч унинг тезлигини оширибгина қолмай, балки камайтириши ҳам мумкин. У ҳолда манфий иш бажарилиб ($A < 0$), жисмнинг кинетик энергияси камаяди.

Системанинг кинетик энергияси W [системага кирувчи $i = 1, 2, \dots$ жисмлар кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$W = \sum_{i=1}^n W_i = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}. \quad (1.45)$$

Потенциал энергия (латинча «*potentia*» — имконият) жисмларнинг ёки жисмлар қисмларини ўзаро жипслашувига ва уларнинг ўзаро таъсирига боғлиқ. Табиатда эластик деформацияланган жисмлар, сиқилган газлар, ер сиртидан маълум баландликка кўтарилган жисмлар потенциал энергияга эгадир. Масалан, жисм Ердан баландликка (h) кўтарилганда Ернинг тортиш кучини енгиб иш бажаради:

$$A = F \cdot s = G \cdot h;$$

$F = G = mg$ — оғирлик кучи бўлгани учун:

$$A = mgh.$$

Бажарилган бу иш жисмнинг потенциал энергиясига тенг ва

$$W_n = mgh, \quad (1.46)$$

кўринишда ёзилади. Агар жисм ерга қайтиб эркин туша бошласа ($v_0 = 0$), ва ҳавонинг қаршилигини ҳисобга олмасак, жисмнинг Ер сиртига етиб келгандаги тезлиги

$$v = \sqrt{2gh}$$

бўлади; жисмнинг кинетик энергияси:

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m \cdot 2gh}{2} = mgh.$$

Демак, h баландликдан тушиб кетган жисмнинг кинетик энергияси унинг шу баландликдаги потенциал энергиясига тенг экан:

$$\frac{mv^2}{2} = mgh. \quad (1.47)$$

Ер сиртида ($h = 0$) потенциал энергия Ер сиртига нисбатан нолга тенг, кинетик энергия жисм Ерга урилиш пайтида максимал қийматга эга.

7-§. Энергиянинг сақланиш қонуни

Жисмнинг ёки ихтиёрый жисмлар системасининг кинетик ва потенциал энергияларининг йиғиндиси (агар ишқаланиш,

электрланиш ва ҳ.к. факторлар ҳисобга олинмаса) ўзгармас миқдорга тенг:

$$W_n + W_k = \text{const.} \quad (1.48)$$

Ёпиқ консерватив системанинг тўла энергияси ўзгармас миқдорга тенг. Консерватив система деганда бажарилган иш (энергия) катталиги йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмаган система тушунилади. Бу системада бажарилган иш фақат йўлнинг бошланғич ва охириги ҳолатига боғлиқ. Консерватив системада иш бажарувчи куч консерватив ёки потенциал куч дейилади (масалан, Ер тортиш кучи).

Энергия бир жисмдан иккинчи жисмга ўтиш, бир турдан иккинчи турга (механик, иссиқлик, электр ва ҳ.к.) айланиши мумкин, лекин энергиянинг умумий миқдори доимий бўлиб қолаверади. Энергия бордан йўқ бўлмайди, йўқдан бор бўлмайди. Бу қонун — энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунидир. Бу қонун микрожисмлар механикасида ҳам, классик механикада ҳам кучга эга.

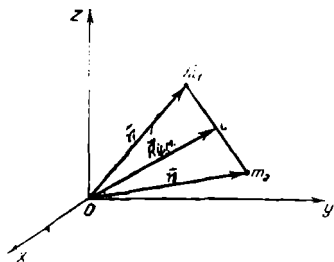
Энергиянинг сақланиш ва бир турдаги иккинчи турга айланиш қонуни фалсафа билан физика фони орасидаги узвий боғланишни кўрсатади. Марксча-ленинча фалсафа материяни бизнинг онгимиздан ташқарида яшовчи моддий борлиқ деб ҳисоблайди. Ҳаракат эса материя яшашининг бир формасидир. Ҳаракат ҳам бордан йўқ бўлмайди, йўқдан бор бўлмайди, табиатда материянинг фақат яшаш формасигина ўзгариши мумкин.

8-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракатининг динамикаси.

Қаттиқ жисмнинг инерция маркази

Моддий нуқта илгарилама ҳаракати динамикасида кинематик катталикларга қўшимча равишда куч ва масса тушунчалари киритилган эди. Худди шунга ўхшаш, айланма ҳаракат динамикасини ўрганиш учун айланма ҳаракат кинематик параметрларига қўшимча равишда куч моменти, инерция моменти каби янги параметрлар киритилади. Бундан ташқари, динамикада механик системанинг инерция маркази (ёки масса маркази) тушунчасидан кенг фойдаланилади. Ана шу физик катталикларга тўхталиб ўтамиз.

Қаттиқ жисмни $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ массаларга эга бўлган n та элементар моддий нуқталар системаси деб қараш мумкин. Бу нуқталар вазияти ўзаро таъсирлашганда ўзгармайди (жисм абсолют қаттиқ). Фараз қиламиз, масса-



1.9- расм

лари m_1 ва m_2 моддий нуқтадан иборат механик система берилган бўлсин ва бу системанинг маркази C координата бошига нисбатан $\vec{R}_{н.м.}$ радиус-вектори билан аниқлансин (1.9-расм):

$$\vec{R}_{н.м.} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (1.49)$$

r_1, r_2 — нуқталар инерция моментлари радиус-векторлари, (1.49) формулани $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ моддий нуқталар учун қўлласак:

$$\vec{R}_{н.м.} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + m_3 \vec{r}_3 + \dots}{m_1 + m_2 + m_3 + \dots} \quad (1.49a)$$

Агар инерция марказининг ҳолати маълум бўлса, унинг тезлигини ҳам топиш мумкин:

$$\vec{v} = \frac{d \vec{R}_{н.м.}}{dt} \quad (1.50)$$

(1.49a) формулани ҳисобга олиб (1.50) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{v} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + m_3 \vec{v}_3 + \dots}{m_1 + m_2 + m_3 + \dots} \quad (1.51)$$

Бу ифоданинг сурати импульслар йиғиндисидан иборат бўлиб, ёшиқ системада ўзгармас миқдордир. Демак, системага ташқи куч таъсир этмаса, инерция марказининг тезлиги ўзгармас катталиқ бўлар экан.

Энди инерция маркази радиус-вектори формуласи (1—49a) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{R}_{н.м.} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \vec{r}_i}{m_i}$$

ва бу катталиқдан икки марта вақт бўйича ҳосила олсак, инерция маркази тезланишини топамиз:

$$\sum_{i=1}^n m_i \cdot \frac{d^2 \vec{R}_{н.м.}}{dt^2} = \sum_{i=1}^n m_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2};$$

$$m_{н.м.} \cdot \vec{a}_{н.м.} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (1.52)$$

бу ерда $m_{н.м.}$, $a_{н.м.}$ — инерция марказининг массаси ва тезланиши. Демак, массаси жисмнинг массасига тенг бўлган моддий нуқта жисмга қўйилган барча кучлар таъсирида қандай ҳаракатланса, қаттиқ жисмнинг инерция маркази ҳам шундай ҳаракатланар экан.

9-§. Қўзғалмас ўқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати

Қўзғалмас ўқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатини кўриб чиқиш учун қуйидаги тажрибани ўтказайлик. Қаттиқ жисмни қўзғалмас ўққа маҳкамлайлик. Бу жисмни массаси m_i бўлган n та моддий нуқтага бўламиз. Ихтиёрий моддий нуқтанинг радиус-вектори \vec{r}_i бўлсин (1.10-расм); моддий нуқталарга таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчилари: F_i — ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчиси, f_i — ички кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлсин. Ньютоннинг II қонунига асосан:

$$F_i + f_i = \frac{\Delta(m_i v_i)}{\Delta t}; \quad (1.53)$$

бу тенгламанинг чап ва ўнг томонларини r_i га кўпайтирсак:

$$r_i F_i + r_i f_i = r_i \frac{\Delta(m_i v_i)}{\Delta t};$$

$r_i \Delta(m_i v_i) = \Delta L_i$ деб белгилаб оламиз. L_i — моддий нуқтанинг импульс моменти ёки ҳаракат миқдори моменти десак

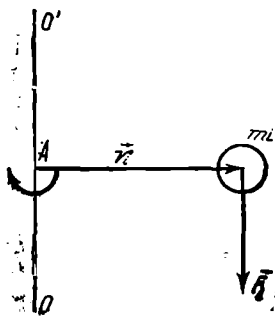
$$r_i F_i + r_i f_i = \frac{\Delta L_i}{\Delta t}. \quad (1.54)$$

(1.54) тенгламага ўхшаш n та тенглама ёзиб уларни қўшсак:

$$\sum_{i=1}^n r_i F_i + \sum_{i=1}^n r_i f_i = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta L_i}{\Delta t} \quad (1.55)$$

ни оламиз. Бу тенгламанинг чап томонидаги ҳадлар ташқи ва ички кучлар моментларининг йиғиндисидан иборат.

Моддий нуқтага таъсир этувчи кучнинг моменти деб,



1.10-расм

шу кучнинг куч елкасига кўпайтмасига айтилади:

$$M_i = F_i \cdot r_i. \quad (1.56)$$

Масалан: OO'' айланиш ўқиغا нисбатан F_1 ва F_2 кучларнинг momenti $M_1 = F_1 \cdot r_1$ ва $M_2 = F_2 \cdot r_2$ бўлади (1.11-расм). Ички куч моментларининг вектор йиғиндисини нолга тенг:

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = 0. \quad (1.57)$$

(1.55) ва (1.56) формулаларга асосан куч моментини n та моддий нуқта учун қўйидагича ёзиш мумкин:

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \frac{\Delta \sum_{i=1}^n \vec{L}_i}{\Delta t} \quad (1.57a)$$

ёки

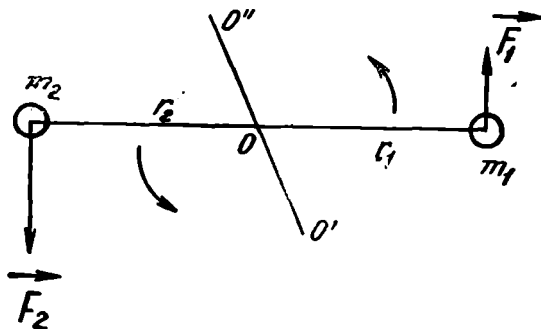
$$\vec{M} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \frac{\Delta \vec{L}}{\Delta t}. \quad (1.57b)$$

Импульс моментининг вақт бирлиги ичида ўзгариши қаттиқ жисмга таъсир этувчи кучларнинг куч моментларининг вектор йиғиндисига тенг. Дифференциал кўринишида (1.57b) тенглама қўйидагича ёзилади:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}. \quad (1.57b)$$

Энди қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқ атрофида айлангандаги импульс моментини кўриб чиқамиз (1.10-расм):

$$L = \sum_{i=1}^n r_i m_i \cdot v_i = \sum_{i=1}^n r_i m_i \omega r_i = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \omega;$$



1.11-расм

Бурчак тезлик ω барча моддий нуқталар учун ўзгармас бўлгани учун:

$$L = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2; \quad (1.58)$$

$I_i = m_i \cdot r_i^2$ — m_i массали моддий нуқтанинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти дейилади.

Агар жисмнинг умумий инерция моментини I билан белгиласак, у ҳолда:

$$I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (1.58 \text{ б})$$

ва умумий ҳолда импульс моментини $L = I \omega$ деб ёзишимиз мумкин.

Агар жисм массалари dm бўлган кўп моддий нуқталардан иборат бўлса, жисмнинг инерция моменти қуйидаги интеграл билан аниқланади:

$$I = \int_0^m r^2 dm. \quad (1.59)$$

Интеграл чегараси жисмнинг ўлчами ва шаклиға боғлиқ. Агар бурчак тезланишни

$$\epsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (1.60)$$

деб олсак, айланма ҳаракат учун (1—57в) ва (1—58 б) ифодалардан

$$M = \frac{dL}{dt} = I \frac{d\omega}{dt} \text{ ва } M = I \epsilon \quad (1.61)$$

кўринишда ёзишимиз мумкин.

(1.61) ифода айланма ҳаракат учун динамиканинг асосий қонунининг ифодасидир: Қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг шу ўққа нисбатан инерция моменти билан бурчак тезланишини кўпайтмаси шу жисмға таъсир этувчи куч моментига тенг.

Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўқ атрофида айланишида Ньютоннинг II қонуни билан тамомила ўхшаш бўлган муносабат борлигини кўраимиз. Фақат фарқ шундаки, чизиқли тезланиш ўрнида бурчак тезланиш, куч ўрнида куч моменти ва масса ўрнида инерция моменти қатнашади. Жисмнинг

бирор ўққа нисбатан инерция моменти I ўзгармас миқдор бўлганлиги учун (1.61) тенгламани қуйидагича ёзамиз:

$$M = \frac{d(I\omega)}{dt};$$

Агар $M = 0$ бўлса, $I\omega = \text{const.}$ Демак, жисмга таъсир этаётган куч моментларининг йиғиндиси нолга тенг бўлса, жисмнинг импульс моменти ўзгармас бўлади. Бу *импульс моментининг сақланиш қонуни* дейилади. Берк системадаги айланма ҳаракат қилувчи жисмлар (моддий нуқталар) учун импульс моментининг сақланиш қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\sum_{i=1}^n I_i \omega_i = \text{const.} \quad (1.62)$$

Айланаётган қаттиқ жисмнинг кинетик энергияси илгариланма ҳаракат кинетик энергиясига ўхшаш бўлиб,

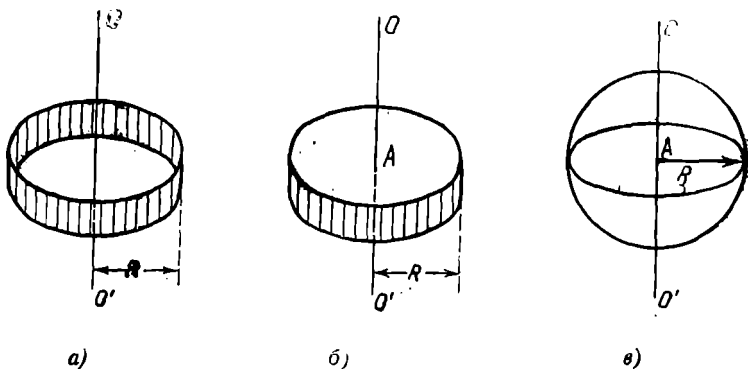
$$W_k = \frac{I\omega^2}{2} \quad (1.63)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу формулада масса ўрнида инерция моменти $I = mr^2$, чизиқли тезлик v ўрнида бурчак тезлик ω қўлланилгандир.

Агар жисм бир вақтнинг ичида ҳам айланма, ҳам илгариланма ҳаракат қилаётган бўлса, унинг тўла кинетик энергияси:

$$W_k = W_{\text{аял.}} + W_{\text{илг.}} = \frac{I\omega^2}{2} + \frac{mv_c^2}{2} \quad (1.64)$$

бу ерда v_c — жисм ёки система инерция марказининг илгариланма ҳаракатидаги тезлиги.



1.12- расм

10-§. Айланаётган жисмнинг ихтиёрий ўққа нисбатан инерция моменти

Жисмнинг инерция моменти жисм массасининг унинг ҳажми бўйича тақсимланишига ва шу инерция моменти қайси ўққа нисбатан (марказдан ўтувчими ёки ўтмовчими) ҳисобланишига боғлиқ. Агар инерция моментини топиш марказдан ўтган ўққа нисбатан бўлса (1-59) формуладаги интегрални ҳисоблаш осон бўлади. Жуфт оддий геометрик шаклдаги жисмлар учун, массаси ҳажми бўйича бир жинсли тақсимланган, деб ҳисобланган инерция моменти қийматларини келтирамыз.

1) Ҳалқанинг (кичик қалинликдаги ичи бўш цилиндрнинг) унинг марказидан ўтувчи OO' ўқига нисбатан (1.12-а расм) инерция моменти:

$$I = mR^2, \quad (1.65)$$

бунда m — ҳалқанинг массаси, R — радиуси.

2) Дисканинг (ёки ичи қавак бўлмаган цилиндрнинг OO' ўқига нисбатан инерция моменти (1-12-б расм):

$$I = \frac{1}{2} mR^2 \quad (1.66)$$

3) Шарнинг марказидан ўтувчи OO' ўққа нисбатан инерция моменти (1.12-в расм):

$$I = \frac{2}{5} mR^2. \quad (1.67)$$

Келтирилган учала мисолда ҳам жисмнинг айланувчи ўқи жисмларнинг инерция марказидан ўтади.

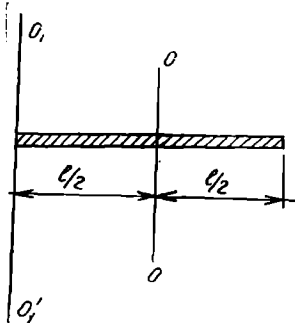
Жисмнинг ихтиёрий (марказдан ўтмаган) ўққа нисбатан инерция моменти Штейнер теоремаси ёрдамида топилади.

Штейнер теоремаси. Жисмнинг ихтиёрий ўққа нисбатан инерция моменти I шу жисмнинг инерция марказидан ўтувчи шу ихтиёрий ўққа параллел бўлган ўққа нисбатан инерция моменти I_c билан жисм массасининг ундан айланиши ўқигача бўлган масофанинг квадратига кўпайтмаси йиғиндисига тенг:

$$I = I_c + ma^2, \quad (1.68)$$

бу ерда: m — жисмнинг массаси, a — ихтиёрий ўқ билан шу ўққа параллел, лекин инерция марказидан ўтувчи айланувчи ўқгача бўлган масофа (1.13-расм).

Мисол учун узунлиги l , массаси m бўлган ингичка цилиндрлик стерженнинг марказидан ўтган OO' ўққа параллел



1.13- расм

бўлган ва цилиндрнинг учидан ўтувчи O_1O_1' ўққа нисбатан инерция моментини ҳисоблаймиз. Илгичка стерженнинг инерция марказидан ўтувчи OO ўққа нисбатан инерция momenti:

$$I_c = \frac{1}{2} m l^2; \quad (1.68 \text{ а})$$

Кўриляётган мисолда $a = \frac{l}{2}$, шу сабабли (1.68) формулага асосан O_1O_1' ўққа нисбатан инерция momenti:

$$I = \frac{1}{12} m l^2 + m \left(\frac{l}{2} \right)^2.$$

Бундан

$$I = \frac{1}{3} m l^2. \quad (1.68 \text{ б})$$

11-§. Механик кучлар ва уларнинг турлари

Биз Ньютон қонунлари ва уларнинг физик моҳиятларини баён қилганимизда (4-§) механик кучлар ҳақида батафсил тўхталиб ўтган эдик. Энди механик кучларнинг турларини кўриб чиқамиз. Механикада кучлар гравитацион — оғирлик, эластик ва ишқаланиш кучларига бўлинади. Гравитацион кучлар бир-биридан узоқда жойлашган жисмлар орасидаги ўзаро таъсир кучларидир. Бутун олам тортишиш қонунига асосан икки жисм бир-бирига ўзларининг массалари m_1 ва m_2 кўпайтмасига тўғри пропорционал ва ораларидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал куч билан таъсир этади (тортишади):

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1.69)$$

γ — гравитацион доимий бўлиб, тажриба йўли билан Кавендиш бу доимийнинг сон қийматини ўлчаган:

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{с}^2} \quad (1.69 \text{ а})$$

Гравитацион доимий сон жиҳатидан 2 та массалари 1кг дан бўлган ва 1 м масофада таъсирланувчи жисмларнинг

орасидаги тортишиш кучига тенг. Бутун олам тортишиш қонунини И. Ньютон кашф қилган бўлиб, бу қонуннинг (1-69) формуладаги кўриниши нуқтавий жисмлар ёки шар шаклидаги бир жинсли жисмлар учунгина тегишлидир. Шар шаклидаги бир жинсли жисмлар учун улар орасидаги масофа деганда шарлар марказлари орасидаги масофа тушунилади. Ер шаронтидаги ва бошқа астрономик кузатишлар бутун олам тортишиш қонунининг умумий характерга эга эканини тасдиқлади.

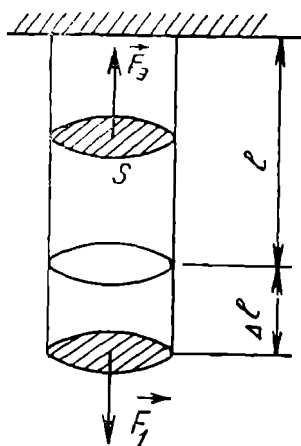
Эластиклик кучи жисмларнинг деформацияланиши ҳисобига ҳосил бўлади. Эластиклик хусусияти жисмнинг ташқи куч таъсири остида ўз ҳолатини ўзгартириб, куч таъсир этмай қўйганда унинг дастлабки ҳолатига қайтишидир. Бу эластиклик кучи таъсирида юз беради. Бу процессни физик нуқтаи назардан қуйидагича тушунтириш мумкин. Деформацияловчи ташқи механик кучланиш таъсирида жисм атомлари (ёки молекулалари) ўзларининг мувозанат ҳолатидан четга силжийди (яъни мувозанат ҳолатидан чиқади). Агар ташқи механик кучланиш таъсири тўхтатилса, атомлар (молекулалар) ўзларини мувозанат ҳолатига қайтади. Бу эса атомлар орасидаги эластиклик кучлари ҳисобига бўлади. Бу кучлар электромагнит табиатга эга бўлгани учун эластик кучлар электромагнит табиатга эгадир. Содда ҳол — чўзилиш пайтидаги эластик деформацияни кўриб чиқайлик. Кесим юзи S бўлган пўлаг стерженга F_1 чўзувчи куч таъсир этсин (1.14-расм). Бир вақтда бу кучга тескари йўналган эластиклик кучи таъсир этади. Деформация кучланиши τ деб бирлик кесим юзига таъсир этувчи эластиклик кучига айтилади:

$$\tau = \frac{F_1}{S}. \quad (1.70)$$

Куч таъсирида стержень чўзилади, унинг чўзилишини, яъни абсолют деформация катталигини Δl десак, Δl нинг стержень узунлиги l га нисбати:

$$\frac{\Delta l}{l} = \epsilon, \quad (1.70 \text{ а})$$

нисбий деформация дейилади ва бу эластик деформацияда кучланишга тўғри пропорционал бўлади:



1.14- расм

$$\varepsilon = \alpha \tau. \quad (1.70 \text{ б})$$

Бу ифода чўзилиш (сиқилиш) деформацияси учун Гук қонунидир; бунда α — эластиклик коэффициенти бўлиб, сон жиҳатдан бирлик кучланишдаги нисбий узайишга тенг:

$$E = \frac{1}{\alpha}, \quad (1.70 \text{ в})$$

E — Юнг модули (ёки эластиклик модули). Гук қонунини қуйидаги

$$\tau = E \varepsilon \quad (1.71)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Демак, Юнг модули сон жиҳатдан бирлик нисбий деформацияда вужудга келувчи деформация кучланишига тенг экан, яъни $\varepsilon = 1$ бўлганда:

$$\tau = E, \quad (1.72)$$

Бу формула стержень узунлиги икки баробар узайгандагина ўринлидир, лекин кўпгина материалларда $\varepsilon = 1$ бўлиши амалда қийин. Бу деган сўз, Юнг модули фақат назарий аҳамиятга, эга дегани эмас, албатта. Юнг модули экспериментлардан топилади ва амалий инженерлик ҳисобларида кенг қўлланилади.

Энди эластик қисилган пружина ёки эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергиясини ҳисоблаймиз.

Эластик деформация натижасида қисилган пружинанинг эластиклик кучи

$$F = k \Delta l, \quad (1.73)$$

бунда: k — эластиклик коэффициенти; Δl — абсолют деформация катталиги (қисилиш масофаси). Элементар қисилиш иши:

$$dA = F dl = kl \cdot dl.$$

Пружинани l миқдоргача қисдик деб фараз қиламиз ва тўлиқ қисилиш ишини топамиз:

$$A = k \int_0^l l dl = \frac{kl^2}{2}; \quad (1.74)$$

Бажарилган иш деформацияланган пружина потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг, яъни $A = \Delta W_n$. $F = kl$ бўлгани учун $A = \frac{Fl}{2}$; бу миқдор эластик сиқилган пружинада

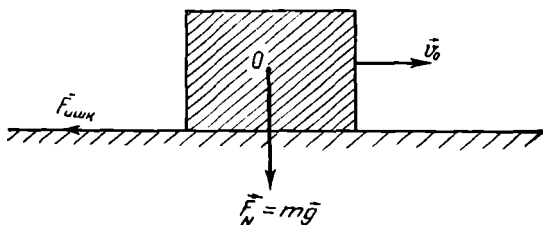
потенциал энергия запасини кўрсатади, $A = W - W_0 = \frac{kl^2}{2} - \frac{kl_0^2}{2}$. Агар $l_0 = 0$ десак $W_n = \frac{kl^2}{2} = \frac{Fl}{2}$. (1.74 а)

Ишқаланиш кучлари. Қаттиқ жисм суюқлик ёки газларда ҳаракатланса ёки қаттиқ жисм бўлаклари бир-бирининг сирти бўйлаб ҳаракатланса, ишқаланиш ҳодисаси рўй беради ва ишқаланиш кучи пайдо бўлади. Энг содда мисол келтирамиз. Бирор қаттиқ силлиқ сиртли жисмни иккинчи силлиқ сирт жисм устида ҳаракатлантириб юборсак, у вақт ўтиши билан тўхтайдди. Ҳаракатланаётган жисм энергияси иссиқлик ёки энергиянинг бошқа турларига айланиб кетади. Шу сабабли ишқаланиш диссипатив процессдир, яъни ишқаланиш жараёнида жисмнинг кинетик ва потенциал энергиясининг йиғиндисини, энергияни номеханик формаларига айланиб кетиб, узлуксиз камайиб боради. Шу сабабли ишқаланиш процесси натижасида иссиқлик ажралиши мумкин ёки ишқаланаётган сиртлар электрланади ва ҳ.к. Хуллас, жисмни қандайдир куч тўхтатади. Бу куч ишқаланиш кучидир. Ишқаланиш кучларининг вужудга келишига асосий сабаблардан — юзаларнинг гадир-будурлиги ва шу ишқаланувчи юзада жойлашган атом ёки молекулаларнинг ўзаро таъсир кучларидир. Нисбатан силлиқланган юзаларда ишқаланиш заррачаларнинг ўзаро таъсир кучига боғлиқ бўлгани ва бу кучлар электромагнит табиатга эга бўлгани учун ишқаланиш кучлари электромагнит табиатга эга бўлади. Ишқаланиш кучи жисмни ишқаланувчи юзига босувчи (сиқувчи) кучга тўғри пропорционал бўлиб, жисмларнинг ўзаро тегиб турувчи юзига деярли боғлиқ эмас.

Агар жисм горизонтал ҳаракат қилаётган бўлса, босувчи куч оғирлик кучи бўлади (1.15-расм):

$$\vec{F}_{\text{ишқ}} = \mu \vec{F}_N, \quad (1.75)$$

бу ерда: μ — ишқаланиш коэффициентини бўлиб, жисмларнинг тегиб турган сиртларининг ва моддаларнинг (материалига) физик хоссаларига боғлиқ; $\vec{F}_N = m\vec{g}$ — босувчи (сиқувчи) куч,



1.15- расм

$g = 9,81 \text{ м/с}^2$, Тинч ҳолатдан жисмни қўзғатиш учун каттароқ куч қўйиш керак, чунки тинчликдан ишқаланиш кучи ҳаракатдаги ишқаланиш кучидан каттароқ бўлади.

Жисм сирпанмасдан думаланаётган бўлса ҳам, ишқаланиш кучи камроқ бўлади. Думаланаётган жисмнинг ишқаланиш кучи

$$F = \mu_k \frac{N}{r} \quad (1.76)$$

га тенг бўлиб, бу формула Кулон формуллалари дейилади. Бу ерда μ_k — думаланиш ишқаланиш коэффициенти (узунлик бирлигида ўлчанади); N — нормал босим кучи; r — думаланаётган жисм радиуси.

Думаланаётган жисмнинг ишқаланиш кучи сирпанаётган жисм ишқаланиш кучидан 100 — 200 марта кам бўлгани учун техникада сирпаниш ишқаланиши шарикли ёки цилиндрли подшипниклар ёрдамида думаланиш ишқаланишга айлантирилади.

Ишқаланиш ташқи ва ички бўлади. Ташқи ишқаланиш, икки жисм бир-бирига тегиб, тегиш текислиги бўйлаб бир-бирига нисбатан ҳаракат қилганда пайдо бўлади. Ички ишқаланиш эса жисм ёпишқоқ муҳитда ҳаракатланганда ҳосил бўлади. Ички ишқаланиш ҳам диссипатив процессдир, бунда ҳам механик энергия энергиянинг бошқа турларига кўпинча, иссиқлик энергиясига айланади. Ернинг сунъий йўлдоши атмосферада ҳаракатланганда унинг қизиб кетишиги диссипатив жараён билан тушунтирса бўлади.

2-БОБ. МЕХАНИК ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

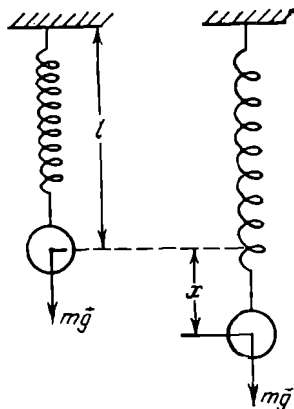
1-§. Гармоник тебранма ҳаракат ва унинг тенгламаси

Радиотехника, оптика, акустика ва бошқа фан ва техниканинг бўлимлари тебраниш ва тўлқинлар тўғрисидаги билимга асосланади.

Умумий ҳолда, тебраниш процесси деб, бир хил вақт оралиғида аниқ ёки тахминан ўзининг аввалги вазиятини такрорлайдиган процессга айтилади. Тебранишларнинг такрорланиши, яъни унинг даврийлиги тебранишларнинг асосий аломатидир. Автомобиль двигателининг поршени ҳаракати, соат маятникнинг ҳаракати, юрак уриши даврийравишда такрорланиб туради. Мувозанат вазиятидан чиқарилган системада ташқи кучлар таъсирсиз ички кучлар таъсирида вужудга келадиган тебранишлар эркин тебранишлар дейилади. Пружинага осилган юкнинг ёки маятникнинг теб-

ранишлари эркин тебранишга мисол бўла олади. Ташқи даврий кучлар таъсирида вужудга келадиган тебранишлар мажбурий тебранишлар дейилади. Ички ёнув двигатели поршенларининг ҳаракати, тикув машина игнасининг ҳаракати мажбурий тебранишга мисол бўлади.

Тебранишларнинг энг оддийси гармоник тебранишлардир. Гармоник тебранма ҳаракат деб шундай содда тебранма ҳаракатга айтиладики, бунда жисмнинг мувозанат ҳолатидан силжиш синус ёки косинуслар қонуни бўйича бўлади. Гармоник тебранма ҳаракат ҳосил қилиш учун, масалан, пружинага оlingан шарчага ташқи куч билан таъсир этсак, пружина чўзилади (2.1-расм); эластиклик кучини



2.1- расм

$$f = -kx \quad (2.1)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда f —эластиклик кучи, x —силжиш, k —эластиклик коэффиценти, минус ишораси силжиш билан эластиклик кучи қарама-қарши эканлигини кўрсатади. Агар шарча мувозанат ҳолатдан пастга қараб оғса ($\Delta x > 0$), куч юқорига қараб йўналади ($f < 0$), агар шарча мувозанат ҳолатдан юқорига қараб ҳаракатланса ($\Delta x < 0$), куч пастга қараб йўналади ($f > 0$).

Шундай қилиб, f куч қуйидаги хоссаларга эга.

1) шарчанинг мувозанат ҳолатдан силжишига пропорционал;

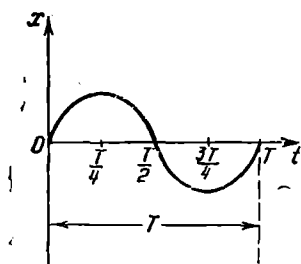
2) доимо мувозанат ҳолатига қараб йўналган.

Гармоник тебранма ҳаракатнинг таърифига асосан унинг тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi). \quad (2.2)$$

бу ерда x —шарчанинг мувозанат ҳолатдан силжиши; A —силжиш амплитудаси, $\alpha = \omega t + \varphi$ —шарчанинг тебраниш фазаси. φ —тебранишнинг бошланғич фазаси.

Маълумки (1-боб, 3-§ га қаранг), тўла тебраниш даври $T = \frac{2\pi}{\omega}$; ω —циклик ёки доиравий частота. Тебраниш час-



2.2- расм

тотаси $v = \frac{1}{T}$ ёки $v = \frac{\omega}{2\pi}$. Циклик частота ҳамда тебраниш частоталарини ҳисобга олиб гармоник тебранма ҳаракат тенгласи (2.2) ни қўидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$x = A \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi\right) \quad (2.2 \text{ а})$$

ёки

$$x = A \sin(2\pi v t + \varphi). \quad (2.2 \text{ б})$$

Агар бошланғич фаза $\varphi = 0$ бўлса, (2.2) тенглама графиги координат бошидан ўтган синусоидани беради (2.2-расм).

Тўла тебраниш даври T тебраниш фазасини 2π га, $\frac{T}{4}$ эса фазани $\frac{\pi}{2}$ га ўзгарганини кўрсатади (2.2-расм.)

Ньютоннинг II қонунига асосан куч: $F = ma$; m — тебранаётган шарчанинг массаси, a — унинг тезланиши. Бу ифодани (2.1) формула билан таққосласак:

$$ma = -kx;$$

$a = \frac{d^2x}{dt^2}$ бўлгани сабабли

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx$$

ёки

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0. \quad (2.3)$$

Бу тенглама гармоник тебранма ҳаракатнинг дифференциал тенгласидир. Бу тенгламанинг ечими (2.2 а) ифода кўринишида бўлади.

2- §. Гармоник тебранма ҳаракатда тезлик ва тезланиш

Тебранувчи моддий нуқтанинг ўз мувозанат ҳолатидан силжиши (2.2) формула билан аниқланади:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi).$$

Унинг тезлиги шу силжишдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилдан топилади:

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi). \quad (2.4)$$

Тезланиши эса тезликдан вақт бўйича олинган ҳосиладан топилади:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) \quad (2.5)$$

ёки

$$a = -\omega^2 x. \quad (2.6)$$

Демак, гармоник тебранма ҳаракат қилаётган жисмнинг тезланиши силжиш масофасига тўғри пропорционал бўлиб, силжишга нисбатан қарама-қарши йўналишга эга бўлади. У доим мувозанат ҳолат томон йўналган бўлади.

Циклик частотани давр ва оддий частоталар билан алмаштириб (2-4) ва (2-5) формулаларни қуйидагича ёзамиз:

$$v = 2\pi \nu A \cos(\omega t + \varphi) = \frac{2\pi}{T} A \cos\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi\right); \quad (2.4 \text{ а})$$

$$a = -4\pi^2 \nu^2 x = -\frac{4\pi^2}{T^2} A \sin\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi\right). \quad (2.5 \text{ а})$$

Бу формулалар тебранувчи нуқтанинг тезлиги ва тезланиши тебраниш даврига боғлиқ бўлган даврий функциялардан иборат эканини кўрсатади. Тезланиш (2-5 а) даврий функциясида қуйидаги хулосаларни чиқариш мумкин: тезланиш моддий нуқтанинг силжишига тўғри пропорционал бўлиб, йўналиши силжишга қарама-қарши; $\frac{a}{x} = \omega^2$ — ўзгармас миқдордир, чунки гармоник тебранма ҳаракатларда унинг циклик частоталари ўзгармасдир.

3-§. Сўнувчи тебранишлар

Реал механик тебранишлар сўнувчи тебранишлардир. Тебранишларнинг сўниши тебранувчи моддий нуқта ёки системанинг тебраниш давомида энергия йўқолиши билан боғлиқдир. Бу энергия йўқолиши — ташқи муҳит билан иш-қаланиш ҳисобига ёки ташқи муҳитга эластик тўлқинлар тарқатиш эвазига бўлиши мумкин.

Тебранишни сўндирувчи куч тебранма ҳаракат тезлигига тўғри пропорционал:

$$\vec{F}_{\text{сунд}} = -\eta \vec{v}, \quad (2.6)$$

бунда η — қаршилик коэффициенти; \vec{v} — ҳаракат тезлиги (манфий ишора сўндирувчи қаршилик кучи билан тезликнинг қарама-қарши йўналганлигини кўрсатади.)

Агар тебранувчи моддий нуқтанинг массаси m бўлса, сўнувчи тебранишнинг тенгламасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин:

$$x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (2.7)$$

бу ерда $A_0 e^{-\beta t}$ — сўнувчи тебраниш амплитудаси, A_0 — бошланғич амплитуда, e — натурал логарифм асоси, $\beta = \frac{\eta}{2m}$ сўниш коэффициенти.

Тебранишнинг сўниш тезлиги тебранишнинг логарифмик декременти билан аниқланади:

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \delta T, \quad (2.8)$$

бу ерда A_n, A_{n+1} — олдинма-кетин тебранишлар амплитудалари. Тебранишларнинг сўниши назарий равишда жуда узоқ вақт давом этади, лекин тебранишлар амплитудаси 1% га-ча камайса (аввалги қиймати 100% деб олинганда), тебранишни сўнувчан деб ҳисобланади.

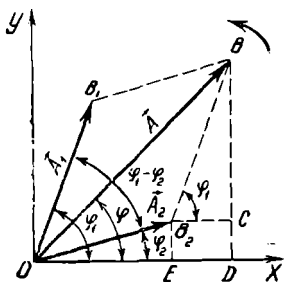
4-§. Бир хил йўналишга эга бўлган гармоник тебранишларни қўшиш. Тепкили тебранишлар.

Фараз қиламиз, бизга йўналиши ва даври бир хил бўлган, бошланғич фазаси ва амплитудаси билан фарқ қилувчи иккита гармоник тебранма ҳаракат тенгламаси берилган бўлсин:

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \sin(\omega t + \varphi_1); \\ x_2 &= A_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \end{aligned}$$

бу ерда x_1, x_2 — силжишлар, A_1, A_2 — амплитудалар, φ_1, φ_2 — бошланғич фазалар. Ана шу гармоник тебранма ҳаракатларни қўшамиз. Қўшишни вектор диаграмма ёрдамида бажарамиз (2.3-расм).

\vec{A}_1 ва \vec{A}_2 векторлар OX ўқига нисбатан φ_1 ва φ_2 бурчак остида жойлашган бўлиб, параллелограмм қоидасига асосан амплитуда вектори \vec{A} чизилган. Агар OY ўқи атрофида соат стрелкасига қарши



2.3- расм

(2.3-расм, стрелка бўйича) векторлар схемасини айлантир-
сак, \vec{A}_1 , \vec{A}_2 , векторларнинг OY ўқига проекциялари гар-
моник тебранма ҳаракатни беради ва бу ҳаракатнинг циклик
частотаси ω бўлади.

\vec{A} векторнинг модулини толамиз. ΔOVB_2 дан $\angle OB_2V =$
 $= [\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)]$. $OK_2 = A_2$, $OB_1 = A_1$ бўлгани учун коси-
нуслар теоремасига асосан:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos [\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)]$$

ёки

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.9)$$

Қўшилган тебранишларнинг бошланғич фазаси φ унинг
тангенсини билан топилади, 2.3-расмдан:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{BD}{OD} = \frac{BC + CD}{OE + ED},$$

бу ерда BC ва CD кесмалар \vec{A}_1 ва \vec{A}_2 векторларнинг OY
ўққа нисбатан проекциялари, ED ва OE кесмалар эса
 \vec{A}_1 ва \vec{A}_2 векторларнинг OX га проекцияларидир. Шунинг
учун:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}. \quad (2.10)$$

(2-9) ва (2-10) формулалар қўйилган тебранма ҳаракатнинг
амплитудасини бошланғич фазасини топишга ва унинг тенг-
ламасини

$$x = A \sin (\omega t + \varphi) \quad (2.11)$$

кўринишда ёзишга имкон беради.

(2-9) тенгламани анализ қилиб, бир томонга йўналган
гармоник тебранма ҳаракатларни қўшишда қуйидаги ҳоллар
мавжуд бўлишини кўрамиз:

1) агар фазалар фарқи π нинг жуфт сонларига тенг
бўлса ёки $\varphi_1 - \varphi_2 = 2n\pi$ бўлса (2-9) дан:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2,$$

$A = A_1 + A_2$ амплитудалар қўшилиб, натижавий амплитуда
кучаяди;

2) фазалар фарқи π нинг тоқ сонларига тенг бўлса ёки
 $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n + 1)\pi$ бўлса:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 = (A_1 - A_2)^2;$$

$A = A_1 - A_2$ амплитудалар ажралиб натижавий амплитуда сусаяди;

3) агар $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n + 1)\pi$ бўлиб, $A_1 = A_2$ бўлса, $A = 0$ бўлиб, амплитудалар бир-бирини тўлиқ сўндиради.

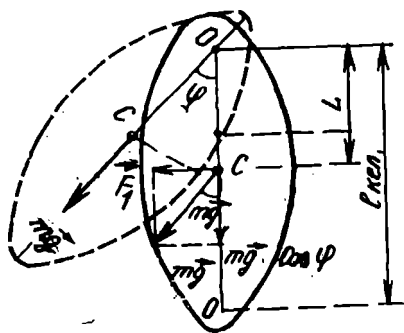
Агар қўшилувчи тебранишлар бир хил амплитудаларга эга бўлиб ($A_1 = A_2 = A$), даврлари бир-биридан жуда оз фарқ қилса ($\Delta T = T_1 - T_2$), бу тебранишлар қўшилганда *тэнкили тебраниш* ҳодисаси рўй беради. Айрим вақтда икки тебраниш амплитудалар қўшилишиб $2A_i$ бўлиб кучайиб кетса, айрим вақтда улар қарама-қарши фазада учрашиб бир-бирларини тўла сўндиради. Тэнкили тебранишни частоталари бир-бирига яқин бўлган икки камертон ёрдамида кузатиш мумкин.

✓ 5-§. Физик маятник

Математик маятник ҳақидаги маълумотлар бизга ўрта мактаб физика курсидан маълум. *Математик маятник* деб, чўзилмас ипга осилган, вертикал текисликда ўзининг оғирлик кучи таъсирида тебранаётган массаси m бўлган моддий шарчага айтилади. Математик маятникнинг тебраниш даври:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (2.11)$$

Тебраниш даври T тебраниш амплитудасига боғлиқ бўлмай, у асосан маятник узунлиги l ва унинг эркин тушиш тезланиши g билан аниқланади. Биз бу ерда математик маятник ҳақидаги маълумотлар баёнига батафсил тўхталмай физик маятник темасини баён қиламиз.



2.4. расм

Физик маятник деб, инерция маркази билан устмуст тушмайдиган қўзғалмас нуқта (ўқ) атрафида тебраниш хусусиятига эга бўлган қаттиқ жисмга айтилади. Мувозанат ҳолатида маятникнинг C инерция маркази маятникнинг O осилиш нуқтаси остида у билан бир вертикалда ётади (2. - расм).

Физик маятник мувозанат ҳолатдан φ бурчакка оғанда маятникни мувозанат ҳолатга қайтаришга интилувчи момент юзига келади. Бу момент қуйидагича ёзилади:

$$M = -F, L = -mg L \sin \varphi, \quad (2.12)$$

бу ерда $F_1 = mg \sin \varphi$ — маятникни мувозанат ҳолатига қайтарувчи куч (оғирлик кучининг ташкил этувчиси), L — куч елкаси (қўзғалмас нуқтадан оғирлик маркази C гача бўлган масофа).

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасига асосан айлантирувчи момент:

$$M = I \epsilon = I \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad (2.12 \text{ а})$$

бу ерда I — физик маятникнинг инерция моменти, ϵ — унинг бурчак тезланиши.

(2-12) ва (2-12 а) ларни таққослаб,

$$I \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mgL \sin \varphi.$$

$$\text{ёки } \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgL}{I} \sin \varphi = 0 \quad (2.13)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу тенглама физик маятникнинг тебраниш дифференциал тенгламаси дейилади. Кичик тебранишлар учун $\sin \varphi \approx \varphi$ деб олиш мумкин:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgL}{I} \varphi = 0 \quad (2.13 \text{ а})$$

Бунда
$$\frac{mgL}{I} = \omega_0^2 \quad (2.13 \text{ б})$$

кўринишда белгилаб олсак,

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \varphi = 0. \quad (2.13 \text{ в})$$

Бу тенгламанинг ечими \sin ёки \cos қонуниятларига бўйсунувчи тенглама бўлиб, (2-2 а) кўринишда бўлади.

(2-13 а) формулани ва $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ тенгламани ҳисобга олганда, физик маятникнинг тўла тебраниш даври

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgL}}. \quad (2.14)$$

Агар бу даврни математик маятникнинг тўла тебраниш даври (2-11) билан солиштирсак, (2-14) ни

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I_{\text{кел}}}{g}} \quad (2.14 \text{ а})$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда $I_{\text{кел}} = \frac{I}{mL}$ — физик маятникнинг келтирилган узунлиги, I — маятникнинг қўзғалмас O ўққа нисбатан инерция моменти, m — физик маятникнинг массаси, L — оғирлик маркази C билан O ўқ орасидаги масофа. Физик маятникнинг келтирилган узунлиги шундай математик маятникнинг узунлиги тушуниладики, унинг тебраниш даври шу математик маятникнинг тебраниш даврига тенг бўлади.

6- §. Гармоник тебранма ҳаракат энергияси

Массаси m бўлган моддий нуқтанинг гармоник тебраниш энергиясини ҳисоблаймиз. Нуқта доимо тебраниб турганлиги сабабли унинг тезлиги, кинетик ва потенциал энергияси ўзгарувчан бўлади.

Моддий нуқтанинг потенциал энергияси нуқтани мувозанат ҳолатидан dx масофага силжитувчи тебратувчи кучнинг бажарган иши билан аниқланади:

$$W_n = \int_0^x F dx.$$

$F = -kx$ [(2-1) формулага қаранг] бўлгани сабабли

$$W_n = \int_0^x F x dx = \frac{kx^2}{2}. \quad (2.15)$$

Гармоник тебранма ҳаракат учун $a = -\omega^2 x$ [(2.6) формулага қаранг] бўлганлиги сабабли, Ньютоннинг II қонунига кўра:

$$F = -\omega^2 mx;$$

уни $F = -kx$ билан таққосласак,

$$k = \omega^2 m. \quad (2.15 \text{ а})$$

$x = A \sin(\omega t + \varphi)$ бўлгани учун (2.15 а) ни (2.15) га қўйиб, потенциал энергия учун қуйидаги тенгламани оламиз:

$$W_n = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi). \quad (2.16)$$

Моддий нуқтанинг тебраниш тезлиги $v^2 = \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)$ [(2.4) формулага қаранг], унинг кинетик энергияси эса:

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi): \quad (2.16 \text{ а})$$

нуқтанинг гармоник тебраниш тўлиқ энергияси:

$$W = W_n + W_k = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \quad (2.17)$$

Демак, гармоник тебранма ҳаракат қилувчи жисмнинг тўлиқ энергияси тебраниш амплитудаси квадратига тўғри пропорционал бўлиб, тебраниш процесси давомида ўзгармайди. Лекин унинг энергияси тебраниш давомида кинетик энергиядан потенциал энергияга айланади ва аксинча.

✓ 7-§. Мажбурий тебранма ҳаракат. Резонанс ҳодисаси.

Агар моддий нуқта ёки тебранувчи система ташқи даврий ўзгарувчи куч таъсирида тебранса, бундай тебраниш *мажбурий тебраниш* дейилади. Мажбурий тебраниш частотаси ташқи таъсир этувчи (тебранишга мажбур қилувчи) кучнинг частотасига боғлиқ. Одатда эркин тебраниш ҳам аввал ташқи куч таъсирида вужудга келиб, сўнгра системанинг ички кучи ҳисобига тебранишини давом эттиради. Мажбурий тебраниш эса даврий равишда доим таъсир этувчи ташқи куч таъсирида ҳаракатланиб туради.

Агар мажбур этувчи куч гармоник қонуниятга мос келса, масала анча соддалашади. Мажбур этувчи куч частотаси ω , системанинг хусусий тебраниш частотаси ω_0 га мос келса, уйғотилган тебраниш амплитудаси максимал қийматга эришади. Бундай ҳодиса *резонанс* дейилади.

Фараз қилайлик, массаси m бўлган моддий нуқтага

$$F_T = F_0 \sin \omega_T t \quad (2.18)$$

ташқи F_T куч таъсир этиб, нуқтани тебрантирсин. Бу ерда: F_0 — кучнинг амплитудаси; ω_T — мажбур этувчи ташқи куч частотаси.

Тебранишда қайтарувчи эластиклик кучи $F = -kx$, тебранувчи нуқтанинг тезланиши $a = -\omega_T^2 x$ десак, Ньютоннинг II қонунига асосан:

$$F_T + F = ma,$$

ёки F_T , F ва a ларнинг қийматларини ҳисобга олсак,

$$F_0 \sin \omega_T t - kx = -m \omega_T^2 x.$$

$$x = \frac{F}{k - m\omega_T^2} \sin \omega_T t$$

(2.15 а) дан $k = m\omega_x^2$ ни ҳисобга олиб,

$$x = \frac{F_0}{m\omega_x^2 - m\omega_T^2} \sin \omega t,$$

ёки

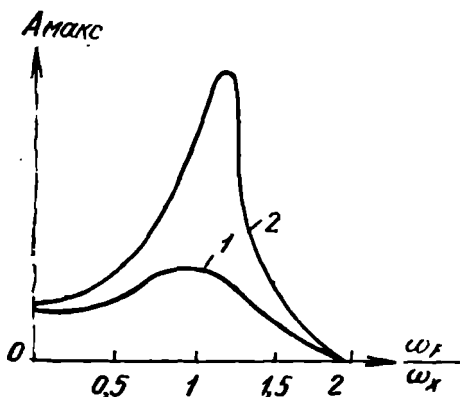
$$x = \frac{F_0/m}{\omega_x^2 - \omega_T^2} \sin \omega t. \quad (2.19)$$

Бу формулада мажбурий тебраниш амплитудаси:

$$A_{\text{маж}} = \frac{F_0/m}{\omega_x^2 - \omega_T^2}. \quad (2.19 \text{ а})$$

Бу формуладан кўришиб турибдики, агар ω_T ва ω_x частоталар бир-бирига яқинлашса амплитуда бениҳоя катта бўлади, агар ташқи куч ва системанинг хусусий частоталари $\omega_T = \omega_x$ бўлса, амплитуда максимал қийматга етади, яъни резонанс ҳодисаси рўй беради. $\frac{\omega_T}{\omega_x} = 1$ ёки $\omega_T = \omega_x$ бўлганда амплитудали резонанс 2.5- расмда кўрсатилган.

Расмдан кўришиб турибдики, $\frac{\omega_T}{\omega_x} = 1$ бўлганда $A_{\text{маж}}$ максимал қийматга эга. Расмда 1 график тебраниш сўниши-



2.5- расм

га катта куч талаб қилингандаги максимум, 2 график кам куч талаб қилингандаги максимум.

Резонанс ҳодиса идан тебранишларни, масалан, электр тебранишларни кучайтиришда фойдаланилади. Лекин ҳар хил машина, иншоотларни конструкция қилишда резонансни (мақсадга мувофиқ бўлмаган зарарли томонларини) ҳам ҳисобга олиш керак.

8-§. Ұзаро тик тебранишларни қўшиш. Лиссажу шакллари.

Координата бошига жойлашган M моддий нуқта OX ва Oz ўқлари бўйича ўзаро перпендикуляр йўналишларда тебраниш. OX ва Oz координата ўқлари бўйича тебраниш тенгламалари (бошланғич фазаларини нолга тенг деб оламиз):

$$\left. \begin{aligned} x &= A_1 \sin \omega t, \\ z &= A_2 \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (2.20)$$

Тенгламаларни бирга ечиб,

$$x = \frac{A_1}{A_2} z \text{ ёки } z = \frac{A_2}{A_1} x, \quad (2.20 \text{ а})$$

ифодаларни оламиз. Бу ифодалар координата бошидан ўтган тўғри чизиқ (S) нинг тенгласидир (2.6-расм).

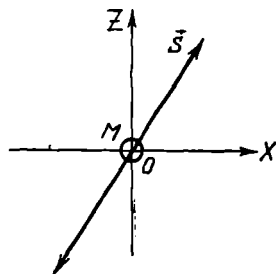
Демак, қўшилган тебранишлар S тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилади, тебранишлар қўшилиб,

$$S = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \sin \omega t \quad (2.20 \text{ б})$$

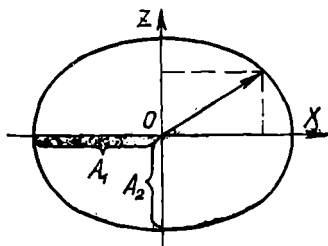
тенглама билан ифодаланувчи гармоник тебранма ҳаракатни беради.

Ұзаро перпендикуляр тебранишлар фазалари бир-бирдан $\frac{\pi}{2}$ га фарқ қилади, бу тебранишлар тенгламалари:

$$\left. \begin{aligned} x &= A_1 \sin \omega t, \\ z &= A_2 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = A_2 \cos \omega t \end{aligned} \right\}$$



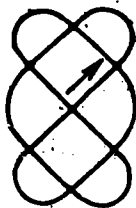
2.6- расм



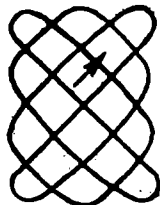
2.7- расм



a



б



в

2.8 -расм

кўринишга эга бўлади. Буларни бирга ечиб:

$$\frac{x^2}{A_1^2} \sin^2 \omega t, \quad \frac{z^2}{A_2^2} = \cos \omega t$$

тенгламаларни оламиз. Бу тенгламаларни ҳадма- ҳад қўшиб:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{z^2}{A_2^2} = 1 \quad (2.20 \text{ в})$$

ҳосил қиламиз. Бу эллипс тенгламасидир. Демак, ҳосил бўлган гармоник тебранишнинг траекторияси эллипсдир (2.7-расм). Агар $A_1 = A_2 = A$ бўлса, траектория айлана шаклида бўлади.

Умумий ҳолда ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшсак, уларнинг амплитудалари, бошланғич фазалари ва даврларига қараб мураккаб шаклларни — Лиссажу шакллари кўрсатамиз (2.8-расм). 2.8-расмда даврлари а) $\frac{T_1}{2T_2}$; б) $\frac{2T_1}{3T_2}$; в) $\frac{3T_1}{4T_2}$ —бўлган ўзаро тик тебранишлар учун Лиссажу шакллари кўрсатилган.

9-§. Тўлқинлар ва уларнинг асосий характеристикалари

Тебранишларнинг муҳитда тарқалиш процесси *тўлқин процесси* ёки *тўлқинлар* дейилади. Муҳит эластик бўлса, тўлқинлар ҳам эластик бўлади. Одатда, механикада тебранишлар эластик муҳитда, яъни заррачалари ўзаро эластик куч билан боғланган муҳитда тарқалади. Тебраниш эластик муҳитда механик деформация (ўз частотасига мос равишда) ўйғотади. Механик эластик муҳитда жойлашиб тебраниш тарқатиш натижасида тўлқин ҳосил қиладиган жисм *тўлқин*

манбаи дейилади. Масалан, театрда томошабинлар ашула, музика асбоблари овозини эшитадилар. Актёрлар, музика асбоблари товуш манбаи (тўлқин манбаи) бўлиб, товуш тебраниши ҳаво орқали томошабинга тўлқин бўлиб келади. Ҳаво эластик муҳит вазифасини бажаради.

Эластик тўлқин бўйлама ва кўндаланг бўлади. Агар муҳит заррачалари тебраниши тўлқин тарқалиш йўналиши билан бир йўналишда йўналган бўлса, бундай тўлқин *бўйлама тўлқин* дейилади. Бўйлама тўлқин қаттиқ, суюқ ва газсимон муҳитларда ҳам тарқалиши мумкин. Ҳавода тарқалувчи товуш тўлқинлари бўйлама тўлқинга мисол бўла олади.

Агар эластик муҳит заррачаларининг тебраниш текислиги тўлқин тарқалиш тезлигига перпендикуляр бўлса, бундай тўлқин *кўндаланг тўлқин* дейилади. Кўндаланг тўлқинлар эластик муҳитнинг силжиш деформацияси билан боғлиқ, шу сабабли бу тўлқин формалари эластик бўлган (яъни қаттиқ жисмлардагина) жисмларда пайдо бўлади ва тарқалади. Музика асбоблари торларида тарқалувчи тўлқин кўндаланг тўлқинга мисол бўла олади. Суюқлик ва газларда ҳам кўндаланг тўлқин тарқалади.

Физика ва техникада сирт тўлқинлари алоҳида ўрин тутадди. Сирт тўлқинлари суюқликлар сирти бўйича тарқалади, улар кемалар, шамол ва ҳ. к. механик объектларнинг суюқлик сиртига таъсиридан ҳосил бўлади. Сирт тўлқинларида суюқлик заррачалари бир вақтнинг ўзида ҳам бўйлама, ҳам кўндаланг тебранишларда бўлиб, траекториялари эллиптик ва бундан ҳам мураккаброқ бўлади.

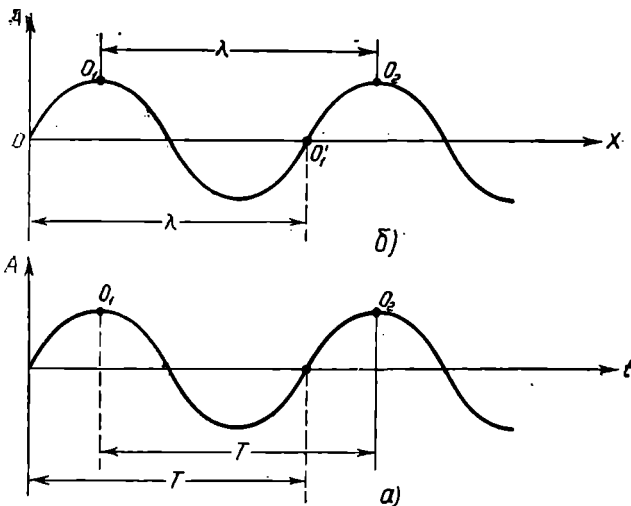
Тўлқинларни характерловчи асосий физик катталиклар— уларни тўлқин узунлиги λ , тезлиги u , даври T лардир.

Тўлқиннинг тўлқин узунлиги, деб бир хил фазада тебранувчи икки энг яқин нуқта орасидаги масофага айтилади (2.3-расм). 2.9-*a* ва 2.9-*b* расмда OO_1 нуқталар ва O_1O_2 нуқталар бир хил фазада тебранади. Шунга ўхшаш нуқталарни истаганча топиш мумкин. (Расмда A — тўлқин амплитудаси, t — тарқалиш вақти). Тўлқиннинг бир тўла тебранишига кетган вақт тўлқин даври T дейилади (2.9-расм). Даврга тес-

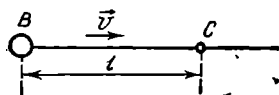
кари бўлган қиймат частота $\left(\nu = \frac{1}{T}\right)$ дейилади.

Тўлқиннинг тарқалиш тезлиги:

$$u = \frac{\lambda}{T} = \lambda\nu \quad (2.21)$$



2.9- расм



2.10- расм

формуладан топилади. Бу формула тўлқин процессининг тезлиги, даври, частотаси орасидаги боғланишни кўрсатади.

Агар муҳит зич бўлса, тўлқиннинг тарқалиш тезлиги кичик. Лекин бу хулоса ҳам чегараланган хулосадир. Умуман олганда, тўлқин тезлиги эластик муҳитда эластик бўлмаган муҳитга нисбатан каттароқ бўлади.

Бўйлама тўлқин тезлиги:

$$u_6 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}; \quad (2.22)$$

Кўндаланг тўлқин тезлиги:

$$u_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}}; \quad (2.22 \text{ a})$$

бу ерда ρ — муҳитнинг зичлиги, E — бўйлама эластиклик модули (юнг модули), G — кўндаланг эластиклик модули (силжиш модули).

Кўпчилик қаттиқ жисмлар учун $E > G$, шу сабабли $u_6 > u_k$. Фараз қилайлик, B — тебраниш манбаи бўлсин (2.10-расм). Тўлқин BC тўғри чизиқ бўйича u тезлик билан тар-

қалсин. B нуқтада муҳит заррачаларининг тебраниш тенгламаси

$$x_B = A \sin 2 \pi \nu t \quad (2.20б.)$$

бўлса, бу тебраниш C нуқтага ($t - t_1$) кечикиш билан етиб келадилар: $u = \frac{l}{t_1}$; $t_1 = \frac{l}{u}$ бўлгани учун

$$x = A \sin 2 \pi \nu \left(t - \frac{l}{u} \right).$$

(2.21) формулани ҳисобга олиб, тўлқин тенгламасини қуйидагича ёза оламиз:

$$x = A \sin 2 \pi \left(\nu t - \frac{l}{\lambda} \right), \quad x = A \sin 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda} \right). \quad (2.23)$$

Бу тенглама югурувчи тўлқин тенгламаси бўлиб, тебраниш манбаидан l масофада жойлашган муҳитнинг ҳар қандай нуқтасидаги заррачаларининг силжишини аниқлайди. Агар B манбадан чиққан тўлқин C нуқтада бирор тўсиққа учраб қайтса, турғун тўлқин ҳосил бўлади. Бу тўлқиннинг тенгламасини (2.23) га асосан

$$x = A \left[\sin 2 \pi \left(\frac{t}{T} + \frac{l}{\lambda} \right) + \sin 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{l}{\lambda} \right) \right]$$

кўринишда ёзиш мумкин; $\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$ бўлгани учун:

$$x = 2A \cos \frac{2 \pi l}{\lambda} \cdot \sin \frac{2 \pi t}{T}. \quad (2.24)$$

Бу тенглама турғун тўлқин тенгламаси бўлиб, бунда $A_1 = 2A \cos \frac{2 \pi l}{\lambda}$ кўпайтма вақтга боғлиқ эмас ва координатаси l бўлган тебранувчи нуқтанинг амплитудасини кўрсатади. Шу сабабли турғун тўлқин тенгламаси бўлмиш (2.24) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$x = A_1 \sin \frac{2 \pi t}{T}. \quad (2.24 а)$$

Турғун тўлқин, югурувчи тўлқинга қарама-қарши ўлароқ, ўзи билан бирга энергия олиб юрмайди, чунки тўғри (югурувчи) ва тескари тўлқин олиб юрган энергиялар бир-бирига тенг ва бир-бирини компенсация қилади.

10- §. Товуш тўлқинлари. Товушнинг характеристикалари

Товуш тўлқинларининг частотаси 20 дан $20 \cdot 10^3$ Гц гача. Ана шу оралиқдаги частотани инсоннинг қулоғи қабул қилади.

Частотаси $20 \cdot 10^3$ Гц дан ортиқ бўлган эластик тўлқинни *ультратовуш*, 20 Гц дан кичик бўлса, *инфратовуш* дейилади.

Товушнинг баландлиги, кучи ва тембри товушнинг асосий характеристикаларидир. Товуш баландлиги физиологик тушунча бўлиб, товуш тўлқинларининг частотаси билан аниқланади. Товуш кучи товуш тебраниши амплитудасининг квадратига тўғри пропорционал (6- § (2.17) формулага қаралсин),

$$W = \frac{m \omega^2 A^2}{2}$$

Товуш кучи (интенсивлиги) нинг характеристикаси қилиб

$$\beta = 10 \lg \frac{I}{I_0}, \quad (2.25)$$

физик катталиқ олинади. Бу — кўпинча товуш юксаклиги ҳам деб аталади. Бу ерда I_0 — шартли танланган ноль юксаклик бўлиб, тахминан $10^{-12} \frac{\text{Ватт}}{\text{м}^2}$ га тенг. Товуш интенсивлиги децибел (дБ) билан ўлчанади.

Ҳар қандай товуш таркибида турли хил товуш тўлқинлари мавжуд. Бунинг акустик спектр деб аталади. Товуш тембри асосий тон ёки асосий бўлмаган (обертон) тонларга боғлиқ. Агар товушда обертонлар кам бўлса, товуш бирмунча сўниқ бўлади. Агар товуш таркибида биринчи обертонлар бўлса, товуш аниқ, тўлиқ бўлади. Агар товуш таркибида бошқа асосий бўлмаган тонлар кўп бўлса, товуш кескин, ёқимсиз бўлади. Бундай товуш тўлқинлари шовқин деб ҳам аталади.

Газ ва суюқликларда тарқалаётган товуш тўлқинлари бўйлама тўлқинлардир. Қаттиқ жисмларда товуш тўлқинлари ҳам бўйлама, ҳам кўндаланг бўлиши мумкин. Бу муҳитларда товуш тўлқинининг тезлиги муҳитнинг эластиклигига ва зичлигига боғлиқ.

Товуш тўлқинлари газларда тарқалганда кўпинча молекулалари орасидаги иссиқлик алмашинуви газ молекулалари қисилишидан ва кенгайишидан кечикиб қолади, натижада газ босими ўзгариши иссиқлик алмашинувисиз юз беради. Шу сабабми газларда товуш тарқалишини кўп томонлари

адиабатик процесс назарияси асосида тушунтирилади. (2.22) формуладан фойдаланган ҳолда газларда товуш тўлқини тарқалиш тезлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$u = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\alpha \rho}}, \quad (2.26)$$

бу ерда $\alpha = \frac{1}{E}$ — эластиклик коэффициенти (1.70 в) формулага қаранг.

Газларнинг эластиклик коэффициенти босим p билан қуйидагича боғланган:

$$\alpha = \frac{1}{\gamma p}, \quad (2.26 \text{ а})$$

бу ерда: γ — адиабатик процесс тенгламасида кўрсаткич даражаси*.

Ўрта мактаб физика курсидан бизга маълумки, идеал газ учун Менделеев — Клапейрон формуласидан

$$\rho = \frac{p \mu}{RT}, \quad (2.26 \text{ б})$$

деб ёзишимиз мумкин. Бу ерда: μ — газнинг молекуляр массаси, R — газ универсал доимийси, T — абсолют температура.

(2.26 а) ва (2.26 б) ларни ҳисобга олиб, (2.26) ни қуйидагича ёзамиз:

$$u = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}. \quad (2.27)$$

Демак, газларда товуш тўлқини газ босимига боғлиқ бўлмай, газнинг температурасига, моляр массасига ва γ га боғлиқ.

Товуш манбаи ва товушни қабул қилувчи аппарат орасидаги масофа ўзгариб турса, товуш манбаидан чиққан товушнинг частотаси қабул қилувчи аппаратга боргунча ўзгариши мумкин. Бу эффект акустикада Доплер эффекти дейилади.

Ҳозирги пайтда Ультратовуш физикаси акустиканинг фан ва техника учун энг зарур бўлимларидан бири бўлиб қолди. Ультратовуш пьезокристалларни (кварц, барий титанат, пьезокерамика ва ҳ.к.) ўзгарувчан электр майдон таъсирида тебраниши (электростракция эффекти) натижасида ҳосил бўлиб, фан ва техникада, биология, медицина ва халқ хўжалигининг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

* Адиабатик процесс молекуляр физика курсида батафсил кўрилади. — Рел.

Масалан, ультратовуш ёрдамида машиналар деталларидаги дефектларни аниқлаш мумкин ёки 700 кГц ли ультратовуш тўлқинлари билан тирик организм нурлатилса, организмнинг нурлатилган соҳасида фойдали ўзгаришлар бўлиши мумкин. Ҳаттоки, ультратовуш ёрдамида инсон буйрағида пайдо бўлган тошларни майдалаш мумкин бўлиб қолди. Ультратовушнинг фан ва техникада қўлланилиши истиқболи порлоқдир.

3- бсб. СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАР МЕХАНИКАСИНING АСОСИЙ ТУШУНЧАЛАРИ

1- §. Суюқлик ва газларда босим

Механиканинг суюқликлар ва газларнинг ҳаракатини ва мувозанатини ўрганадиган бўлимлари *гидрогазомеханика* дейилади.

Суюқликлар молекулаларининг бирмунча силжувчан бўлиши, ҳажм бўйича кам сиқилувчанлиги уларнинг асосий хоссаси ҳисобланади. Газларнинг ҳажми бирмунча сиқилиш хусусиятига эга, лекин айрим ҳисоблашларда бу сиқилиш ҳисобга олинмайди. Агар бирор идишга солинган суюқликнинг ихтиёрий ΔS юзига ΔF куч билан таъсир этсак (3.1-расм), бу таъсир қуйидаги формула билан характерланувчи босим p билан аниқланади:

$$p = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta S}, \quad (3.1)$$

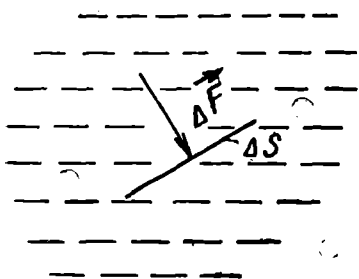
бу ерда ΔF — юзага таъсир этувчи барча кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлиб, у шу ΔS юзага тик таъсир этади деб қаралади.

СИ да босим бирлиги қилиб паскаль (Па) қабул қилинган. $1 \text{ Па} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$. Бундан ташқари босимни ўлчаш учун

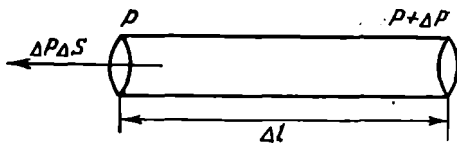
миллиметр симоб устунни (мм сим. уст.) бирлиги ҳам ишлатилади. Бу бирликлар орасидаги боғланиш қуйидагича:

$$1 \text{ мм сим. уст.} \approx 133 \text{ Па.}$$

Суюқликда ихтиёрий ориентирланган баландлиги Δl га ва асос юзи ΔS га тенг бўлган цилиндрик ҳажм ажратайлик (3.2-расм). Агар бир-биридан Δl масофада ётган нуқталарда бо-



3.1- расм



3.2- расм

сим Δp га фарқ қилса, у вақтда цилиндрининг ўқи бўйлаб $\Delta p \cdot \Delta S$ куч таъсир кўрсатган бўлар ва унинг натижасида суюқлик ҳаракатга келиб мувозанат бузилар эди. Демак, ҳажм кучлари бўлмаган шароитда мувозанат ҳолатдаги суюқликнинг исталган жойи учун

$$\frac{\Delta p}{\Delta l} = 0$$

шарт қаноатлантирилиши лозим. Бундан $p = \text{const}$ деган хулоса келиб чиқади. Демак, суюқликнинг бир хил баландликдаги нуқталарида босим бир хил қийматга эга бўлади.

Икки турли баландликдаги суюқликнинг босимлари p_1 ва p_2 бир-биридан фарқ қилади. Бу фарқ шу баландликлар орасида ётган ва кўндаланг кесими бирга тенг бўлган суюқлик вертикал устунининг оғирлик кучига тенг, яъни $p_2 = p_1 +$
 $+ \frac{\rho V g}{s} = p_1 + \rho g h$,

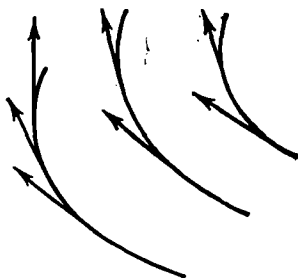
$$p_2 = p_1 + \rho g h, \quad (3.2)$$

Бу ерда: ρ —суюқлик зичлиги, h —баландликлар фарқи, $\rho g h =$
 $= p_r$ гидростатик босимга тенг. Гидростатик босим қаралаётган суюқлик қатлами устидаги суюқликнинг оғирлиги $\rho g h$ билан аниқланади.

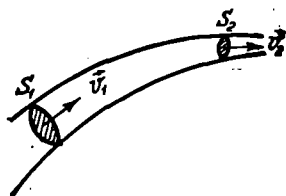
2- §. Оқим чизиқлари ва найлари. Оқимнинг узлуксизлиги

Суюқлик зарраларини кузатмасдан фазонинг алоҳида нуқталарини кузатиб, шу нуқталардан суюқлик зарралари қандай тезлик билан ўтаётганини қайд қилиб бориш йўли билан суюқлик ҳаракатининг қонуниятларини тушунтириш мумкин. Бу усул Эйлер усули дейилади.

Суюқликнинг ҳаракат ҳолатини фазонинг бир нуқтаси учун тезлик векторини вақтнинг функцияси сифатида ёзиш орқали ҳам аниқласа бўлади. Фазонинг барча нуқталари учун берилган векторлар тўплами тезлик вектори майдонини ҳосил



3.3- расм



3.4- расм

қилади. Бу майдонни қуйидагича тасвирласа бўлади. Ҳаракатланаётган суюқликда шундай нуқталар ўтказамизки, уларнинг уринмалари ҳар бир нуқтада йўналиши \vec{v} вектор йўналиши билан устма-уст тушсин. Бу чизиқлар оқим чизиқлари дейилади (3.3- расм). Агар тезлик вектори фазонинг ҳар бир нуқтасида ўзгармай қолса, у ҳолда оқим қарор топган ёки *стационар* оқим дейилади (3.3-расм). Стационар оқим вақтида суюқликнинг исталган зарраси фазонинг берилган нуқтасида бир хил тезлик билан ўтади.

Стационар оқим вақтида оқим чизиқларининг манзараси ўзгармайди ва бу ҳолда оқим чизиқлари зарраларнинг траекториялари билан устма-уст тушади.

Суюқликнинг оқим чизиқлари билан чегараланган қисми оқим найи деб аталади.

Суюқлик S_1 ва S_2 кесимга эга бўлган трубадан оқаётган бўлсин (3.4- расм). Агар суюқлик сиқилмас бўлса (яъни унинг зичлиги ҳамма ерда бир хил бўлиб, ўзгармаса), у ҳолда S_1 ва S_2 кесимлар орасида суюқлик миқдори ўзгармайди.

Демак, вақт бирлиги ичида S_1 ва S_2 кесимлар орқали оқим ўтувчи суюқлик миқдори бир хил (ўзгармас) бўлиши керак:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2. \quad (3.3)$$

Демак, сиқилмас суюқлик учун трубадан исталган кесимида Sv катталиқ ўзгармас бўлиши керак экан:

$$Sv = \text{const.}$$

Бу олинган натижа оқимнинг узлуксизлик тенгламаси бўлиб, оқимнинг узлуксизлиги ҳақидаги теорема мазмунини беради. Бу формулага асосан оқим найининг кесими торроқ бўлса, сиқилмас суюқлик заррачалари тезроқ ҳаракат қилади ва аксинча.

Оқимнинг узлуксизлиги ҳақидаги теоремани реал суюқликларга ва газларнинг сиқилувчанлиги ҳисобга олинмаса бўладиган ҳолларда, ҳатто газларга ҳам қўллаш мумкин. Тегишли ҳисоблашлар кўрсатадики, суюқликлар ва газлар товуш тезлигидан кичик тезликлар билан ҳаракатланган вақтда, етарли даражада аниқлик билан сиқилмас деб ҳисоблаш мумкин.

3-§. Бернулли тенгламаси

Суюқликлар ҳаракатини текшираётганда, кўп ҳолларда суюқликнинг бир қисмининг бошқа қисмларга нисбатан ҳаракати вақтида ишқаланиш кучлари юзага келмайди деб ҳисоблаш мумкин. Ички ишқаланиш (ёпишқоқлик) батамом ҳисобга олинмайдиган суюқлик *идеал суюқлик* дейилади.

Стационар оқаётган идеал суюқликда кичик S_1 ва S_2 кесимли оқим найини ажратиб олайлик (3.5-расм). Бу кесимлар орасидаги суюқликнинг массаси m бўлсин. Бу суюқликнинг Δm массали бир қисми найнинг S_1 кесимидан v_1 тезлик билан Δt вақтда ўтиб маълум кинетик энергияга эга бўлсин:

$$W_{к1} = \frac{\Delta m v_1^2}{2};$$

Худди шундай суюқликнинг Δm массали қисми найнинг S_2 кесимидан v_2 тезлик билан Δt вақтда ўтиб,

$$W_{к2} = \frac{\Delta m v_2^2}{2},$$

кинетик энергияга эга бўлсин. Массаси m бўлган суюқликнинг кинетик энергияси ўзгариши $W_{к2}$ ва $W_{к1}$ кинетик энергияларнинг фарқига тенг бўлади. Горизонтал найдаги сиқилмас суюқликнинг потенциал энергияси ўзгариши нолга тенг. Демак, m массали суюқликнинг тўлиқ энергияси ўзгариши фақат ташқи таъсир ҳисобига юз беради.

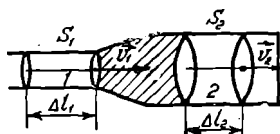
Ўша энергиянинг, бу ҳол учун эса кинетик энергиянинг Δt вақт ичида ўзгариши

$$W_{к2} - W_{к1} = \Delta A$$

ёки

$$\frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} = F_1 \Delta l_1 -$$

$$F_2 \Delta l_2 = \rho_1 S_1 \Delta l_1 - \rho_2 S_2 \Delta l_2;$$



3.5-расм

бу формулани зичлик орқали ёзсак:

$$\frac{\rho S_2 \Delta l_2 v_2^2}{2} - \frac{\rho S_1 \Delta l_1 v_1^2}{2} = p_1 S_1 \Delta l_1 - p_2 S_2 \Delta l_2.$$

Найнинг ҳар хил қисмидаги кесимлардан бир хил вақт ичида ўтган суюқлик ҳажмлари тенг:

$$S_1 \Delta l_1 = S_2 \Delta l_2,$$

яъни
$$\frac{\rho v_2^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2} = p_1 - p_2$$

ёки
$$\rho \frac{v_2^2}{2} + p_2 = \rho \frac{v_1^2}{2} + p_1, \quad (3.5)$$

Бу идеал сиқилмас суюқликлар учун Бернулли тенгламасидир. Бу тенглама ҳар хил баландликка эга бўлган нуқталар учун қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\rho \frac{v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \rho \frac{v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2 = \text{const.}$$

Бу ерда биринчи ҳад $\frac{\rho v^2}{2}$ — динамик босим, иккинчи ҳад ρgh — гидростатик босим, учинчи ҳад *статик* босим деб аталади. Бу тенгламадан кўриниб турибдики, тезлик каттароқ бўлган жойларда босим кичик ва аксинча. Оқим тезлиги каттароқ бўлган нуқталарда босимнинг кичрайиши сув насослари тузилишига асос қилиб олинган.

4-§. Ламинар ва турбулент оқим

Суюқликнинг (ёки газнинг) икки хил оқими кузатилади. Баъзи ҳолларда суюқлик гўё аралашмасдан бир-бирига нисбатан сирпанаётган қатламларга ажралган ҳолда оқади. Бундай оқим *ламинар оқим* дейилади. Агар ламинар оқимга бўялган (рангли) суюқлик қўшилса, у оқимнинг бутун узунлиги давомида ёйилмасдан оқади, чунки суюқликнинг зарралари ламинар оқимда бир қатламдан бошқа қатламга ўтмайди. Ламинар оқим стационар оқимдир.

Оқимнинг тезлиги ёки кўндаланг ўлчамлари ўзгарса, оқим характери кескин ўзгаради. Суюқлик интенсив равишда аралаша бошлайди. Бундай оқим *турбулент оқим* дейилади. Турбулент оқим вақтида суюқлик заррачаларининг тезлиги ҳар бир берилган жойда доим тартибсиз равишда ўзгариб туради, оқим ностационар бўлади. Агар турбулент

оқимга рангли сууюқлик қўшилса, у ҳолда сууюқлик қўшилган жойдан узоққа формасданоқ, оқимнинг бутун кесими бўйлаб текис тарқалиб кетади. Идиш деворлари ёнида турбулент оқим тезлиги ламинар оқим тезлигига нисбатан кучлироқ, кесимнинг қолган қисмларида эса камроқ ўзгаради.

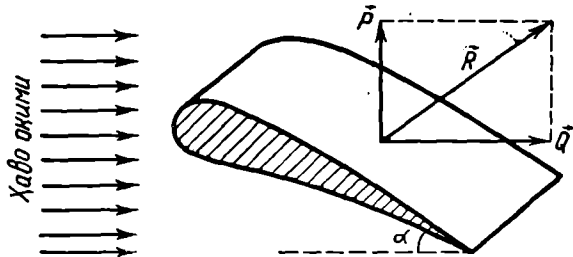
Инглиз олими О.Рейнольдс оқим характери ёки сууюқликдаги ишқаланишнинг роли унинг номи билан юритиладиган Рейнольдс сони Re га боғлиқ бўлишини аниқлади:

$$Re = \frac{\rho v l}{\eta}; \quad (3.6)$$

бу ерда η —сууюқликнинг қовушоқлиги, ρ —сууюқликнинг зичлиги, v —сууюқликнинг тезлиги, l —сууюқлик оқимига тўқнашган жисмнинг ўлчами. Рейнольдс сони Re маълум қийматдан (критик) кичик бўлган ҳолларда ламинар оқим, Re нинг маълум қийматидан (критик қийматидан) катта бўлган ҳолларда эса турбулент оқим кузатилади. (Масалан, юмалоқ цилиндрик трубадан оқадиган қовушоқ сиқилмайдиган сууюқлик учун Рейнольдс сонининг критик қиймати $Re_{кр} = 2300$.) Юқорида келтирилган мулоҳазалар газлар учун ҳам ўринлидир.

5-§. Жисмларнинг сууюқликлар ва газлардаги ҳаракати

Жисм сууюқлик ва газларда ҳаракатланганда унга маълум R куч таъсир кўрсатади. R кучнинг Q ва P ташкил этувчилари, мос равишда, пешона қаршилиқ кучи ва кўтарувчи куч деб аталади (3.6-расм). Равшанки, ҳаракат йўналишига нисбатан симметрик бўлган жисмга фақат пешона қаршилиқ таъсир кўрсатиши мумкин, кўтарувчи куч эса бу ҳолда нолга тенг. Жисм қовушоқ сууюқликларда ҳаракатланганда эса бошқачароқ ҳодиса кузатилади. Бу ҳолда жуда юпқа сууюқлик қатлами жисмнинг сиртига ёпишиб ва у билан бирга ҳаракатланиб ёнидаги қатламларни ишқаланиш туфайли эргаштириб кетади. Жисмнинг сиртидан узоқлаша борган сари қатламларнинг тезлиги камая боради ва ниҳоят, сиртдан бирор масофада сууюқлик жисмнинг ҳаракати таъсирида тўлқинланмайди. Шундай қилиб, жисм тезлик градиентига эга бўлган сууюқлик қатлами билан ўралиб қолар экан. Бу қатламни чегара қатлам дейилади. Унда ишқаланиш кучлари мавжуд бўлиб, натижада пешона қаршилиқни вужудга келтиради. Аммо ҳодиса бу билангина чегараланиб қолмайди. Чегара қатламнинг мавжудлиги жисмнинг сууюқлик томонидан сақланиб оқим ҳаракатини ўзгартириб юборади. Тўла



3.6- расм

айланиб оқиш мумкин бўлмай қолади. Сиртдаги қатламда ишқаланиш кучларини таъсири, оқимнинг жисмнинг сиртидан ажралиб чиқишига ва натижада жисмнинг орқасида уюрмалар ҳосил бўлишига олиб келади. Бу уюрмаларни оқим олиб келади ва у ишқаланиш таъсирида аста-секин сўнади, бунда уюрмаларнинг энергияси суяқликни иситишга сарфланади. Жисм орқасида ҳосил бўлган уюрма соҳасида босим пасаяди, шунинг учун босим кучларининг тенг таъсир этувчиси нолдан фарқли бўлиб, пешона қаршилигини юзага келтиради. Шундай қилиб, пешона қаршилиқ ишқаланиш қаршилиги билан босим қаршилигидан иборат экан. P ва Q — кучларнинг миқдори ҳаракатланувчи жисмнинг шаклига, суйрилигига, ўлчамларига, жисмларнинг ҳаво оқимига нисбатан жойлашувига (3.6- расмда, α — атака бурчигига) боғлиқ. Бу кучларни ўлчаш, ҳисоблаш аэродинамиканинг асосий вазифаларига киради. Бу соҳадаги буюк тадқиқотлар рус олимлари Н. Е. Жуковский, С. А. Чаплигинлар номи билан боғлиқдир.

Ишқаланиш қаршилиги билан босим қаршилиги орасидаги муносабат Рейнольдс сони билан аниқланади. Рейнольдс сонининг кичик қийматларида асосий ролни ишқаланиш қаршилиги ўйнайди, шунинг учун босим қаршилигини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Рейнольдс сони ортиши билан босим қаршилиқнинг роли ортади, бу соннинг катта қийматларида пешона қаршилиқда босим кучлари асосий роль ўйнайди. Бундан ташқари, Рейнольдс сони оқимда жисмга таъсир этаётган кучлар характерини аниқлаб бериб, бу ҳолда ҳам ҳодисаларнинг ўхшашлигини аниқловчи ўлчов бўлиши мумкин. Бу ҳол моделлаштиришда ишлатилади. Масалан, агар самолётнинг ўзи билан модели орасидаги геометрик ўхшашликдан ташқари, яна улар учун

Рейпольдс сони тенг бўлиши шарти бажарилган бўлса, самолёт модели ўзини газ оқимида айнан самолётнинг асл нуҳаси каби тутати.

И. Ньютон суюқликлар қатламлари орасидаги ички ишқаланиш кучи:

$$F_u = \eta \frac{\Delta v}{\Delta l} S, \quad (3.7)$$

эканини кашф этди. Бу формулада η — қовушоқлик коэффициент (ёки динамик қовушоқлик), Δv — тезлик, ΔS — суюқлик қатламларининг юзи. Демак, суюқликлар қатламлари орасидаги ички ишқаланиш кучи қатламлар юзига тўғри пропорционалдир. Агар (3.7) да $\frac{\Delta v}{\Delta l} = 1$, $S = 1$ бўлса $\eta = F_u$ бўлади — динамик ёпишоқлик ички ишқаланиш кучига тенг бўлиб қолади.

СИ системасида қовушоқлик бирлиги:

$$[\eta] = \frac{F_u}{\left[\frac{\Delta v}{\Delta l} \right] \cdot [s]} = \frac{\text{Н}}{\text{м/с} \cdot \text{м}^2} = \text{Н} \frac{\text{с}}{\text{м}^2} = \text{Па} \cdot \text{с} = 10 \text{ П.}$$

(П — пуаз, биринчи марта суюқликлар қовушоқлигини ўрганган француз олими Ж. Пуазейль номи билан аталган.)

Суюқлик ва газлар механикасида $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ — кинематик қовушоқлик бирлиги СИ да $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; СГС да $\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$. Бу бирлик стокс (Ст) дейилади. Пуазейль радиуси r бўлган трубадан, труба охирларида босимлар фарқи $\Delta p = p_1 - p_2$ бўлганда, ламинар оқимнинг ўртача тезлиги:

$$v = - \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot \frac{r^2}{8\eta} \quad (3.3)$$

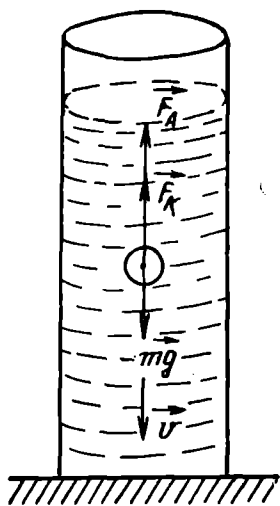
бўлишини топи. Бу ерда $\frac{\Delta p}{\Delta x}$ — труба бўйлаб босим градиенти.

6-§. Г. Стокс қонуни

Радиуси r бўлган шар қовушоқлиги η бўлган суюқликда ҳаракат қилса, суюқликнинг шарга кўрсатган қаршилик кучи F_k динамик қовушоқлик коэффициентига, шарнинг суюқликка нисбатан ҳаракат тезлигига ва шарнинг радиусига тўғри пропорционал:

$$F_k = -6\pi \eta r v. \quad (3.9)$$

Бу қонун Стокс қонуни деб аталади.



3.7- расм

Умуман олганда суюқлик ёки газ ичида вертикал тушаётган шарчага учта куч:

1) пастга қараб йўналган оғирлик кучи: $\vec{p} = m \vec{g} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g$ (r — шарчанинг радиуси, ρ — унинг зичлиги);

2) юқорига қараб йўналган кўтарувчи куч (Архимед кучи): $\vec{F}_{A_0} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 g$. (ρ_0 — суюқлик ёки газнинг зичлиги);

3) шарчанинг ҳаракатига тескари, яъни юқорига қараб йўналган қаршилик кучи F_K таъсир қилади (3.7-расм).

Оғирлик кучи ва кўтарувчи куч тезликка боғлиқ эмас, қаршилик кучи тезликка боғлиқ. Шу сабабли

маълум v_0 тезликка эришилгач, кўтариш кучи билан қаршилик кучи қўшилиб оғирлик кучини мувозанатлайди. Натижада шарча тезланишсиз текис ҳаракатлана бошлайди. Текис ҳаракатнинг v_0 тезлигини қуйидагича топиш мумкин:

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 g + 6 \pi \eta r v_0.$$

бундан

$$v_0 = \frac{2(\rho - \rho_0) g r^2}{9\eta}. \quad (3.10)$$

Демак, шарчанинг қовушоқ муҳитда текис тушиш тезлиги унинг радиуси квадратига тўғри ва суюқликнинг қовушоқлигига тескари пропорционал бўлар экан. Бу формуладан фойдаланиб суюқликларнинг қовушоқлигини экспериментал усулда ўлчаш мумкин.

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

4- боб. ГАЗЛАР МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯСИНING АСОСЛАРИ

1- §. Молекуляр физика ҳақида. Газларнинг ҳолатини характерловчи параметрлар

Физиканинг молекуляр физика бўлимида жисмларни ташкил этган заррачалар: атом, молекула ва ионларнинг ўзаро боғлиқлиги ва бу боғланишнинг жисмларнинг физик хоссаларига таъсири ўрганилади. Молекуляр-кинетик назария ҳамма моддалар энг майда заррачалар — атомлар, молекулалар ва ионлардан тузилган ва бу заррачалар ҳамма вақт тўхтовсиз ва *тартибсиз* (*хаотик*) ҳаракатда бўлади ҳамда заррачалар орасида ўзаро тортишиш ва итаришиш кучлари мавжуд, деб қарайди. Молекулаларнинг тўхтовсиз ва тартибсиз ҳаракати *иссиқлик ҳаракати* ёки *иссиқлик* дейилади.

Модда тузилишининг молекуляр-кинетик назарияси физиканинг кўпгина бўлимларида муваффақият билан қўлланилади. Масалан, қаттиқ жисмларнинг эластиклик хусусиятлари, суюқлик ва газлардаги ички ишқаланиш сабаблари, реал ва идеал газлар орасидаги фарқ ва бошқа кўпгина физик ҳодисалар шу назарияга асосан тушунтирилади. Ҳатто молекуляр-кинетик назария ёрдамида моддаларнинг электр ўтказиш механизмлари, электр ва магнит хоссалари ҳам тушунтирилади.

Моддаларнинг физик хоссаларини ва улардаги физик ҳодисаларни ўрганишнинг икки хил методи мавжуд: бири *термодинамик* метод бўлса, иккинчиси — *статистик* методдир. Термодинамик метод молекуляр ҳодисаларга эътибор бермайди ва моддалардаги ҳамма физик ҳодисалар энергетик нуқтаи назардан ўрганилади ва модданинг ҳолати макроскопик параметрлар ёрдамида ифодаланади.

Масалан, газларнинг ҳолатлари ҳолат параметрлари деб аталувчи катталиклар билан ифодаланади, бу параметрларга *ҳажм* (V), *босим* (p) *температура* (T) киради. Агар қаралаётган ҳолат термодинамик мувозанатда бўлса, ҳолат тенгламаси

$$f(p, V, T) = 0 \quad (4.1)$$

кўринишда ёзилади. Бу тенглама физик бир жинсли модда ёки система учун *термодинамик ёки термик ҳолат* тенгламаси дейилади.

Кейинроқ таништириб ўтиладиган Клапейрон тенгламаси, реал газлар учун Ван-дер Ваальс тенгламаси ҳолат тенгламаларига мисол бўла олади.

Моддаларнинг физик хоссалари статистик методда молекуляр-кинетик назариядан фойдаланган ҳолда, модда кўп сонли заррачалар системаси деб, уларнинг энергияси, тезлиги ва импульсини ўртача қийматларидан фойдаланган ҳолда чуқурроқ тушунтириб беради. Ҳар иккала метод ўзаро узвий боғлиқдир.

2-§. Идеал газ тушунчаси ва изопроцесслар

Идеал газ деб қуйидаги шартларга бўйсунадиган газларга айтилади:

1. Молекулаларнинг хусусий эгалланган ҳажмга нисбатан жуда кичик, яъни молекулаларни моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин бўлсин.

2. Молекулалар орасида ўзаро таъсир кучи йўқ, чунки молекуляр шарчалар бир-биридан анча узоқ масофада бўлади. Молекулалар урилишганидагина ўзаро итарадиган қисқа муддатли эластик кучлар пайдо бўлади.

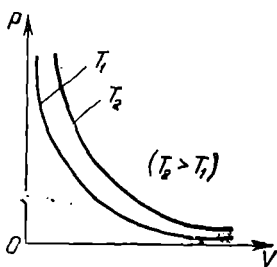
3. Газ молекулалари тартибсиз ҳаракатланаётган абсолют қаттиқ шарчалардан иборат. Шарчалар фақат тўқнашганидагина таъсирлашади ва бу таъсир абсолют эластик тўқнашнинг қонунига бўйсунди:

Реал газлар учун юқорида тавсифланган модель ўринли эмас. Бироқ, етарлича катта ҳажмни эгаллаган ва унча катта бўлмаган босим таъсир қилаётган реал газ, амалда ўзини идеал газ каби тутди. Гелий, водород газларининг хоссалари идеал газ қонуниятларига бўйсунди. Агар газнинг массаси m маълум миқдор бўлса ва p , V , T параметрлардан бирортаси ўзгармас бўлиб, қолганлари ўзгарса, бундай процесс *изопроцесс* дейилади. Масалан, *изотермик* процессда температура ўзгармас бўлади ва газ ҳолати *Бойль—Мариотт қонунига* бўйсунди. *Бойль—Мариотт қонунига* асосан температура ўзгармас бўлганда, маълум массага эга бўлган газда босимнинг ҳажмга кўпайтмаси ўзгармас миқдордир, яъни:

$$pV = \text{const.} \quad (4.2)$$

Бу формула Бойль — Мариотт қонунининг математик ифодасидир.

График равишда Бойль — Мариотт қонуни гиперболодан иборат бўлиб, (4.1-расм) гиперболанинг координата ўқларига нисбатан ҳолати температурага боғлиқ. Бу чизиқ *изотерма* чизиги деб аталади.



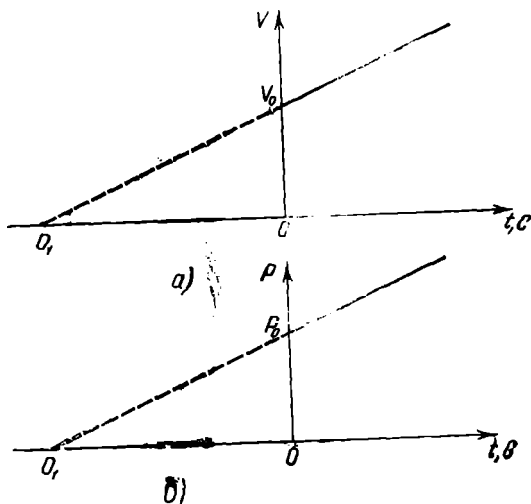
4.1- расм

Изобарик процесс ($p = \text{const}$) босим доимий миқдорга тенг бўлганда рўй бериб, *Гей-Люссак қонунига* бўйсунди, Гей-Люссак қонунига асосан маълум массага эга бўлган газнинг ҳажми, босим доимий бўлганда, температура ортса, чизиқли равишда ортади (4.2-а расм), яъни:

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad (4.3)$$

бу формулада V — $t^\circ\text{C}$ температурадаги ҳажм, V_0 — 0°C — температурадаги ҳажм, α — ҳажмий кенгайишнинг термик коэффициенти бўлиб, ҳамма газлар учун $\alpha = \frac{1}{273,15} \text{ K}^{-1}$ қийматга эга.

Изохорик процесс эса ҳажм ўзгармас ($V = \text{const}$) бўлганда рўй бериб, *Шарль қонуни* билан ифодаланади, яъни



4.2- расм

берилган массали газнинг босими, ҳажм ўзгармаганда, температура ортиши билан чизиқли равишда ортади:

$$p = p_0(1 + \gamma t), \quad (4.4)$$

бунда p ва p_0 — газнинг $t^\circ\text{C}$ ва 0°C даги босимлари, γ — босимнинг термик коэффициенти.

Идеал газ учун $\gamma = \alpha$, яъни босимнинг термик коэффициенти одатдаги ҳажмнинг термик коэффициентга тенг. Шарль қонунининг графиги 4.2-б расмда келтирилган бўлиб, p ва t ларнинг ўзаро боғланишини ифодаловчи чизиқ *изохора* чизиги дейилади.

Агар *изохора* чизигини температура ўқи билан кесишгунча давом эттирсак, у ҳолда O_1 кесишиш нуқтаси — $273,15^\circ\text{C}$ температурага мос келади. Бу *абсолют ноль* температурадир. Қисилган ва суюлишга яқин температурадаги газлар учун Шарль қонуни бузилади. Температура абсолют нолга яқинлашгунча газ суюлиб қаттиқ жисмга айланиб қолиши мумкин.

Гей-Люссак ва Шарль қонунларини абсолют температура орқали қуйидагича ёзиш мумкин:

$$V = V_0 \alpha T; \quad p = p_0 \alpha T; \quad (4.5)$$

бу ерда $T = t + 273,15^\circ\text{C}$.

3-§. Идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламаси

Молекуляр-кинетик назарияга асосан бирор идишдаги (системадаги) газ ҳаракатланаётган газ молекулаларининг *тўнғламидан* иборат. Хаотик ҳаракат эса молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли мавжуд бўлиб, молекулаларнинг идиш деворига урилишида намоён бўлади. Демак, молекулаларнинг идиш деворига маълум босим кўрсатиб, бу босим молекулалар тезлигига (ёки кинетик энергиясига) боғлиқ, яъни

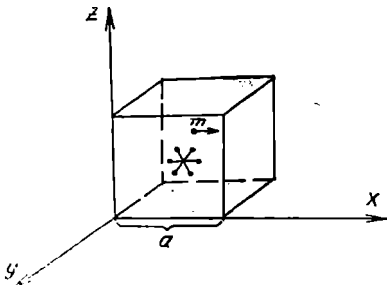
$$p \sim f(\bar{W}). \quad (4.6)$$

(\bar{W} — ўртача кинетик энергия.) Ана шу функционал боғланишни ошқор кўринишда ифодаласак, идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламасини топган бўламиз. Бу тенгламани келтириб чиқаришдан аввал, газнинг ўзига тегишли айрим соддалаштиришларни киритамиз: молекулалар — ўлчамлари назарга олмаслик даражада кичик моддий нуқталар ва идеал газга тегишли барча шартлар бажарилади.

Газ молекулалари идиш деворига келиб урилганда молекула идиш деворига *импульс беради*, бу импульснинг сон қиймати молекула импульсининг ўзгаришига тенг. Девор

сиртининг ҳар бир ΔS элементига кўп миқдордаги молекулалар муттасил равишда урилиб туради.

Идиш деворига урилаётган молекулаларнинг ўша деворга берадиган импульсини ҳисоблаймиз. Фараз қилайлик, куб шаклидаги идишда n та молекуладан иборат идеал газ бор (4.3-расм), ҳар бир молекуланинг массаси m га тенг бўлсин. Ҳаракат миқдорининг ўзгариш қонунига асосан куч импульси ҳаракат миқдорининг ўзгаришига тенг.



4.3- расм

$$f_x \cdot \Delta t = m v_x - (-m v_x) = 2m v_x. \quad (4.7)$$

1 секунда молекулаларнинг деворга урилишлар сони

$$N = \frac{1}{2} n \cdot \Delta S \cdot v_x \quad (4.8)$$

га тенг. Сабаби шу ΔS юзли девор томон ҳаракат қилаётган молекулаларнинг улуши $\frac{1}{2} n$ га тенг ва Δt вақт ичида $v_x \cdot \Delta t$ масофадаги молекулаларнинг барчаси урилади. Демак, деворга молекулаларнинг Δt вақт ичида берган куч импульси:

$$F_x \cdot \Delta t = N \cdot f_x \cdot \Delta t; \quad (4.9)$$

$$F_x \Delta t = \frac{1}{2} m \cdot \Delta S \cdot \Delta t \cdot v_x \cdot 2m v_x = m n v_x^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

$\frac{F_x \cdot \Delta t}{\Delta S \cdot \Delta t}$ нисбат деворга x йўналишида берилаётган босимга тенг, яъни:

$$p = m n \bar{v}_x^2, \quad (4.10)$$

$$\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2, \quad (4.11)$$

бу ердаги \bar{v}^2 алоҳида молекулалар тезликлари квадратларининг ўртача миқдори бўлиб, у газ молекулаларининг ўртача квадратик тезлиги деб аталади.

У ҳолда:

$$p_x = \frac{1}{3} m n \bar{v}^2. \quad (4.12)$$

Паскаль қонунига асосан барча йўналишларда газнинг босими бир хил, яъни $p = p_x = p_y = p_z$. Шунинг учун газ босими:

$$p = \frac{1}{3} n m \cdot \bar{v}^2. \quad (4.13)$$

Бу (4.13) тенглама молекуляр-кинетик наза иянинг асосий тенгламасидир.

(4.13) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \frac{mv^2_{\text{кв}}}{2}, \quad (4.14)$$

бунда $\bar{W} = \frac{mv^2_{\text{кв}}}{2}$, шу сабабли молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасини қуйидаги кўринишга келтириш мумкин.

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{W}, \quad (4.15)$$

яъни бу формула (4.6) функциянинг ошкор кўриниши бўлиб, газ молекулаларининг идиш деворига босими ҳажм бирлигидаги молекулалар ўртача кинетик энергиянинг 2/3 қисмига тенглигини кўрсатади. Бу формулани статистик метод ёрдамида чиқардик; газ молекулалари сони, босими, тезликларини, кинетик энергиясини бирдай деб, ҳаммасининг ўртача қийматларини олдик.

4-§. Газ абсолют температурасининг молекулалар ўртача кинетик энергиясига боғлиқлиги

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{v}^2}{2} \quad (4.16)$$

дан газ босими унинг концентрацияси ва газ молекулаларининг илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $\frac{m\bar{v}^2}{2}$ га пропорционал эканлиги келиб чиқади. Демак, газ ҳажми V ва газ молекулаларининг концентрацияси ўзгармас бўлганда, газ босими молекулаларининг ўртача кинетик энергиясига боғлиқ бўлар экан.

Ҳақиқатан, тажрибадан маълумки, $V = \text{const}$ бўлганда газнинг босимини уни қиздириш ёки совитиш йўли билан ўзгартириш мумкин. Демак, газнинг температурасини ўзгартириш

унинг ўртача тезлигини ёки ўртача кинетик энергиясини ўзгартишига олиб келади. Бу эса ўз навбатида газ босимининг ўзгаришига олиб келади.

Идеал газ учун температура молекулаларнинг ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг деб ҳисоблаш қулай, чунки шунда (4.16) ифоданинг кўриниши соддалашади.

Агар шу тарзда аниқланган температурани θ ҳарфи билан белгиласак, яъни $\theta = \frac{2}{3} \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2}$ десак, (4.16) ифода қуйидагича ёзилади:

$$p = n\theta. \quad (4.17)$$

Бу ҳолда аниқланган температура энергия бирликларида ўлчанади. Буни эса турмушда қўллаш ноқулайдир. Масалан: музнинг эриш температураси $5,65 \cdot 10^{-21}$ Жоулга тенг. Бундай рақамларни эслаб қолиш ва кундалик ҳаётда қўллаш мақсадга мувофиқ эмас.

Агар температурани градусларда ўлчайдиган бўлсак, у ҳолда энергетик бирликдан градусларга ўтказиш учун қандайдир k коэффициентини киритамиз. Бу ҳолда градусларда ва энергетик бирликларда ўлчанган температуралар ҳамда молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси о асидаги боғланишни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\theta = \frac{2}{3} \cdot \frac{m\bar{v}^2}{2} = kT. \quad (4.18)$$

Демак,

$$\bar{W} = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2}{3} kT. \quad (4.19)$$

Бу ифодадан абсолют температуранинг физик маъносини қуйидагича таърифлашимиз мумкин. Температура бу физик катталиқ бўлиб, модда молекулаларининг илгариланма ҳаракатини ўртача кинетик энергиясини характерлайди.

Молекулаларнинг кинетик энергияси тезликнинг учта v_x , v_y , v_z ташкил этувчилари бўйича текис тақсимланади десак, у ҳолда унинг ҳар бир ташкил этувчисига $\frac{1}{2} kT$ энергия тўғри келади.

Энергия билан температура орасидаги муносабатни ифодалайдиган коэффициент k *Больцман доимийси* деб аталади ва унинг қиймати $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Ж/К га тенг.

Молекуляр-кинетик назария тенгламасидан газ ҳолатини характерловчи параметрларни ўзаро боғловчи ҳолат тенгламасини келтириб чиқариш мумкин. Агар газ ҳолатини характерлайдиган катталиклар: газ босими p , унинг температураси T ва унинг маълум миқдори (массаси) эгаллаган ҳажми V бўлса, бу параметрлар ҳолат параметрлари дейилади. Бу параметрларни боғловчи тенгламани ҳолат тенгламаси деб аталади ва умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p = f(V, T). \quad (4.20)$$

Бу учта параметрлар ўзаро боғлиқ ва уларнинг ҳар бири қолган иккитасининг функциясидир.

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидан фойдаланган ҳолда (4.16) ифодани (4.19) ёрдамида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p = nkT. \quad (4.21)$$

Бу тенгламада газ концентрацияси $n = \frac{N}{V}$ га тенг. Агар

газ 1 моль миқдорда бўлса, у ҳолда молекулалар сони $N = N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ ва унинг ҳажми V_1 га тенг бўлсин. У ҳолда 1 моль газ учун (4.21) тенглама $p = \frac{N_A}{V_1} kT$ кўринишда ёзилади.

Агар $N_A \cdot k = R$ — универсал газ доимийсига тенг эканлигини ҳисобга олсак, тенглама $pV_1 = RT$ кўринишда ёзилади. Бу тенглама 1 моль идеал газ учун ҳолат тенгламаси бўлиб, *Менделеев—Клапейрон тенгламаси* дейилади.

Бу ерда универсал газ доимийси $R = 8,31$ Ж/(моль·К). Бу миқдор 1 моль газ учун доимий бўлиб, ҳамма газлар учун бир хил миқдорга эга. Шу сабабли уни *универсал газ доимийси* дейилади.

Агар газ 1 моль бўлмасдан, ихтиёрий M массага эга бўлса, газнинг моллар сони

$$\nu = \frac{M}{\mu}$$

ифодадан топилади. Бунда μ — моляр масса (моль). (4.22)

формуланing иккала томонини $\nu = \frac{M}{\mu}$ га кўпайтирсак,

$$p \frac{M}{\mu} V_1 = \frac{M}{\mu} RT$$

ифодани оламиз. Бу ифодада $\frac{M}{\mu} V_1$ тўла ҳажм V га тенг, шу туфайли:

$$pV = \frac{M}{\mu} RT. \quad (4.23)$$

Бу тенглама, ихтиёрий массага эга бўлган газ учун ҳолат тенгламаси бўлиб, Менделеев — Клапейрон тенгламаси дейилади.

6-§. Молекулалар ҳаракатининг ўртача квадратик тезлиги

Биз кўрдикки, (4.19) тенгламага асосан бир ёки бир неча молекуланинг кинетик энергиясини температурага боғлиқлигини ёзиш мумкин:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (4.24)$$

ёки

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3}{2} kT}. \quad (4.24a)$$

Агар $T = 0$ бўлса, $\frac{mv_{\text{кв}}^2}{2} = 0$, яъни $v_{\text{кв}} = 0$ бўлади. Демак, абсолют ноль температурада молекуланинг илгариланма тезлиги нолга тенг бўлади. Лекин атом ичидаги ҳаракат нолга тенг бўлмайди. (4.24) формуладан:

$$v_{\text{кв}} = \sqrt{v_{\text{кв}}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (4.25)$$

ёки $R = \frac{R}{N_A}$ ни ҳисобга олсак:

$$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3RT}{m N_A}}. \quad (4.25 a)$$

$m N_A = \mu$ бўлгани учун

$$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \quad (4.25 б)$$

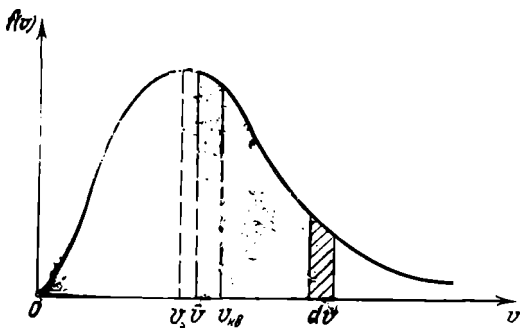
Демак, идеал газ температураси ва моляр массаси маълум бўлса, унинг ўртача квадратик тезлигини ҳисоблаб топish мумкин экан.

7-§. Молекулалар сонини тезликлар бўйича тақсимланиши (Максвелл тақсимоти)

Ўртача квадратик тезлик молекулалар ҳаракатининг фақат статистик характеристикасидир. Ҳақиқатда эса молекулалар тезлиги унинг йўналиши ва катталиги молекуляр-кинетик назарияга асосан узлуксиз ўзгариб туради. Шу сабабли айнан бир вақтда молекуланинг аниқ тезлигини топиб бўлмайди. Шу тезликлар интервали диапазонини жуда кичик Δv га тенг интервалчаларга бўламиз. Бу ҳолда ҳар бир тезликнинг Δv интервалига бирор Δn молекулалар сони ёки $\frac{\Delta n}{n}$ улуши тўғри келади. $\frac{\Delta n}{n \Delta v}$ нисбат молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот функцияси дейилади. Бу тақсимот функциясининг инглиз физиги Максвелл эҳтимоллар назариясига асосланиб топган эди. Максвелл тақсимотига асосан v , $v + dv$ оралиқдаги тезликка эга бўлган молекулалар сони (ёки концентрацияси):

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n v_0^2 e^{-v_0^2} dv_0, \quad (4.26)$$

бунда n — идеал газ молекулалари умумий сони; $v_0 = \frac{v}{v_0}$ — нисбий тезлик; v — оний тезлик, v_0 — энг катта эҳтимолли тезлик. Одатда v_0 — кўпчилик молекулалар тезлигига тўғри келадиган тезлик, $f(v) = \frac{dn}{n dv}$ — молекулаларнинг тезлик бўйича тақсимот функцияси. Молекулаларнинг тезлик бўйича тақсимот функцияси тезликлари v_0 , $v_0 + dv_0$ тезлик интервалидаги тезликларга эга бўлган молекулаларнинг



4.4- расм

улушини билдиради. Агар тақсимот функцияси $f(v)$ нинг молекулалар оний тезлигига боғлиқлигини график равишда ифодаласак, 4.4-расмда келтирилган кўринишдаги боғланишни оламиз. Максвелл (4.26) қонунни билан келтирилган графикни таққослашдан кўриниб турибдики, бу қонун график равишда координаталар бошидан чиқиб, $v = v_3$ да максимал қийматга эришувчи ва сўнг абсциссалар ўқиға асимптотик яқинлашувчи эгри чизиқдан иборат экан. Расмдан кичик тезликли ва катта тезликли молекулалар улуши кам эканлиги ҳамда кўпчилик молекулаларнинг тезлиги энг катта эҳтимолли тезликка яқин эканлиги яққол кўриниб турибди.

Молекулалар тақсимотининг Максвелл қонунидан газ ҳолати уч хил тезлик билан характерланади деган хулоса келиб чиқади:

1) энг катта эҳтимолли тезлик:

$$v_3 = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}};$$

2) ўртача арифметик тезлик:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}};$$

3) ўртача квадратик тезлик:

$$v_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}.$$

Бу формулаларни таққосласак, $v_{\text{кв}} > \bar{v} > v_3$ экани кўриниб турибди. Булар орасидаги миқдорий муносабат:

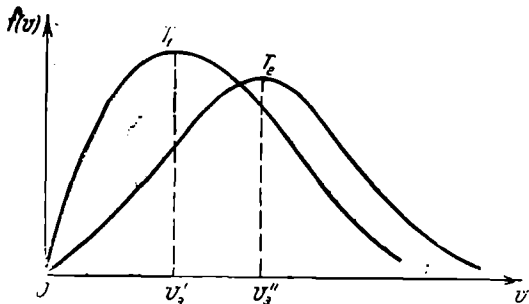
$$v_{\text{кв}} = 1,09 \bar{v} = 1,22 v_3 \quad (4.27)$$

ёки 1:1,09:1,22 нисбатдадир.

Масалан, 0°C температурада кислород молекулаларининг ўртача квадратик тезлиги $v_{\text{кв}} = 460$ м/с деб олинади. У ҳолда $\bar{v} = 423$ м/с ва $v_3 = 377$ м/с қийматга эга бўлади.

4.4-расмдаги тор штрихланган тўғри бурчакли тўртбурчакнинг юзи $\Delta S = \Delta v \frac{\Delta n}{n \cdot \Delta v} = \frac{\Delta n}{n}$ га тенг, яъни бу элементар юза Δv интервалдаги тезликка эга бўлган молекулалар улушига тенг.

Шунга ўхшаш Максвелл тақсимотида қатнашувчи n молекулаларнинг умумий улуши тақсимот эгри чизиги билан Ov ўқи орасидаги юзага тенг бўлиб, $\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$.



4.5-расм

Агар газнинг температураси кўтарилса ($T_2 > T_1$), барча молекулаларнинг тезликлари нисбатан ортади ва бинобарин, энг катта эҳтимолли тезликнинг тақсимот функцияси максимуми ўнг томонга сурилади (4.5- расм).

Температура пасайса ($T_2 < T_1$), тезликлар тақсимоти максимуми графикда чапга сурилади. Демак, температура кўтарилса, Максвелл тақсимоти эгри чизиғи кенгайиб пасаяди, температура пасайганда эса, аксинча, торайиб кўтарилади (4.5- расм).

Максвелл қонунининг тўғрилигини 1920 йилда немис физиги Штерн, ўз тажрибасида, кейинчалик 1947 йилда Истермон ва Симпсон билан биргаликда молекулаларни тезлиги ва молекулаларни тезлик бўйича тақсимланишини бевосита текширди ва тасдиқлади.

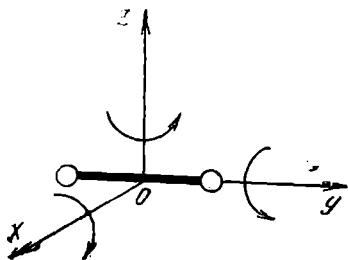
8- §. Молекулалар эркинлик даражаси. Энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тақсимоти. Газнинг ички энергияси

Маълумки, идеал газ молекулалари бир- бирлари билан ўзаро таъсирлашмайди, демак, уларнинг потенциал энергияси бўлмайди. Шу туфайли идеал газ молекуласининг тўла энергияси фақат илгариланма ва айланма ҳаракат кинетик энергияларидан иборат. Умуман олганда, бирор жисм ҳаракатини тадқиқ қилиш керак бўлса, бу жисмнинг координата системасига нисбатан ҳолатини билиш керак, бушнинг учун эса жисмнинг эркинлик даражаси деган тушунча киритилади. Жисмнинг эркинлик даражаси деб, жисмнинг фазодаги ҳолатини, вазиятини ва ҳаракатини характерловчи бир- бири билан боғлиқ бўлмаган мустақил координаталар сонига айтилади. Масалан, агар жисм тўғри чизиқ бўйлаб

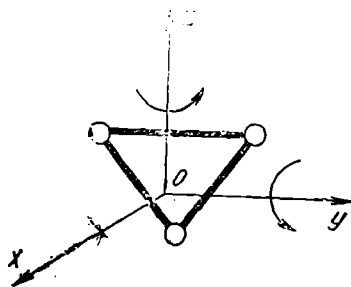
ҳаракат қилса, битта координата ўқига эга, яъни битта эркинлик даражасига эга, агар жисм текисликда ҳаракат қилса 2 та, агар фазода ҳаракат қилса, учта эркинлик даражасига эга. Агар эркинлик даражасини i билан белгиласак, тўғри чизиқда, текисликда, фазода жисмнинг эркинлик даражаси, бинобарин, $i = 1$; $i = 2$; $i = 3$ га тенг бўлади. Худди шу айтилганларни молекулаларга ҳам қўллаш мумкин. Кўп молекулалар, масалан, аргон, гелий ва бошқа газлар молекулалари бир атомдан иборат содда молекулалар бўлиб, фазода эркинлик даражаси $i = 3$ га тенг. Агар икки атомли «қаттиқ» (мустақкам боғланган) молекулини олсак, Ox , Oy , Oz ўқлар бўйича учта эркинлик даражаси, Ox ва Oz ўқи атрофида айланиш учун иккита эркинлик даражаси (4.6- расм) бўлиб, ҳаммаси $i = 5$ га тенг. Бу молекулини ўзи ётган Oy ўқидаги айланишини ҳисобга олмаслик мумкин, чунки бу ўқда унинг инерция моменти жуда кичик ва унинг шу ўқ атрофида айланма ҳаракат энергияси $\frac{I\omega^2}{2}$ ҳам нисбатан кичик ($W_{\text{аял.}} = \frac{I\omega^2}{2} \approx 0$).

Худди шу координата системасида уч ёки ундан ортиқ атомлардан иборат «қаттиқ» молекулини қарасак (4.7- расм), $i_1 = 3$ та Ox , Oy , Oz ўқлари бўйича илгарилама ҳаракат қилиш даражаси $i_2 = 3$ та шу ўқлар атрофида айланиш эркинлик даражаси бўлиб, ҳаммаси $i = i_1 + i_2 = 6$ та эркинлик даражасига эга. Молекулалар «қаттиқ» бўлгани учун шу молекулалардаги атомлар тебранишини ҳисобга олмасак бўлади. (Албатта, етарли даражада юқори бўлмаган температураларда.)

Молекуляр-кинетик назарияга асосан иссиқлик мувозанатида молекулалар тартибсиз ҳаракатда бўладилар. Лекин молекулаларнинг кинетик энергиялари мавжуд бўлган барча



4.6- расм



4.7- расм

эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланган бўлади. Бу тушунча энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланиш қонуни ёки кўп адабиётларда Больцманнинг энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тенг тақсимланиши ҳақидаги теоремаси ҳам дейилади.

Молекуланинг битта эркинлик даражасига тўғри келадиган ўртача кинетик энергияни ҳисоблаш учун (4.24 а) формуладан фойдаланамиз:

$$\bar{W} = \frac{3}{2} kT.$$

Молекуланинг бир эркинлик даражасига тўғри келадиган W_0 энергия

$$W_0 = \frac{\bar{W}}{3} = \frac{1}{2} kT$$

ёки

$$W = \frac{i}{2} kT. \quad (4.28)$$

Демак, газ молекуласининг тўлиқ кинетик энергияси унинг эркинлик даражасига ва абсолют температурасига тўғри пропорционалдир.

(4.28) формулага асосан бир, икки ва уч атоми молекулаларнинг тўлиқ энергияси

$$W_1 = \frac{3}{2} kT; \quad W_2 = \frac{5}{2} kT; \quad W_3 = \frac{6}{2} kT = 3kT \quad (4.29)$$

кўринишда ёзилади.

Маълум M массага эга бўлган газ оламир. Шу газнинг ички энергияси U_m шу массадаги N молекулалар сони билан бир молекуланинг тўлиқ кинетик энергияси кўпайтмасига тенг:

$$U_m = NU = N \frac{i}{2} kT.$$

Газнинг бир киломоли учун $N = N_A$ (N_A — Авогадро сони) бўлгани учун бир киломоль газнинг ички энергияси U_m учун ($k = \frac{R}{N_A}$ эканини ҳисобга олиб) қуйидаги тенгламани ёзамиз:

$$U_m = N_A \frac{i}{2} kT = N_A \frac{i}{2} \frac{R}{N_A} T$$

ёки

$$U_m = \frac{i}{2} R T. \quad (4.28 \text{ а})$$

Бу формуладан ихтиёрий M массали газнинг ички энергияси учун амалий ҳисоблашларда қулай бўлган ифодани ҳосил қилиш осон, бунда бу газнинг киломоллари сони $\frac{M}{\mu}$ эканлигини ҳисобга олиш керак (μ — моляр масса). У ҳолда:

$$U_m = \frac{M}{\mu} \frac{i}{2} RT. \quad (4.28 \text{ б})$$

Шундай қилиб, идеал газ ички энергияси мольлар сони $\frac{M}{\mu}$, эркинлик даражаси i ва газнинг абсолют температураси T билан ифодаланади. (4.28б) формулага асосан, маълум массага эга бўлган идеал газ ички энергияси эркинлик даражаси сони i ўзгармас бўлганда, абсолют температурага тўғри пропорционал.

Агар молекулалар «қаттиқ» бўлмаса, квазиэластик кучлар таъсирида тебранма ҳаракат ҳосил бўлади, қўшимча эркинлик даражалари ҳосил бўлади, масала мураккаблашиб кетади. Лекин нормал шароитга яқин шароитларда молекулаларнинг тебранма ҳаракати энергиясини илгариланма ҳаракат кинетик энергиясига нисбатан жуда кичик бўлгани учун ҳисобга олмадик.

5- боб. ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

1- §. Термодинамиканинг умумий тушунчалари

Термодинамика физиканинг бўлимларидан бири бўлиб, ҳар хил физик процессларда иссиқлик эффекти иштирокида энергиянинг узатилиши ва бир турдан иккинчи турга айланишини ўрганadi. Термодинамиканинг умумий тушунчаларидан бири термодинамик системанинг тўла ва ички энергиясидир. Ҳар қандай термодинамик системанинг тўла энергияси шу системанинг кинетик энергияси (W_k), ташқи куч майдони таъсирида ҳосил бўладиган потенциал энергияси (W_p) ва шу системанинг ички энергиялари йиғиндисидан иборат:

$$W = W_k + W_p + \bar{U}. \quad (5.1)$$

Ички энергия \bar{U} термодинамик система алоҳида қисмларини хусусий энергияларининг йиғиндисидан иборат бўлиб, бутун (яхлит) системанинг ҳаракатига ва ташқи куч майдонининг таъсирига боғлиқ эмас. Шу термодинамик системага кирув-

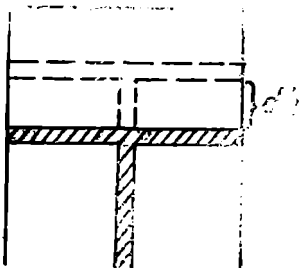
чи жисмнинг ички энергияси, жисмни ташкил қилувчи молекулаларнинг кинетик энергияси ва шу молекулаларнинг ўзаро таъсирлашиш потенциал энергияларининг йиғиндисидан иборат. Термодинамик системанинг ички энергияси шу термодинамик ҳолатнинг бир қийматли функциясидир ва тўла дифференциалга эга.

Агар биз системанинг бир хил ҳолатига ички энергиянинг икки хил U_1 ва U_2 қийматлари тўғри келади деб фарз қилсак, энергиянинг сақланиш қонунига хилоф иш қилган бўламиз, чунки системага ҳеч қандай ўзгартиш киритмай энергиянинг бир қисмини ола олган бўлардик, яъни абадий ишлайдиган двигатель ясашимиз мумкин бўлар эди. Ана шунинг учун ҳам, биз юқорида қайд қилгандек, термодинамик системанинг ички энергияси шу термодинамик ҳолатнинг бир қийматли функциясидир.

Термодинамикада иссиқлик миқдори, иссиқлик ва бажарилган ишнинг эквивалентлиги каби тушунчалар кўп учрайди.

Энергиянинг бир жисмдан иккинчи жисмга иссиқлик алмашинуви натижасида берилиши ташқи муҳитнинг ўзгариши ва жисмнинг силжиши билан боғлиқ эмас, яъни иш бажарилмайди. Иссиқлик миқдори (ΔQ) иссиқлик алмашинуви натижасида бир жисмдан иккинчи жисмга молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати ўтишини характерловчи энергетик миқдордир. Жисмга ташқаридан берилаётган иссиқлик мусбат, жисмдан олинаётган иссиқлик манфий қийматга эга. Инглиз олими Ж. П. Жоуль иссиқлик ва ишнинг бир-бирига эквивалент эканлигини, иссиқликнинг ишга, ишнинг иссиқликка эквивалент равишда айланишини тажрибада исбот қилди.

СИ да иш ва иссиқлик Жоуль ҳисобида ўлчанади. Иссиқликнинг ўлчов системасида қўлланиладиган бирлик калория (кал) бўлиб, 1 калория деб 1 г сувни $19,5^{\circ}\text{C}$ дан $20,5^{\circ}\text{C}$ гача иситиш учун сарф бўлган иссиқлик миқдори қабул қилинган.



5.1- расм

2- §. Газнинг ҳажми ўзгарганда бажарган иши

Цилиндрда ичидаги газнинг dS юза элементи dF ташқи куч таъсирида dh масофага силжиса (5.1- расм) элементар dA иш ба-

жарилади, яъни: $dA = dF \cdot dh = p dS dh$; p — ташқи босим, $dS \cdot dh = dV$ эканини ҳисобга олсак.

Тўлиқ ташқи бажарилган иш:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV, \quad (5.2)$$

V_1 ва V_2 — бошланғич ва охири (кенгайган) ҳажмлар.

Газ кенгайганда бажарилган ишни мусбат ($A > 0$), газ қисилганда бажарилган ишни манфий ($A < 0$) деб қабул қиламиз.

Изопроцессларда бажарилган ишларни (5.2) формула ёрдамида ҳисоблаймиз:

1) изохорик процессда, $V = \text{const}$, $dV = 0$;

$$A = p \int_{V_1}^{V_2} dV = 0; \quad (5.2 \text{ а})$$

2) изобарик процессда, $p = \text{const}$;

$$A = p \int_{V_1}^{V_2} dV, \quad A = p(V_2 - V_1); \quad (5.2 \text{ б})$$

3) изотермик процессда, $p = \text{const}$; маълумки, Менделеев — Клапейрон тенгламаси (4.23) га кўра қуйидагини ёзиш мумкин:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{M}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{M}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{M}{\mu} RT (\ln V_2 - \ln V_1);$$

$$A = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (5.2 \text{ в})$$

Изотермик процессда $p_1 V_1 = p_2 V_2$ бўлганлиги сабабли бажарилган иш:

$$A = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (5.2 \text{ г})$$

3- §. Газларнинг солиштирма ва моляр иссиқлик сизими

Умуман, жисмнинг *иссиқлик сизими* деб, уни бир градус Кельвинга қиздириш учун сарф бўлган иссиқлик миқдорига айтилади. Реал жисм ва газларнинг иссиқлик сизимлари қатъиян доимий бўлмайди, температурага боғлиқ равишда қисман ўзгариб туради.

Бирор модданинг масса бирлигини бир градус Кельвинга қиздириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори шу модданинг *солиштирма иссиқлик сифими* дейилади.

$$c = \frac{\Delta Q}{M \cdot \Delta t} \quad (5.3)$$

Бирор модда 1 молини бир градус Кельвинга қиздириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори моляр иссиқлик сифими дейилади.

Демак, (5-3) формуладан, моддага ташқаридан ёки моддадан ташқарига берилган иссиқлик миқдори Q :

$$\Delta Q = Mc \Delta t, \quad (5.3')$$

бунда M — модданинг массаси; c — солиштирма иссиқлик сифими; Δt — модданинг температураси ўзгариши. Иссиқликнинг элементар миқдори:

$$dQ = M c dt. \quad (5.23 \text{ a})$$

Бу формуладан солиштирма иссиқлик:

$$c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dt}, \quad (\text{ёки } c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}) \quad (5.24)$$

Газларда иссиқлик сифими миқдори қандай изопроцессда иссиқлик берилишига боғлиқ. Шу сабабли иссиқлик сифимини ёзишда индексда изопроцесс кўрсатилади: масалан, c_p — изобарик процессда иссиқлик сифими ёки c_v — изохорик процессда иссиқлик сифими.

Моляр иссиқлик сифими солиштирма иссиқлик сифимининг моляр массаси кўпайтмасига тенг:

$$C = \mu c. \quad (5.24 \text{ a})$$

СИ да моляр иссиқлик сифимининг бирлиги $\frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$, солиштирма иссиқлик сифими бирлиги эса $\frac{\text{Ж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$

4-§. Термодинамиканинг I қонуни

Термодинамиканинг биринчи қонуни иссиқлик ҳодисаларига энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунининг қўлланишидан иборат.

Бизга очиқ термодинамик система, яъни ташқи муҳит билан энергия, иссиқлик алмашувчи система берилган бўлсин. Агар шу системанинг тўла энергияси $\Delta W = W_2 - W_1$

га ўзгарса, шу ўзгариш система олган иссиқлик миқдоридан (ΔQ) бажарилган ΔA ишнинг айирилганига тенг:

$$\Delta W = \Delta Q - \Delta A.$$

Фараз қиламиз, системага ташқи куч майдони таъсир этмасин ва система термодинамик мувозанатда бўлсин. Бу ҳолда системанинг тўла энергияси W_1 унинг ички энергияси U га тенг. Шу система учун термодинамиканинг биринчи қонуни:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A \quad (5.25)$$

кўринишда ёзилади. Демак, системага берилган иссиқлик миқдори системанинг ички энергияси ΔU нинг кўпайишига ва ташқи кучларга қарши бажарилган ΔA ишга сарф бўлади. (5. 25) ни дифференциал кўринишда ёзсак:

$$dQ = dU + dA. \quad (5.25 \text{ а})$$

Бу ифода термодинамиканинг (бош қонунининг) дифференциал кўринишидаги ифодасидир.

5- §. Термодинамиканинг I қонунини газ изопроцессларига қўлланилиши

1) термодинамиканинг I қонуни изохорик процесс учун:

$$dA = pdV = 0;$$

изохорик процесс учун:

$$dQ = dU \quad (5.25 \text{ б})$$

кўринишида ёзилади. Газга берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси ички энергияга айланади.

Изохорик процессда солиштирма иссиқлик сифими:

$$c_v = \frac{1}{M} \frac{dQ}{dT} = \frac{1}{M} \frac{dU}{dT},$$

бундан:

$$dU = Mc_v dT. \quad (5.26)$$

Демак, газнинг ички энергияси ўзгариши унинг температураси ўзгариши dT га тўғри пропорционал экан.

2) изобарик процессе учун $dA = pdV$ ва I моль газ учун термодинамиканинг I қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = C_v dT + pdV, \quad (5.27)$$

бунда C_v — изохорик моляр иссиқлик сифими. $C_p = \frac{dQ}{dT}$; $dQ =$

$= C_p dT$ ни ҳисобга олиб (5-27) ни қуйидагича ёзамиз:

$$C_p dp = C_v dT + pdV. \quad (5.27 \text{ а})$$

Менделеев — Клапейрон формуласига асосан 1 моль газ учун изобарик процесда $pdV = RdT$, шу туфайли (5-27 а) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\begin{aligned} C_p dT &= C_v dT + RdT; \\ C_p - C_v &= R. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Бу ифода Роберт — Майер тенгламаси дейилади ва C_p нинг C_v дан фарқи R га тенглигини кўрсатади. Демак, 1 моль газни 1 К га иситганда, босим ўзгармас ва ҳажм ўзгармас бўлган ҳолларда сарф қилинган иссиқлик миқдорлари фарқи бажарилган иш $p \cdot dU$ га тенг бўлиб, қиймати R га тенг.

3. Изотермик процесс учун, $T = \text{const}$; $dT = 0$

$$\begin{aligned} dU &= mC_v dT = 0, \\ dA &= dQ = pdV. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Демак, системага берилган иссиқлик миқдори газнинг кенгайиш иши бажариши учун сарф бўлади.

6- §. Термодинамиканинг I қонунини адиабатик процесга қўлланилиши

Ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмай содир бўладиган процесслар *адиабатик процесс* дейилади. Газларда адиабатик процесс жуда тез ўтади, процесс тезлиги катта бўлгани учун иссиқлик алмашинуви деярли амалга ошмайди.

Адиабатик процесс учун $dQ = 0$; (5-25 а) формуладан:

$$dA = -dU. \quad (5.30)$$

Демак, адиабатик процесда ташқи иш ички энергиянинг камайиши ҳисобига бажарилади. Агар $dA > 0$ бўлса, $dU < 0$ ва аксинча бўлади.

(5-27) формулада $dU = C_v dT$ бўлгани туфайли (5.30) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$pdV = -C_v dT. \quad (5.30 \text{ а})$$

Менделеев — Клапейрон тенгламасини дифференциаллаб, $p \cdot dV + V \cdot dp = RdT$ ва бу тенгламадан dT ни топиб ҳамда

(5-30 а) га қўйиб, ҳосил бўлган дифференциал тенгламани интеграллагач, қуйидаги формулани оламыз:

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (5.31)$$

бунда адиабата кўрсаткичи $\nu = \frac{C_p}{C_v}$ бўлиб, адиабатик процесс учун $\gamma > 1$, изотермик процесс учун $\gamma = 1$. Кўп дарсликларда γ ни политропа кўрсаткичи деб ҳам юритилади. Кўпгина процесслар γ нинг қийматига боғлиқ бўлади. (5.31) тенглама адиабатик процесс учун Пуассон тенгламаси дейилади. Бу тенгламани $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ ва $Tr^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const}$ кўришида ҳам ёзиш мумкин.

7- §. Термодинамиканинг II қонуни ҳақида тушунча

Термодинамиканинг II қонуни табиатдаги процесслар йўналишини кўрсатади. Бу асосан энтропия билан боғлаб ўрганилади. Бизга маълумки, Карно цикли бўйича ишловчи иссиқлик двигателининг фойдали иш коэффициенти:

$$\eta = \frac{T - T_0}{T} = 1 - \frac{T_0}{T}, \quad (5.32)$$

бунда T — иситувчи жисм температураси, T_0 — совитувчи жисм температураси.

Иккинчи томондан, фойдали иш коэффициенти деб иссиқлик сарфи ҳисобига бажарилган ишнинг, яъни $A = Q - Q_0$ нинг берилётган иссиқлик миқдорига нисбатига айтилади:

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{Q - Q_0}{Q}; \quad A = Q\eta, \quad (5.32 \text{ а})$$

(5.32) дан η нинг қийматини қўйсақ:

$$A = Q - T_0 \frac{Q}{T} = Q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right). \quad (5.32 \text{ б})$$

Бу ифодада иссиқлик миқдори $Q_0 = T_0 \frac{Q}{T}$ — иситувчи жисмга (совиткичга) ўтиб кетади, фойдали ишга айланмай сочилиб кетади. Энтропия тушунчаси энергиянинг сочилиши билан боғлиқ бўлган тушунча. Совиткичга ўтиб кетган иссиқликни қайтариб бўлмайди ва иш ҳам бажарилмайди. Худди ана шу фактга асосланиб Клаузиус термодинамиканинг II қонунини қуйидагича таърифлаган эди: иссиқлик температураси паст жисмдан температураси юқори жисмга ўз-ўзидан ўтмайди.

Юқоридаги тенгламалардан $\frac{Q}{T} = \frac{Q_0}{T_0}$, яъни келтирилган иссиқлик миқдорлари ўзаро тенг экан.

В. Томсон ва М. Планк формуласига асосан бундай таърифланади: иссиқлик манбаларида тўпланган иссиқликнинг ҳаммаси эквивалент равишда механик ишга айланмайди. Масалан, океан сувлари ички энергияларини қайтариб олиб механик энергияга айлантириб бўлмайди. Демак, энергия сочилиши муқаррар, шу сабабли фойдали иш коэффициенти 100 % га тенг бўлган иссиқлик машинасини (яъни II тур абадий двигатель ёки перпетуум мобиле) яратиш бўлмайди.

Энтропия — бу 1 К температурага тўғри келувчи иссиқлик миқдори бўлиб ҳолат функциясидир. Ёпиқ система учун ҳар қандай процессда ёки ошиб боради, ёки ўзгармас бўлади, яъни $dS \geq 0$. Энтропиянинг ўзгариши қайтар процессларда нолга тенг, қайтмас процессларда нолдан катта, Мисол учун Карно циклида $\frac{Q_0}{T_0} - \frac{Q}{T} = 0$.

Агар система қайтар процессда dQ иссиқлик миқдори оласа (система температураси T га тенг бўлсин), энтропия ўзгариши:

$$dS = \frac{dQ}{dT}. \quad (5.33)$$

Термодинамиканинг II қонуни аналитик кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} \leq S_B - S_A, \quad (5.33a)$$

бунда S_A ва S_B — энтропиянинг A ва B ҳолатлардаги қийматлари. Тенгсизлик белгиси қайтмас процесс учун, тенглик белгиси қайтар процесс учун ўринлидир.

Табиий процесслар ҳамма вақт мувозанат ҳолатига интилади. Шу сабабли Л. Больцман термодинамиканинг II қонунига шундай таъриф берган эди: табиат кўпинча эҳтимоли камроқ ҳолатда эҳтимоли кўпроқ ҳолатга интилади; ёки кичик энтропияли ҳолатдан каттароқ энтропияли ҳолатга интилади. Бошқача сўз билан айтганда, табиий процессларда энтропия ортиб боради.

Термодинамиканинг I ва II қонунларини бирлаштириб ёзсак, қуйидаги ифодани оламиз:

$$dU + dA \leq TdS, \quad (5.34)$$

бу формулада TdS сочилувчи энергияни характерлайди ва боғланган энергия дейилади.

Эркин энергия F эса ички энергия билан боғланган энергия орасидаги фарққа тенг:

$$dF = dU - TdS. \quad (5-34 \text{ а})$$

Демак, ички энергия:

$$dU = dF + TdS. \quad (5-34 \text{ б})$$

Масалан, қизиган металл стерженни олсак, ички энергияси (эркин энергия) натижасида стержень кенгаяди, боғланган энергияси яширин энергияга айланади.

Биз юқорида қайд қилганимиздек, энтропиянинг ўсиш қонуни бу маълум чегараланган физик шароитларга тўғри келадиган хусусий қонуниятдир. У одам тараққиётининг умумий қонуниятлари қаторига кирмайди. Бу қонун чегараланган ўлчамга эга бўлган, ташқи муҳитдан изоляцияланган системалардагина кучга эга.

VI боб. РЕАЛ ГАЗЛАР. АГРЕГАТ ҲОЛАТЛАР ВА ФАЗОВИЙ ҲАВВАЛАЛАР

1-§. Реал газ. Ван-дер-Ваальс тенгламаси ва унинг таҳлили

Менделеев — Клапейрон тенгламаси молекулалари бир-бири билан ўзаро таъсир кучлари нолга тенг бўлган ва улар тўқнашгандагина таъсирлашадиган идеал газларнинг ҳолатини ифодалайди. Бу тенгламада молекулалар моддий нуқталардан иборат, яъни ўз ўлчамларига эга эмас деб қаралади.

Реал газларда эса газ молекулалари бир-бири билан ўзаро тортишиш ва итарилиш кучлари билан таъсирлашади, бундан ташқари молекулалар хусусий ўлчамга эга. Агар шу факторларни ҳисобга олиб 1873 йилда голланд физиги Ван-дер-Ваальс реал газнинг ҳолат тенгламасини келтириб чиқарди; бир моль газ учун бу тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (6.1)$$

бунда a , b — ўзгармас миқдорлар бўлиб, тажриба ёрдамида топилади. Босим учун киритилган тузатиш $\frac{a}{V^2}$ реал газ мо-

лекулалари орасидаги ўзаро тортишиш кучларининг таъсирини характерлайди. Ҳажмга киритилган тузатиш b — бу молекулаларни энг зич жойлашган эффектив ҳажми бўлиб, ўзаро итарилиш кучларини характерлайди. СИ да: босим — Па, (6.1) тенгламада ҳажм бирлиги $\frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$ бўлганда

катталиқ $\frac{\text{жоуль} \cdot \text{м}^3}{\text{моль}}$ ҳисобида ўлчанади.

Ихтиёрий массага эга бўлган газ учун Ван-дер-Ваальс тенгламаси қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\left(p + v^2 \frac{a}{V^2} \right) (V - v b) = v RT, \quad (6.1 \text{ а})$$

бунда $v = \frac{M}{\mu}$ — мольлар сони.

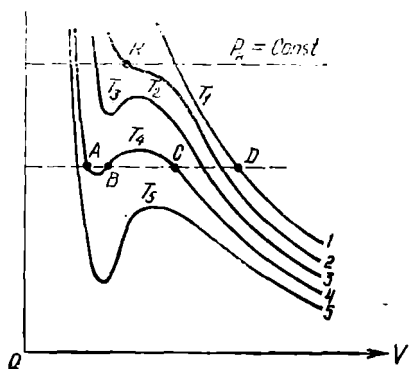
Ван-дер-Ваальс тенгламаси ҳажмга нисбатан куб тенглама бўлиб, бу тенгламани Ван-дер-Ваальс изотермалари ёрдамида таҳлил қилиш мумкин. Демак, $T = \text{const}$ бўлганда $p = f(V)$ — функция графигидан $T_1 > T_2 > T_3 > T_4 > T_5$ температуралар учун Ван-дер-Ваальс назарий изотермаларини олиш мумкин (6.1-расм).

Юқори температурада AD изобара изотерма 1 ни битта нуқтада кесиб ўтади. Ван-дер-Ваальс тенгламаси битта илдизга эга, яъни p ва T нинг қийматига битта ҳажм тўғри келади. Демак, T_1 юқори температурада модда битта фазада — газ ҳолатида бўлади. Паст температураларда (масалан, T_4 температурада) AD изобара 4 изотермани уч нуқтада (A, B, C нуқталарда) кесиб ўтади, яъни шу температурада

босимнинг битта қийматига ҳажмнинг 3 та қиймати мос келади. Бу модданинг бир вақтнинг ўзида уч хил фазавий ҳолатда бўлишидан далолат беради.

Температура кўтарилиши билан изотермалардаги букилиш камайиб боради, 2 изотермада текисланиб битта K нуқтага келади. Ана шу K нуқтага тўғри келган температура T_K ни критик температура дейи-

Р1



6.1- расм

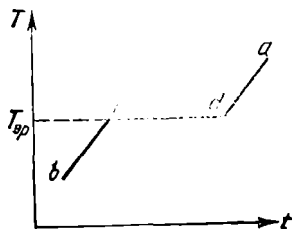
лади. Критик температурадан каттароқ температурада (масалан, T_1 да) Ван-дер-Ваальс изотермалари идеал газ изотермасига яқинлашади. Газ ($T > T_k$ да) қанча сиқилмасин, у суюқликка айланмайди (1 эгри чизиқ). K нуқтада $p = \text{const}$ изобараси изотерма 2 га уринма бўлиб қолади.

Критик температура T_k — шундай температураки, бу температура озроқ ўзгарса, буғ суюқликка, суюқлик буғга ва ҳ. к. айланиши мумкин. Тажриба p ва T нинг маълум қийматида модданинг суюқ, қаттиқ ва газ ҳолатда бўлишини кўрсатади ва буни кўпинча учланма нуқта дейилади. Ўтиш нуқтаси бўлмиш K га тўғри келган P_k ва V_k лар мос равишда критик босим ва критик ҳажм дейилади. Ҳар хил моддалар учун критик температура ҳар хил бўлади. Масалан, сув учун $T_k = 647$ К, гелий учун $T_k = 5$ К, водород учун $T_k = 33$ К. Критик температура тушунчаси 1861 йилда Д. И. Менделеев томонидан фанга киритилган.

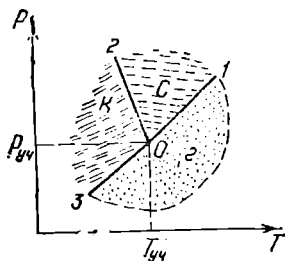
Критик температурада суюқликларнинг сирт таранглиги нолга тенг бўлиб қолиб, суюқлик ва тўйинган буғ орасидаги фарқ йўқолади.

2-§. Модда агрегат ҳолатининг ўзгариши

Биз муз — сув — буғ системасини олсак, бу уч фаза ва уч агрегат ҳолатга тўғри келади. Биз физика курсимизда «фаза» сўзини агрегат ҳолат маъносиде ишлатамиз. Кўп реал моддалар уч хил фазада (ёки агрегат ҳолатда): қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатда учрайди. Бир агрегат ҳолатдан иккинчи агрегат ҳолатга ўтиш *1 тур фазавий ўтиш* дейилади ва бу процесс яширин иссиқлик ютилиши ёки ажралиши ва солиштирма ҳажм ўзгариши билан боғлиқ. Кристаллларнинг



6.2- расм



6.3- расм

бир турланишидан иккинчи турланишга ўтиши ҳам турли фазавий ўтишга мисол бўла олади.

Фараз қилишимиз, кристалл жисм қиздирилиши, температура ортиши билан маълум *bc* участкада қаттиқ ҳолатда қолади (6.2-расм). *c* нуқта кристаллнинг эриш нуқтасига тўғри келадиган ва ҳар хил кристалл жисм учун ҳар хил қийматга эга. *cd* участкада кристаллга берилган иссиқлик унинг эришига сарф бўлади — кристалл структураси бузилади. *d* нуқта эса эришнинг тугаш нуқтаси, *da* — суюқликни қизиш участкаси бўлади. Баъзи қаттиқ жисмлар суюқликка айланмасдан, бир йўла газ ҳолатга ўтиб кетиш ҳодисаси мавжуд бўлиб, бу процесс *сублимация* дейилади. Масалан, йодни олсак, у температура таъсирида тўғридан-тўғри буғга айлана бошлайди.

Газ ҳолатдан суюқликка, суюқликдан қаттиқ жисмга айланиш ва аксинча кечаётган фазавий ўтишларни «босим (*p*) — температура (*T*)» диаграммасида кузатиш мумкин (6.3-расм).

Бу расмда тўйинган буғ босимининг ташқи босимга боғлиқлигини *0—1* эгри чизиқ кўрсатади, бу эгри чизиқнинг ҳар бир нуқтаси газ — суюқлик чегарасида динамик фазавий мувозанатни ифодалайди. *0—2* эгри чизиқ қаттиқ ва суюқ фаза орасидаги чегарани, *0—3* эса қаттиқ ва газ фазалари орасидаги чегарани кўрсатади. *O* — учланма нуқта биз юқорида (1-§) қайд қилганимиздек, уч фазани бир вақтда мавжуд бўлишини кўрсатади. Ҳар қайси модда учун ўзининг учланма нуқтаси бўлади, яъни унинг учта фазаси мувозанатда бўладиган нуқтаси — ҳолати мавжуд.

Диаграммадан кўриниб турибдики, босим ўзгариши билан эриш, буғга айланиш ва сублимация температуралари ўзгаради. Фазавий ўтиш натижасида модданинг ҳажми ҳам ўзгаради.

Фазавий мувозанат шароитида *p*, *T* орасидаги боғланиш Клапейрон — Клаузиуснинг қуйидаги дифференциал тенгламаси билан ёзилади:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T\Delta V}, \quad (6.2)$$

бунда $\frac{dp}{dT}$ фазавий мувозанат эгри чизиғи устидаги ҳосила, *q* — фазавий ўтиш иссиқлиги, ΔV — фазавий ўтишда ҳажмининг ўзгариши.

Моддаларнинг фазавий ўзгаришлари диалектик материализмнинг умумий қонуни бўлмиш миқдор ўзгаришларининг

сифат ўзгаришларига ўтиш қонунини амалда намоён бўлишига ёрқин мисол бўла олади. Қаттиқ жисм температура-сининг секин-аста кўтарилиши унда миқдорнинг тўпланишига, эриши эса сифат жиҳатдан ўзгаришига мисол бўлади.

Иккинчи турдаги фазавий ўтишлар ҳам мавжуд бўлиб, бунга ферромагнитларнинг парамагнитларга, ўта ўтказгичларнинг одатдаги ўтказгич ҳолига ўтишлари мисол бўла олади. Бу масалалар Совет олими академик Л. Д. Ландау томонидан ўрганилган ва ривожлантирилган.

3-§. Реал газларнинг ички энергияси

Биз кўрдикки, идеал газларнинг ички энергияси асосан газ молекулалари ҳаракатининг кинетик энергиясидан иборат бўлиб, бир моль газ учун

$$U_m = \frac{i}{2} RT = C_V T \quad (6.3)$$

кўринишда ёзилади. Бу формулада $C_V = \frac{i}{2} R$ бир моль газ учун изохорик процессдаги иссиқлик сифимидир.

Реал газлар ички энергиясини ўрганишда молекулаларнинг ўзаро таъсири натижасида ички босими p_i нинг вужудга келиши ва шу кучлар томонидан потенциал энергиянинг ўзгаришини ҳисобга олиш керак. Молекулаларнинг ўзаро тортишиш кучи бажарган иш:

$$dA = p_i dV;$$

$p_i = \frac{a}{V^2}$ ни ҳисобга олиб,

$$dA = dU_2 = \frac{a}{V^2} dV;$$

$$U_2 = -\frac{a}{V} + C.$$

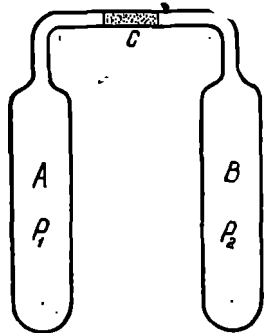
Агар молекулалар бир-биридан чексиз узоқлашса, $C = 0$ ва

$$U_2 = -\frac{a}{V}. \quad (6.4)$$

Шундай қилиб, реал газларнинг ички энергияси (6.3) ва (6.4) ёрдамида қуйидагича ёзилади:

$$U = U_m + U_2 = C_V T - \frac{a}{V},$$

$$U = C_V T - \frac{a}{V}. \quad (6.5)$$



6.4- расм

Демак, реал газнинг ички энергияси газнинг температурасига ва ҳажмга боғлиқ экан.

Молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси борлигини Жоуль—Томсон эффектидан яққол кўrsa бўлади. Бу эффектнинг физик асосида газларнинг адиабатик кенгайиши ётади.

Жоуль—Томсон таърибаси қуйидагидан иборат. *A* ва *B* идишлар ва уларни туташтирувчи найдаги *C* пўкак ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмайди (6.4-расм). Лекин *A* ва

B идишлардаги газлар босимлари p_1 ва p_2 бўлиб, $p_1 > p_2$ бўлсин, яъни босимлар фарқи: $\Delta p = p_1 - p_2$. Шу туфайли *A* идишдан *B* идишга газ *C* пўкак орқали ўта бошлайди. Натижада *A* идишда газ кенгайиб, идиш совийди. Ана шу эффект физикада *Жоуль—Томсон эффекти* дейилади.

Агар температура пасайса ($\Delta T < 0$), эффект мусбат, агар температура ошса ($\Delta T > 0$), эффект манфий бўлади. Агар газ кенгайганда ва қисилганда совимаса ва исимаса, бу ҳолат *инверсион ҳолат* дейилади. Бу ҳолатни эффект ишораси ўзгариш пайтида кузата оламиз. Жоуль ва Томсоннинг мусбат эффектидан наст температуралар олишда фойдаланилади, шу эффект асосида совиткич машиналар яратилди. Энг қулай, совиткич машинаси совет олими академик П. Л. Капица томонидан кашф қилинган.

Ҳозирги пайтда абсолют нолга яқин наст температуралар олинган бўлиб, бу температуралардан фан ва техникада катта илмий-тадқиқот ишлари олиб боришда кенг қўлланилмоқда.

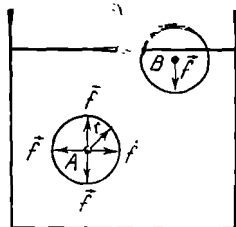
4-§. Газ, суюқлик ва қаттиқ жисмлар орасидаги айрим ўхшашликлар

Суюқликлар шаклан тез ўзгарувчан бўлиб, *сиқилми* қобилияти газларга нисбатан жуда кичик. Суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучи газ молекулаларининг ўзаро таъсир кучидан катта, шу сабабли молекулаларнинг ўзаро таъсир кучи суюқликлар учун жуда муҳим аҳамиятга эга.

Суюқлик молекулалари суюқликнинг сиртида ва ичида ҳар хил потенциал энергияга эга, шу сабабли суюқлик сир-

тининг хоссалари суюқликнинг ички қисми хоссаларидан фарқ қилади.

Суюқлик ичидаги A (6.5-расм) молекула атрофидаги молекулалар билан ўзаро таъсир қилиб, бу кучлар ўзаро компенсацияланган бўлади. Расмда r — молекула таъсир сферасининг радиуси; B молекуланинг суюқлик сиртидан юқори қисмидаги энергия компенсация қилинмаган бўлиб, f куч молекулани суюқлик ичига (пастга) тортади, чунки бу молекулага таъсир этувчи кучлар тўла компенсация қилинмаган. Демак, суюқлик сиртидаги барча молекулаларга, уларни пастга, суюқлик ичкарасига тортувчи кучлар таъсир этади. Бу деган сўз, суюқликнинг сирт қатлами суюқликка маълум босим беради, бу босим молекуляр босим дейилади.



6.5- расм

Бу босим реал газлардаги $\frac{a}{V^2}$ босимга ўхшаш бўлади (6.1-тенгламага қаранг). Натижада суюқликнинг сиртқи қатламидаги молекулалар ҳажмидаги молекулаларга нисбатан ортиқча потенциал энергияга эга бўлади. Бу энергия *сирт энергияси* ёки *эркин энергия* деб аталади. Бу эркин энергия — потенциал энергиянинг шундай қисмики, у изотермик равишда ишга айланиб кетади. Эркин энергия ҳамма вақт минимал қийматга интилади, шу сабабли суюқликнинг сирти минимумга интилади. Масалан, томчи ҳосил бўлиши минимум энергетик ҳолатга интилади, сирт ёки эркин энергияси минимал, томчи минимал юзага эга бўлади.

Сиртдаги суюқлик молекулалари, суюқлик ичидаги молекулаларга нисбатан ортиқча энергияга эга бўлиб, унинг сирт қатламида тарангликни ҳосил қилади. Сирт таранглик кучи F :

$$F = \frac{\alpha}{L} . \quad (6.6)$$

бунда α — сирт таранглик коэффициенти; L — узунлик бирлиги (суюқлик сирти чегарасида).

Сирт таранглик коэффициенти СИ да $\frac{Н}{м}$ ҳисобида ўлчаниб, суюқликнинг табиатига, таркибига ва температурага боғлиқ.

Биз кўрдикки, суюқликларда молекулалар ички босими бўлиши реал газлар билан суюқликлар ўртасида умумийлик борлигидан далолат беради. Бу умумийлик асосида молекулаларнинг ўзаро таъсири ётади.

Сууюқликлар билан қаттиқ жисмлар ўртасида ҳам умуийлик бор, сууюқликларнинг кўп хоссалари қаттиқ жисмлар хоссаларига ўхшаб кетади. Бу ўхшашлик қаттиқ жисмлар эриганда ёки эриган қаттиқ жисмлар қотганда кўпроқ намоён бўлади. (Қаттиқ жисм буғланганда, қаттиқ жисм ва буғ ўртасида ўхшашлик камайиб кетади.)

Қаттиқ жисмлар билан қаттиқ жисм эриганда (сууюқ ҳолатга ўтганда), қаттиқ жисм билан сууюқлик орасидаги ўхшашликни кўрсатиш учун моддаларнинг қаттиқ ва сууюқ ҳолатларидаги изобарик моляр иссиқлик сифимлари C_p қийматларини келтирамиз:

1-жадвал

Модда	Na	Hg	Pb	Zn	Al	HCl	CH ₄
C_p (қаттиқ)	7,6	6,7	7,2	7,2	6,14	12,27	10,0
C_p (сууюқ)	8,0	6,7	7,7	7,9	6,25	14,73	13,5

Жадвалдан кўриниб турибдики, изобарик моляр иссиқлик сифими (C_p) химиявий содда ва химиявий мураккаб моддаларда деярли бир хил бўлади. Бу сууюқлик молекулалари ва иссиқлик ҳаракати характерининг қаттиқ жисм молекулалари (атомлари) иссиқлик ҳаракати характерига тўғри келишини кўрсатади.

Айрим экспериментал фактлар сууюқликларда оз бўлса ҳам, кристалл ҳолат мавжудлигини кўрсатади. Масалан, рентген нурлари сууюқликлардан ўтиб, маълум даражада дифракция беради. Одатда рентген нурлари дифракцияси кристалларда содир бўлар эди. Сууюқликларда рентген нурлари дифракцияси уларда молекулалар жойлашуви «яқин тартибли кристаллик жойлашувдан» иборат эканлигини кўрсатади. Демак, бирор ихтиёрий молекула атрофида қолган молекулаларни жойлашуви маълум кичик ҳажмда тартибли «квазикристаллик» жойлашувдан иборат бўлади. Шу асосда сууюқликларнинг «квазикристаллик» тузилиши назарияси келиб чиқди. Агар сууюқликнинг температураси кўтарилса сууюқликда молекулаларнинг «ўтроқлик» вақти камаяди, сууюқликнинг хоссалари буғ хоссаларига яқинлашиб қолади.

Сууюқликларнинг «квазикристаллик» тузилиши, сууюқликларнинг айрим механик хусусиятларига ҳам таъсир қилади. Масалан, сууюқликларга жуда кичик δt вақт ичида механик куч импульси таъсир қилса, эластик деформация ҳосил бў-

лади. Бу эластик деформация, куч импульси таъсири тугандан сўнг, маълум вақт ичида йўқ бўлади. Бу процессни қуйидаги формула орқали ёзилади:

$$p_t = p_0 l \frac{\delta t}{\tau}, \quad (6.7)$$

бунда p_0 — механик кучланишнинг бошланғич қиймати, p_t — механик кучланишнинг импульс таъсир этгандан сўнгги қиймати, τ — *релаксация вақти* деб юритилади.

Демак, суюқлик бир вақтнинг ўзида ҳам оқувчанлик қобилиятига эга, ҳам эластик деформация рўй беради. Бундай ҳолат кузатилиши назариясини ўтган асрнинг иккинчи ярмида Максвелл аниқлаган эди. Максвелл назариясига асосан суюқликка куч $\delta t < \tau$ вақт ичида таъсир қилса, унда эластик деформация юзага келади, агар $\delta t > \tau$ вақт ичида таъсир қилса, оқиш давом этади. Я. И. Френкель назариясига асосан суюқликка таъсир кўрсатувчи $\delta t < \tau$ вақт суюқлик молекуласи «ўтроқлик» вақтидан кичик бўлиши керак. Демак, суюқлик молекулалари «ўтроқлик» вақти молекулалар релаксация вақти τ га мос келади.

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

7-606. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

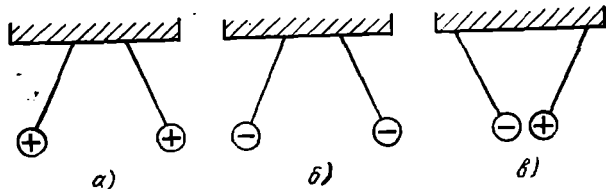
1-§. Электр заряди. Заряд сақланиш қонуни. Кулон қонуни

(«Электр» сўзи юнонча «Қаҳрабо» сўзидан олинган. Қадимги грек олимлари бундан 2500 йил аввал мўйнага ишқаланган «қаҳрабо» енгил буюмларни ўзига тортиш хусусиятига эга бўлишини пайқаган эдилар. Бундай хусусиятга бошқа жисмлар ҳам эга экан. Масалан: шойнга ишқаланган шиша таёқча, мўйнага ишқаланган эбонит таёқчалар ҳам ўзига енгил буюмларни тортади. Бу жисмлар *электрланган ёки электр зарядига эга жисмлар* дейилади.)

(Агар зарядланган шиша ёки эбонит таёқчани 2 та шойи ипларга осилган пўкакдан ясалган шарчаларга теккизсак, бу шарчалар бир-биридан қочади, яъни ўзаро итаришадилар (7.1 а ва б расмлар). Агар шу шарчаларнинг бирига зарядланган шиша таёқчани, иккинчисига зарядланган эбонит таёқчани текказсак, бу шарчалар ўзаро тортишади.) (7.1-в расм) Тажрибадан биринчи хулоса шуки, бир хил исмли зарядланган, яъни электрланган жисмлар ўзаро итаришади, ҳар хил исмли зарядланган жисмлар ўзаро тортилади.)

Тажрибадан иккинчи хулоса шуки, жисмларни бошқа жисмларга ишқаламасдан, балки бирор зарядланган жисмни текказиш— яъни контакт орқали зарядлаш мумкин экан.

Жисмларнинг баъзи бир турларида электр зарядлари унинг турли қисмлари орасида эркин кўча олади, бошқа бир турларида эса электр заряди эркин кўча олмайди. Би-



7.1- расм

ринчи тур жисмлар ўтказгичлар, иккинчи тур жисмлар *ди-электриклар ёки изоляторлар* деб аталади. Деярли барча металллар яхши ўтказгичлардир. Кўпчилик нометалл жисмлар ва моддалар диэлектрикдир. (

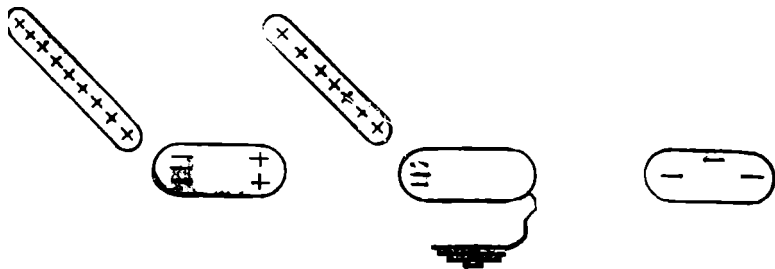
Шундай қилиб, ўтказгичлар ёрдамида бир зарядланган жисмдан электр зарядини иккинчи жисмга узатишимиз мумкин.

Табиадда моддалар турли хил бўлишига қарамай, улар фақат икки хил электр зарядига эга бўлиши мумкин экан. Шойига ишқаланган шиша таёқчага эга бўлган электр зарядига ўхшаш зарядлар ва мўйнага ишқаланган эбонит таёқча эга бўлган электр зарядига ўхшаш зарядлар. Электрланган шиша таёқчанинг заряди мусбат, электрланган — зарядланган эбонит таёқчанинг заряди манфий деб қабул қилинган ва $+q$ ва $-q$ кўринишда ифодаланади. Бир хил ишорали зарядларга *бир йўналиш* зарядлар, ҳар хил ишорали зарядларга *турли йўналиш* зарядлар дейилади.

Жисмларни бошқа жисмларга ишқалаш ва шу жисмга бошқа зарядланган жисмни текказиш йўли билан электрлаш — зарядлаш усулларидан бошқа жисмларни бирор масофада унга зарядланган жисмни яқинлаштириб зарядлашимиз мумкин экан. Масалан, зарядланган бирор жисмни иккинчи ўтказгич жисмга яқинлаштирадик, у жисмда зарядланган жисмдаги зарядга қарама-қарши заряд силжиши рўй беради. Агар шу жисмнинг (ўтказгични) қисқа вақт ерга улаб сўнг узсак, у жисмда электр заряди мавжуд бўлади (7.2-расм). Лекин биринчи зарядланган жисмнинг заряди бу тажриба давомида ўзгармай қолади.

Электрлаш (зарядлаш)нинг бундай усули *электростатик индукция* ҳодисаси дейилади.

Электр заряди электрлаш (зарядлаш) процессида ҳосил бўлади дейиш нотўғри фикрдир. Агар эбонит таёқча ва мўйна бир-бирига ишқаланишига қадар ҳеч қандай электр зарядига эга эмас, яъни улардаги мусбат ва манфий заряд йиғинди-



7.2- расм

ларни 0 га тенг десак, улар бир-биринга ишқалагандан сўнг эбонит таёқча — q зарядга эга бўлса, мўйна $+q$ зарядга эга бўлар экан. Агар шу ёпиқ системамизда фақат мўйна ва эбонит таёқча иштирок этса, уларнинг зарядларини алгебраик йиғиндиси аввалгидек 0 га тенг бўлади. Демак, заряд бир жисмдан иккинчи жисмга узатилиши мумкин экан ва зарядлар пайдо бўлмайди ва йўқ бўлмайди.

Шундай қилиб, заряд сақланиш қонунини қуйидагича таърифлашимиз мумкин: изоляцияланган (ёпиқ) системадаги жисмларнинг электр зарядларини алгебраик йиғиндиси ўзгармасдир. Агар системамиз n та зарядланган жисмдан ташкил топган бўлса, у ҳолда заряд сақланиш қонунини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\sum_{i=1}^n q_i = \text{const.} \quad (7.1)$$

Электр зарядининг яна бир хусусияти — унинг дискретлигидир. Масалан, q зарядга эга бўлган жисмнинг зарядини 2 га, сўнг яна 2 га, сўнг яна 2 га ва ҳоказо тақсимлаб борсак, заряд миқдори камайиб боради. Лекин заряд миқдори шундай кичик элементар e зарядга тенг бўлганда уни яна бўлакларга бўлиш — яъни тақсимлаш мумкин эмас экан. Демак, электр заряди дискрет бўлиб, унинг умумий заряди элементар зарядлар тўпламидан — йиғиндисидан иборатдир. Элементар зарядларнинг катталиги бир хил бўлиб, электроннинг зарядига тенг. Шундай қилиб, жисмнинг заряди дискрет бўлиб, $q = Ne$ кўринишда ёзилиши мумкин. Бу ерда $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ — бутун сонлар. Кейинчалик, тажрибалардан маълум бўлдики, электрлаш процессида электронлар асосий роль ўйнар экан. Жисм ўзидан бутун сонли электронларни йўқотиб, $q = +Ne$ зарядга ёки бутун сонли электронларни олиб, $q = -Ne$ га тенг манфий зарядга эга бўлиши мумкин экан.

Ўлчамлари ораларидаги масофадан жуда кичик бўлган зарядланган жисмлар, яъни нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг қонуни француз физиги Огюст Кулон томонидан кашф қилинди. Бу қонунга асосан қўзғалмас 2 та нуқтавий q_1 ва q_2 зарядларнинг ўзаро таъсир кучлари уларнинг зарядлари кўпайтмасига тўғри пропорционал, шу зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал экан, яъни

$$F \sim \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (7.2)$$

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (7.2^I)$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, қиймати ўлчов бирлигининг танланишига боғлиқ бўлган катталиқдир.

Агар зарядлар вакуумда (ҳавода) эмас, балки бирор муҳитда жойлашса, зарядларнинг ўзаро таъсири бирор ϵ марта камаяди, яъни Кулон қонунининг кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2}, \quad (7.2^{II})$$

бу ерда ϵ — муҳитнинг нисбий диэлектрик сангдирувчанлиги бўлиб, зарядларнинг таъсир кучи муҳитда вакуумга нисбатан неча марта камайишини кўрсатади. ϵ шиша учун $5 \div 10$, слюда учун $3 \div 6$, қоғоз учун 7 га тенг ва ҳ. к.

Кулон қонунига вектор кўринишида қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\vec{F} = k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad (7.2^{III})$$

бу ерда \vec{r} — q_1 ва q_2 зарядларни туташтирувчи радиус-вектор бўлиб, унинг модули $|\vec{r}| = r$.

СГСЭ бирликлар системасида Кулон формуласидаги коэффициент $k = 1$ ва $F = \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$ кўринишда ёзилади. Сабаби

қуйидагича: бу системада куч бирлиги дина ва масофа см ларда ўлчанса, заряд бирлиги СГСЭ q Кулон қонунидан аниқланади. Агар $q_1 = q_2 = q$ ва $\epsilon = 1$ бўлса, $q^2 = F \cdot r^2$ бўлади. Агар $F = 1$ дин, $r = 1$ см бўлса, $q = \text{СГСЭ}q$ бирлигига тенг. Демак, СГСЭ q заряди шундай заряд миқдори эканки, ундай 2 та бир хил заряд вакуумда 1 см масофада 1 дина куч билан таъсирлашар экан.

СИ бирликлар системасида заряд бирлиги қилиб кулон (Кл) қабул қилинган. 1 кулон бу ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзидан 1 А ток ўтаётганда 1 с давомида оқиб ўтувчи заряд миқдоридир, яъни: 1 Кл = 1 А·с.

Агар СИ бирликлар системасида масофа метрларда, куч ньютонларда ва заряд кулонларда ўлчанса, у ҳолда иккита $q_1 = q_2 = 1$ Кл заряд $r = 1$ м масофада $F = 9 \cdot 10^9$ Н куч билан таъсирлашар экан. Буни $q_1 = q_2 = 1$ Кл = $3 \cdot 10^9$

СГСЭда, $r = 1 \text{ м} = 100 \text{ см}$ ва $1 \text{ дина} = 10^{-5} \text{ Н}$ эканлигини ҳисобга олиб, Кулон қонунидан келтириб чиқариш мумкин.

Демак, СИ бирликлар системасида заряд бирликлари кулонларда ва масофа метрларда ўлчанса, зарядларнинг ўзаро таъсир кучини ньютонларда ифодалаш учун $9 \cdot 10^9$ га кўпайтириш керак экан, яъни

$$F = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} = 9 \cdot \frac{1 \text{ Кл}^2}{1 \text{ м}^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н}.$$

Бу ердан $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}$ га тенг экан.

Кўп ҳолларда коэффициент k қуйидагича ёзилади:

$$k = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0},$$

бу ерда ϵ_0 — вакуумнинг абсолют диэлектрик сингдирувчанлиги ёки электр доимийси дейилади.

$$\text{Демак, } \epsilon_0 = \frac{1}{4 \pi k} = \frac{1}{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

Шундай қилиб, СИ бирликлар системасида Кулон қонуни-нинг умумий кўриниши қуйидагича бўлади:

$$F = k \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \quad (7.21V)$$

2-§. Электростатик майдон. Майдон кучланганлиги

Электростатик майдон қўзғалмас электр зарядлари томондан вақт ўтиши билан ўзгармайдиган *стационар* майдондир. Бу майдон электромагнит майдоннинг хусусий бир кўриниши бўлиб, объектив борлиқдир.

Агар электр майдонга бирор мусбат бирлик заряд — q_0 синов заряди киртилса, унга таъсир этувчи \vec{F} куч:

$$\vec{F} = q_0 \vec{E}, \quad (7.3)$$

бунда \vec{E} — электростатик майдон кучланганлиги вектори. Демак, электр майдон кучланганлиги синов зарядига электростатик майдон томондан таъсир қиладиган куч билан аниқланади. (7.3) формуладан:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (7.3')$$

Электростатик майдонни ҳосил қилувчи q нуқтавий заряд билан синов заряди q_0 ораендаги Кулон таъсир кучини ҳисобга олсак, (7.3') қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^3} \quad (7.3'')$$

ёки скаляр қиймати:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2}. \quad (7.4)$$

СИ системаида $[E] = \frac{В}{М}$.

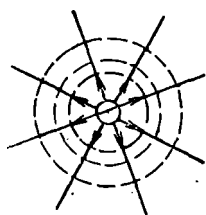
Агар майдонни бир заряд ҳосил қилмай бир неча $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ зарядлар ҳосил қилса, у ҳолда синов заряди q_0 га таъсир этувчи куч:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \sum_{i=1}^n q_0 \vec{E}_i = q_0 \sum_{i=1}^n \vec{E}_i = q_0 \vec{E}.$$

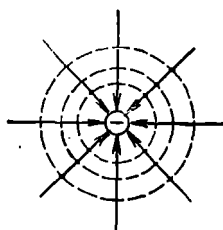
Электростатик майдоннинг натижавий кучлапиши:

$$\vec{E} = \sum_{k=1}^n \vec{E}_k. \quad (7.5)$$

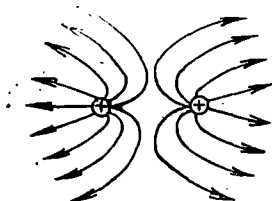
Бу принципга электростатик майдонлар *суперпозицияси* дейлади.



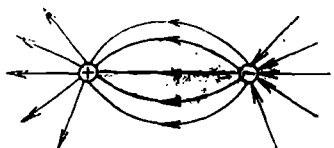
а



б

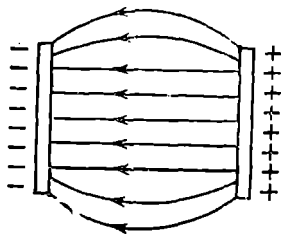


в



г

7.3- расм



7.4- расм

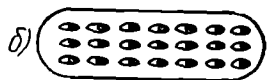
Нуқтавий заряднинг электр куч чизиқлари деб шундай чизиққа айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма шу нуқтадаги майдон кучланганлиги векторининг йўналишига тўғри келади. Агар куч чизиқ тўғри чизиқдан иборат бўлса, у кучланганлик вектори билан уст-ма-уст тушади (7.3- расмда турли ишорали нуқтавий зарядлар ҳосил қилган майдонларнинг куч чизиқ-

лари кўрсатилган). Нуқтавий заряднинг куч чизиқлари мусбат заряд учун заряддан чиқувчи (7.3- а, в, г расм) манфий заряд учун зарядга кирувчи (7.3- б, г расм) чизиқлардан иборат. Кучланганлик вектори ҳамма нуқталарда бир хил бўлган майдон *бир жинсли* майдон деб аталади. Агар бир хил ўлчамдаги металл пластинкалардан иборат ясси конденсатор олсак (7.4- расм) ва бу пластинкалар орасида ҳаво бўлса, пластинкаларнинг ўрта қисмида майдон куч чизиқлари параллел ва уларнинг зичлиги ҳамма жойда бир хил бўлади. Фақат пластинкаларнинг четларида майдоннинг бир жинслилиги бузилади.

3 - §. Ўтказгичлар ва диэлектриклар. Диэлектрикларнинг қутбланиши

Тажриба шуни кўрсатадики, табиатдаги ҳамма жисмлар электр ўтказувчанлигига қараб уч синфга бўлинади: 1) электр токини ўтказувчи жисмлар — *ўтказгичлар*; 2) электр токини ўтказмайдиган жисмлар — *изоляция ёки диэлектриклар* 3) электр токини суут, лекин ташқи физик таъсир остида сезиларли даражада ўтказувчи жисмлар — *ярим ўтказгичлар*. Ярим ўтказгичларнинг солиштирма электр қаршилиги $\rho_{я.ў.} = 10^3 \div 10^{10}$ Ом.см. металлларнинг солиштирма электр қаршилиги $\rho_m = 10^{-5} \div 10^{-1}$ Ом.см. диэлектриклар солиштирма электр қаршилиги $\rho_d = 10^{+11} \div 10^{+12}$ Ом.см орасида ётади, яъни $\rho_m < \rho_{я.ў.} < \rho_d$. Ўтказгичлар биринчи ва иккинчи турдаги ўтказгичларга бўлинади. Биринчи турдаги ўтказгичларда ток ташувчилар электронлар бўлиб, электр токи ўтгандан сўнг ўтказгичда ҳеч қандай ўзгариш рўй бермайди. Иккинчи турдаги ўтказгичларда электр токи ташувчилари, асосан ионлар бўлиб, электр токи ўтиши билан ўтказгичда айрим химиявий ўзгаришлар юз беради, чунки ионлар

Электр токини ташувчи бўлгани сабабли ўтказгичда масса кўчиш процесси рўй беради.



(Диэлектриклар — молекулалардан иборат бўлиб, бу молекулалар диэлектрик ичида эркин ҳаракат қила олмайдилар лекин ташқи электр майдони таъсири остида ўзларининг *ориентацияларини* бир оз ўзгартирди) «Диэлектрик» термини М. Фарадей томонидан фанга киритилган.

7.5- расм

Агар диэлектрик поляр (қутбли) молекулалардан иборат бўлса, бу молекулалар тартибсиз жойлашган бўлиб, диэлектрик электрик нейтрал бўлади (7.5-а расм). Агар диэлектрикка ташқи электростатик майдон билан таъсир этсак, поляр молекулалар маълум йўналишда нисбатан тартибланиб жойлашади. Бу ҳодисага диэлектрик қутбланиш дейилади (7.5-б расм). Қутбланиш диполь моменти билан характерланади. Зарядлари ўзаро тенг ва қарама-қарши бўлган ва ўзаро мустақкам боғланган системага *диполь* деб аталади. Диполь моменти $p = q \cdot l$ га тенг. Бу ерда l — зарядлар орасидаги масофа, q — заряд миқдори. Юқорида баён қилинган қутбланишга *диполь қутбланиш* дейилади. Агар жуда катта миқдордаги электр майдон билан таъсир этсак, диэлектрикдаги молекулалар жойлашиши бузилиб кетиб (диэлектрикнинг тешилиш ҳодисаси), диэлектрик ўтказгичга айланиб қолади.

Айрим диэлектриклар *юмишқ диполи диэлектриклар* дейилади. Бу диэлектрикларда ташқи электростатик майдон таъсири остида қутбли молекулалар йўналишлари ўзгаргандан қатъи назар ўзларининг *диполь* моментлари ҳам ўзгаради. Қаттиқ диполи диэлектрикларда, молекулалар ташқи майдон таъсири остида ўз йўналишларини ёки ориентацияларини ўзгартиради, лекин молекулаларнинг ўз диполлари ўзгармайди. Қутбсиз диэлектриклар ҳам бор. Бу диэлектриклар молекулаларида диполь фақат ташқи майдон таъсири остида электронларни молекула марказига нисбатан силжиш ҳисобига, яъни электрон қутбланиш ҳисобига ҳосил бўлиб, майдон таъсир этмай қўйса, диполь ҳам, қутбланиш ҳам йўқолади.

Биз диэлектрикларда ташқи майдон таъсири остида қутбланиш ҳодисаси юз бериши ҳақида тўхталдик. Лекин шундай материаллар борки, уларда ўз-ўзидан қутбланиш ҳодисаси рўй беради. Бундай материалларга сегнетоэлектриклар ми-

сол бўла олади. Бу материалларда ўз-ўзидан қутбланган соҳалари (доменлар) бўлиб, уларда жуда кичик ташқи электр майдон таъсирида сезиларли қутбланиш рўй беради.

Қаттиқ диполли диэлектрикларда ташқи майдон таъсири бўлмаганда, молекулалар диполь моментларининг вектор йиғиндиси:

$$\sum_{i=1}^n \vec{P}_i = 0;$$

қутбланиш ўлчами сифатида қутбланиш вектори \vec{P} олинади.

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_i}{V}, \quad (7.6)$$

бу ерда \vec{P}_i — ихтиёрий i -молекуланинг диполь momenti; $\frac{\sum P_i}{V}$ — бирлик ҳажмдаги диполларнинг ҳосил қилган электр momenti. Демак, қутбланиш вектори ҳажм бирлигидаги диполларнинг моментларининг вектор йиғиндисига тенг экан.

$$\left. \begin{array}{l} \text{СИ системасида: } P = \epsilon_0 \chi E; \\ \text{СГС системасида: } P = \chi E; \end{array} \right\} \quad (7.7)$$

буца χ — пропорционаллик коэффициентига бўлиб, диэлектрик қабул қилувчанлик коэффициентига дейилади. СИ системасида қутбланиш вектори $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ билан ўлчанади.)

4-§. Диэлектрикда электр майдон кучланганлиги

Диэлектрикларда электронлар металллардагига ўхшаб «эркин» бўлмай балки боғланган шаклда бўлади. Диэлектрикка ташқи электр статик майдон кучланганлиги \vec{E}_0 билан таъсир этсак, диэлектрикнинг ўзидagi боғланган зарядлар \vec{E}' кучланганликни ҳосил қилиб, бу кучланганлик ташқи кучланганликка қарши йўналади. Ҳосил бўлган майдон

$$E = E_0 - E' \quad (7.8)$$

бўлади. Маълумки, ташқи майдон кучланганлиги E_0 билан индукция вектори \vec{D} ўртасида қуйидагича боғланиш бор:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}_0. \quad (7.8^1)$$

Биз кўраётган ҳолда $\epsilon = 1$ деб (7.8') ни ҳисобга олиб (7.8) дан

$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0} - \vec{E}';$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \vec{E}'; \quad (7.8^{II})$$

$\epsilon_0 E'$ — диэлектрик юзасидаги заряднинг сирт зичлиги бўлиб, уни τ' билан белгилаймиз. У ҳолда:

$$D = \epsilon_0 E + \tau'; \quad \tau' = \frac{dq'}{aS}. \quad (7.8^{III})$$

Агар диэлектрикни узунлиги l га тенг бўлган цилиндр деб олсак, шу цилиндрнинг электр моменти:

$$dP = dq' l;$$

(7.8^{III}) ни ҳисобга олиб:

$$dP' = dq' l = \tau' dS l = \tau' dV \quad (7.8^{IV})$$

(dV — цилиндрик ҳажм)

Таърифга асосан қутбланиш:

$$E = \frac{dP}{dV} = \tau' \quad (7.8^V)$$

(7.8^V) ни ҳисобга олиб (7.8^{II}) ни қуйидагича ёза оламиз:

$$D = \epsilon_0 E + P; \quad (\text{СИ системасида}) \quad (7.9)$$

$D = \epsilon \epsilon_0 E$ ва $P = \epsilon_0 \chi E$ ларни олиб, (7.9) формуладан СИ системасида

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (7.9')$$

эканини топамиз. Бу формула ϵ билан χ ни орадан боғланишни кўрсатиб, иккаласи ҳам ўлчаменз катталикдир.

Электростатик майдон кучланганлигининг иккала муҳит чегарасида ўзгаришига тўхтаиб ўтамиз. Электростатик майдон кучланганлиги (2-§, (7.4) формулага қаранг) муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдиритиш коэффициентини ϵ га боғлиқ. Масалан, агар биз электростатик майдон кучланганлигини (ϵ ни) иккала муҳит; ҳаво ($\epsilon=1$) ва сув ($\epsilon=81$) чегарасида аниқласак, сувда $\epsilon=81$ марта камайиб кетади. Шу сабабли амалий чегаравий масалаларни ҳал қилишда электр силжиш вектори (индукция вектори) \vec{D} киритилиб, бу вектор \vec{E} билан қуйидагича боғланишга эга:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad (7.10)$$

Ўки скаляр кўринишда:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E; \quad (7.10')$$

$\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$ — муҳитнинг абсолют диэлектрик сингдириш коэффициентини дейилади (7.4) ва (7.10) ни таққосласак, нуқтавий заряд учун

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}, \quad (7.10'')$$

ифодани оламиз. СИ системасида индукция вектори $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ бирлиги билан ўлчанади.

5-§. Электростатик майдон кучланганлигини ҳисоблаш

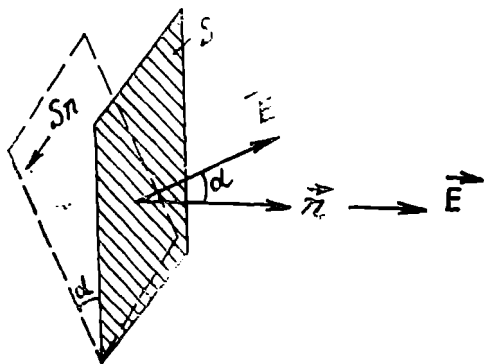
Электростатик майдонни майдон куч чизиқлари (кучланганлик чизиқлари, 7.3-расм) ёрдамида тасвирлаш мумкин. S — юздан тик ўтувчи куч чизиқлар сони N_E электростатик майдон кучланганлик вектори оқимига тенг бўлиб, умумий ҳолда

$$N_E = \int_S E_n dS \quad (7.11)$$

интеграл билан аниқланади, бу ерда E_n — \vec{E} векторининг \vec{n} нормалга проекцияси (7.6-расм). Агар майдон бир жинсли бўлса:

$$\begin{aligned} N_E &= ES \cos \alpha \quad \text{ёки} \quad N_E = E_n S, \\ &\quad \text{ёки} \quad N_E = E \cdot S_n, \end{aligned} \quad (7.11')$$

α — \vec{E} ва \vec{n} орасидаги бурчак.



7.6- расм

Ихтиёрый сондаги нуқтавий зарядлар системасидан чиқаётган кучланганлик вектори оқими Гаусс теоремаси ёрдамида топилади.

Фараз қиламиз, ичи бўш, радиуси r бўлган шарнинг марказида нуқтавий заряд жойлашган бўлсин. Юза сфера шаклида бўлганлиги сабабли $\cos \alpha = 1$ ва (7-11) формулага асосан:

$$N_E = Es \cos \alpha = E \cdot 4\pi r^2.$$

(7.4) формуладан E нинг қийматини қўйсақ:

$$N_E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (7.12)$$

Демак, ҳар битта нуқтавий заряддан $\frac{q}{\epsilon\epsilon_0}$ га тенг кучланган-

лик вектори оқими чиқади. Шу хулосани Остроградский $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ зарядлар системаси учун умумлаштирган ва натижада умумий ҳол учун Остроградский — Гаусс теоремаси кучга эга. Бу теоремага асосан ихтиёрый формага эга бўлган ёпиқ юздан чиқаётган кучланганлик векторининг тўла оқими шу юз ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндисининг абсолют диэлектрик сингдирувчига нисбатига тенг, яъни:

$$N_E = \frac{1}{\epsilon_a} \sum_{i=1}^n q_i$$

$\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$ — бўлганлиги учун:

$$N_E = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i. \quad (7.13)$$

Бу тенглама СИ системасида ёзилган. Индукция вектори \vec{D} нинг оқими учун СИ системасида (7.13) га аналогик равишда:

$$N_D = \int_S D_n \cdot dS \quad D_n = \epsilon\epsilon_0 E_n \quad (7.13)$$

бўлгани учун $N_D = \sum_{i=1}^n q_i$

кўринишда ёзиш мумкин.

Остроградский — Гаусс теоремаси фақат нуқтавий зарядлар, уларнинг системасига қўлланилибгина қолмай, балки ҳар қандай ўлчамли ва формадаги зарядлар кучланганлик оқимини ҳисоблашга ҳам қўлланилиши мумкин. Бу теоремани қўлланилишдан аввал зарядларнинг ҳажмий, сирт ва чиқиқли зичликлари ҳақидаги тушунчаларни киритамиз, чунки кўпгина амалий ҳолларда электр зарядлари ҳажмда, сиртда ва чексиз узунликка эга бўлган ингичка ўтказгичларда тақсимланган равишда учрайди.

Фараз қиламиз, ΔV ҳажмда Δq , заряд тақсимланган бўлсин. Заряднинг ҳажмий зичлиги ρ деб қуйидаги физик катталикка айтилади:

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= \frac{\Delta q}{\Delta V}, \quad \rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV}; \\ \rho &= \frac{dq}{dV}.\end{aligned}\tag{7.14}$$

Агар заряд ҳажмда текис тақсимланган бўлса

$$\rho = \frac{q}{V},\tag{7.14}$$

кўринишда ёзиш мумкин. СИ системасида заряд ҳажмий зичликнинг бирлиги $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^3}$.

Агар Δq заряд ΔS юза бўйича тақсимланган бўлса:

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{\Delta q}{\Delta S}; \quad \sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}; \\ \sigma &= \frac{dq}{dS}\end{aligned}\tag{7.15}$$

ёки заряд юза бўйича текис тақсимланган бўлса:

$$\sigma = \frac{q}{S}\tag{7.15'}$$

заряднинг юза бўлиғидаги зичлигининг, яъни заряднинг юза зичлигининг бирлиги СИ системасида $\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ га тенг. Худди шунга ўхшаш заряднинг жуда ингичка ўтказгичда (ишда) тақсимланиши, бинобарин:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_l &= \frac{\Delta q}{\Delta l}; \quad \rho_l = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl}, \\ \rho_l &= \frac{dq}{dl}\end{aligned}\tag{7.16}$$

кўринишда ёзиш мумкин. Агар заряд ингичка ўтказгичда бир жинсли тақсимланган бўлса:

$$\rho_l = \frac{q}{l}. \quad (7.16)$$

СИ системасида заряднинг чизиқли тақсимланиш чизиқли зичлик бирлиги Кл/м билан ўлчанади.

Остроградский — Гаусс теоремасига асосан, айрим ҳоллар учун электростатик майдон кучланганлигини ҳисоблаймиз.

1. Бир текисда заряднинг сферик юза ҳосил қиладиган электростатик кучланганлигини ҳисоблаш. Фараз қиламиз, заряд зичлиги $+\sigma$ радиуси R бўлган юзада текис тақсимланган (7.7-расм). Радиуси r бўлган сферик s юза ўтказамиз, бу юза зарядланган сферага симметрик бўлсин.

У ҳолда (7.11) формулага асосан:

$$N_E = \int_S E_n dS = E \cdot 4\pi r^2$$

Гаусс теоремасига асосан эса

$$N_E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}.$$

$r > R$ бўлганлиги учун шу иккала формуладан СИ системасида:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \quad (7.17)$$

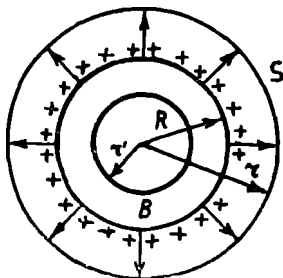
$$\text{СГС системасида эса: } E = \frac{q}{\epsilon r^2} \quad (7.17')$$

тенгламаларни ҳосил қиламиз.

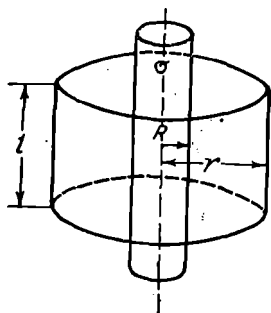
Шу формулаларга ўхшаш равишда радиуси R — бўлган сфера устида ётган нуқталар учун:

$$\left. \begin{aligned} \text{СИ системасида } E &= \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R^2}; \\ \text{СГС системасида } E &= \frac{q}{\epsilon R^2}. \end{aligned} \right\} \quad (7.18)$$

ифодаларни ёза оламиз. Агар B нуқта орқали радиуси r' бўлган сфера чизсак, $r' < R$ бўлиб, бу сфера ичида $\sum_{i=1}^n q_i =$



7.7-расм



7.8- расм

$= 0, N_E = 0$. Демак, ковак сфера ичида электростатик майдон кучланганлиги нолга тенг бўлар экан.

2) Чексиз узун бўлган ва бир текисда зарядланган цилиндрик юзанинг майдон кучланганлигини ҳисоблаш.

Фараз қиламиз, радиуси R бўлган цилиндр юзаси σ заряд билан зарядланган. Зарядланган цилиндрнинг ундан r масофадаги ($r > R$) майдон кучланганлигини топиш учун цилиндрга коаксиаль равишда, радиуси r ва узунлиги l бўлган иккинчи

цилиндрик сиртни чизамиз. (7.8-расм). Шу цилиндрнинг ён юзасидан ўтаётган кучланганлик вектори оқими:

$$N_E = \int_s E_n ds = E \cdot 2\pi r l.$$

Гаусс теоремасига асосан:

$$N_E = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \sigma 2\pi R l; \quad \text{чунки } \sigma \cdot 2\pi R l = q.$$

Бу тенгламаларни бир-бирига тенглаштириб майдон кучланганлиги учун қуйидаги ифодаларни оламиз:

$$\text{СИ системасида: } E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} \frac{R}{r},$$

$$\text{СГС системасида: } E = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \frac{R}{r}. \quad (7.19)$$

(7.16) формулага асосан, цилиндрдаги заряднинг чизиқли зичлиги:

$$\rho_l = \frac{q}{l} = \frac{\sigma 2\pi R l}{l} = \sigma \cdot 2\pi R,$$

бундан:

$$\sigma = \frac{\rho_l}{2\pi R}. \quad (7.19)$$

Бу формулани ҳисобга олиб (7.19) ифодаларни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\text{СИ системасида } E = \frac{\rho_l}{2\pi \epsilon \epsilon_0 r};$$

$$\text{СГС системасида } E = \frac{2\rho_l}{\epsilon r}. \quad (7.19)$$

3) Бир текисда зарядланган чексиз узунликка эга бўлган текисликда майдон кучланганлиги.

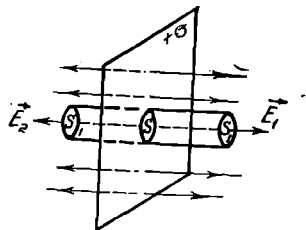
Фараз қиламизки, текислик чексиз узунликка эга, заряднинг юза зичлиги σ бўлсин. Симметрия қонунига асосан майдон шакла томонига ҳам бирдай тарқалган ($E_1 = E_2 = E$). Агар текислик ўртасидан цилиндр ўтказсак (7.9-расм) ва бу цилиндр майдонга нисбатан симметрик жойлашса, Остроградский — Гаусс теоремасини қўллаб

$$E_1 S_1 + E_2 S_2 = \frac{\sigma S}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (7.20)$$

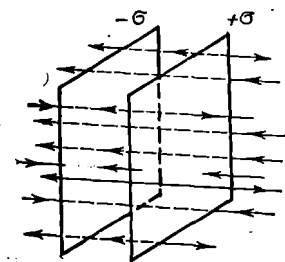
$E_1 = E_2 = E$ ва $S_1 = S_2 = S$ бўлганликлари учун, чексиз узунликка эга бўлган ва заряди бир текисликда тақсимланган текисликда электр майдон кучланиши:

$$\text{СИ системасида: } E = \frac{\sigma}{2 \epsilon \epsilon_0};$$

$$\text{СГС системасида: } E = \frac{2 \pi \sigma}{\epsilon}$$



7.9- расм



7.10- расм

ифодалар билан ёзилади.

Бу формулаларга нуқталар координаталарни кирмайди. Шу сабабли чексиз узун, бир текисда зарядланган жисмни электростатик майдони изотроп бўлиб, ихтиёрый нуқтада бу майдон кучланганлиги ҳам бир хил бўлади (яъни изотроп бўлади).

4) чексиз иккита узун, лекин бир-бирига параллел, зарядларнинг юза зичлиги бир текисда $+\sigma$ ва $-\sigma$ га тенг бўлган текисликларнинг электростатик майдонини ҳисоблаш ($|\sigma| = |-\sigma|$)

Бу масalani икки хил ишорали (лекин абсолют қийматлари тенг бўлган) зарядлар билан зарядланган текисликлар томонидан ҳосил қилинаётган майдонларни қўшиш билан ҳал қилинади. (7.10-расм). Текисликлар ҳосил қилаётган электростатик майдон кучланганлиги, шу текисликлар орасида СИ системасида қуйидагича топилади:

$$E = E_1 + E_2 = \frac{\sigma}{2 \epsilon \epsilon_0} + \frac{\sigma}{2 \epsilon \epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}; \quad (7.21)$$

$$E = \frac{4\pi}{\epsilon} \sigma \quad (7.21')$$

Иккала пластинкадан ташқарида майдон кучланганлиги $E = 0$, чунки майдон кучланганлиги векторлари, пластинкалардан ташқарида бир-бирига қарама-қарши йўналганлар ва бир-бирларини компенсация қиладилар.

7-§. Электр майдоннинг иши ва потенциали

Аввало электростатик майдонда Кулон кучининг бажарган ишини кўрайлик. Агар электростатик майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи бир нуқтасига синов заряди q_0 dr га кўчирилса, у ҳолда бажарилган иш:

$$dA = F dr \cos \alpha,$$

ифодаси билан ёзилади. Бунда F — Кулон кучи, dr — электростатик майдоннинг қаралаётган икки нуқтаси орасидаги масофа, α — куч вектори билан ҳаракат йўналиши (кўчиш \vec{dr}) орасидаги бурчак. Иш ташқи куч ҳисобига бажарилгани учун (чунки синовчи зарядни ташқи куч ҳаракатлантиради деб қаралади) бажарилган ишни $dA < 0$ деб оламиз. (Аксинча эса, $dA > 0$ бўлади). У ҳолда

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} F dr \cos \alpha; \quad (7.22)$$

яъни синовчи заряд q_0 ни $r = r_1$ нуқтадан $r = r_2$ нуқтага кўчириш учун бажарилган иш. Агар $F = q_0 E$ ва $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2}$ ларни ҳисобга олсак, $\alpha = 0$ учун (7.22)

формулани қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{aligned} - \int_{r_1}^{r_2} F dr &= - \int_{r_1}^{r_2} q_0 E dr = - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \\ &= - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \end{aligned}$$

Демак, q_0 — зарядни силжитувчи кучни электростатик майдонда бажарган иши:

$$A = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_r\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (7.22)'$$

Электростатик майдонда, ҳамма вақт заряднинг таъсир кучи электростатик майдон радиуси (куч чизиқлари) бўйича бўлиб, $\frac{dr}{r}$ ни интеграллашдан олинади. Шу сабабли q_0 — ҳар қандай мураккаб траектория бўйлаб ҳаракат қилмасин, барибир бажарилган иш r_1 ва r_2 нуқталар орасидаги энг қисқа масофа билан аниқланиб, йўлни формасига боғлиқ эмас, яъни

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} q_0 E dr. \quad (7.23)$$

Бажарилган иш A зарядларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг, яъни $A = -(W_1 - W_2)$.

Бу тенглама билан 7.22' таққосласак, $W_1 = \frac{qq_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_1}$ ва

$W_2 = \frac{qq_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r_2}$ га тенг. Демак, ўзаро таъсир потенциал

энергияси $W = \frac{q \cdot q_0}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r}$. Электростатик майдон потен-

циали ϕ — эса, синовчи q_0 заряднинг электростатик майдон ихтиёрый нуқтасидаги потенциал энергияси W нинг шу заряд миқдорига нисбати билан аниқланадиган физик катталикка айтилади, яъни:

$$\phi = \frac{W}{q_0} = \phi = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon r}. \quad (7.24)$$

Потенциал электростатик майдоннинг шу майдон потенциали аниқланаётган нуқтадаги энергетик хоссаларини характерлайди ва шу нуқтадаги бирлик мусбат заряднинг потенциал энергиясига тенг. Потенциал энергия синов зарядини (бирлик мусбат зарядини) чексизликдан майдонга киритиш учун сарф бўлган ишга тенг бўлиб, (7.22)' формулани $r_2 = \infty$ даги қийматини (7.24) га қўйиб q — нуқтавий заряд электростатик майдони потенциали учун:

$$\text{СИ системасида: } \phi = \frac{q}{4 \pi \epsilon \epsilon_0 r}; \quad (7.25)$$

$$\text{СГС системасида: } \phi = \frac{q}{e_r}$$

($r_1 = r$ деб олинган)

ифодаларни оламир. Агар электростатик майдон $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ нуқтавий зарядлар томонидан ҳосил қилинган бўлса, умумий потенциал шу зарядлар ҳосил қилган

$\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_n$ потенциалларнинг алгебраик йиғиндисига тенг. Яъни:

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \Phi_i; \quad (7.25)'$$

ёки

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \dots + \frac{q_n}{r_n} \right)$$

Агар электростатик майдон нуқтавий зарядлар диполи моменти ($p = ql$; p — диполь моменти, l — диполь елкаси) томонидан ҳосил қилинган бўлса, диполь марказидан r — масофада турувчи нуқтанинг потенциали:

$$\text{СИ системасида} \quad \Phi = \frac{p}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cos \alpha; \quad (7.25)''$$

$$\text{СГС системасида} \quad \Phi = \frac{p}{\epsilon r^2} \cos \alpha.$$

ифодалар билан ёзилади.

Биз кўрдикки, электростатик майдонда $A = \Delta W$. Шу сабабли (7-24) га асосан:

$$A_{1 \rightarrow 2} = (W_1 - W_2) = -q_0'(\Phi_1 - \Phi_2), \quad (7.26)$$

Φ_1, Φ_2 — $r = r_1$ ва $r = r_2$ нуқталардаги потенциал (7-26) формулани:

$$A_{2 \rightarrow 1} = W_2 - W_1 = q_0(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (7.26)'$$

кўринишда ёзиш мумкин. Демак, электростатик майдонда заряднинг бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчириш иши синов зарядни иккала нуқта потенциаллари фарқи кўпайтмасига тенг ва босиб ўтилган йўлнинг формасига боғлиқ эмас.

Агар электростатик майдоннинг барча нуқталарида потенциаллар қийматлари бир хил бўлсалар ($\Phi = \text{const}$), бу нуқталар ташкил этган сиртга эквипотенциал сирт (7.3-расм) дейилади. Эквипотенциал сирт бўйлаб бажарилган иш нолга тенг, яъни:

$$A_{1,2} = q_0(\Phi - \Phi) = 0$$

$$\text{ёки} \quad A_{1,2} = q_0 \int \vec{E} \cdot \vec{ds} = 0;$$

бундан:

$$\cos(\vec{E}, \vec{ds}) = 0, \quad (7.26)''$$

электростатик майдон куч чизиқлари, эквипотенциал сиртга перпендикуляр жойлашгандирлар (7.3-расмга қараймиз).

Фараз қиламиз синовчи заряд q_0 потенциали φ бўлган нуқтадан радиус-вектор бўйича (яъни электростатик майдон куч чизиғи бўйича) потенциали $\varphi + d\varphi$ нуқтага ҳаракатлансин. Бу ҳолда бажарилган иш:

$$dA = q_0[\varphi - (\varphi + d\varphi)] = -g_0 d\varphi = g_0 E dr, \quad (7-26)'''$$

dr — эквипотенциал сиртдан радиус-вектор бўйича чексиз кичик силжиш масофаси. (7-26)''' формуладан:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \quad \text{ёки} \quad \vec{E} = -\text{grad } \varphi; \quad (7-27)$$

Демак, электростатик майдон куч чизиғи вектори, сои жihatидан потенциалнинг градиентига тенг бўлиб, потенциал камайиши томонига йўналган.

Хусусий ҳолда, агарда бизга потенциаллари φ_1 ва φ_2 га тенг бўлган, бир-биридан $d = r_2 - r_1$ масофада жойлашган иккита параллел металл пластинка берилган бўлса, (7.27) формулага асосан:

$$E = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{r_2 - r_1} = \frac{V}{d}, \quad (7.27)'$$

$\varphi_2 - \varphi_1 = V$ — пластинкалар орасидаги потенциаллар фарқи ёки кучланиш дейилади.

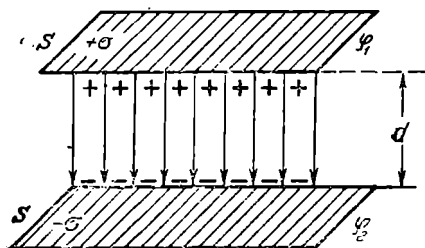
СИ системасида кучланиш

$1В = \frac{1 \text{ жоуль}}{1 \text{ Кл}}$, бирлиги билан ўлчанади. Электростатик майдон кучланганлиги (7-27)' га асосан СИ системасида $\frac{В}{м}$ билан ўлчанади,

8-§. Ўтказгичларнинг электр сифими

Электр сифими ўтказгичларнинг муҳим хусусиятларидан бўлиб, тажриба шуни кўрсатадики, ҳар хил ўтказгичлар уларга бир хил заряд миқдори берилганига қарамасдан ҳар хил потенциалга эга бўладилар.

Электр сифими ёки *сифим* деб, ўтказгичнинг потенциални бир бирликка ошириш учун зарур бўлган заряд миқдорига айтилади, яъни $C = \frac{q}{\varphi}$. Бу ерда q — ўтказгичга берилган заряд, φ — унинг потенциали. Демак, ўтказгичлар бир-биридан электр сифимлари билан фарқ қиладилар. Улар-



7.11- расм

нинг сифими шаклига, уларни ўраб турган муҳитга боғлиқ. Тажрибалар шуни кўрсатадики, агар ўтказгичлар ўзаро яқинлаштирилса, уларнинг умумий сифими кескин ортади. Агар ўтказгичлар орасига диэлектрик муҳит киритилса, ўтказгичлар системасининг сифими янада ортади. Бу

принцип ўтказгичлардан конденсатор ясашда ишлатилади.

Конденсатор деб, қопламалари деб аталадиган чексиз бир-бирига чексиз яқин жойлаштирилган ва диэлектрик муҳит билан ажратилган ўтказгичлар системасига айтилади.

Фараз қиламиз, икки параллел юзалари $S_1 = S_2 = S$ бўлган металл пластинка шаклидаги ўтказгичлар nisбий диэлектрик сингдирувчанлик коэффициенти ϵ бўлган диэлектрик муҳит билан бир-биридан изоляция қилинган (7.11-расм) бўлсин. Зарядларнинг юза зичликлари $+\sigma$ ва $-\sigma$, потенциаллари ϕ_1 ва ϕ_2 бўлсин. (7.27') формуладан:

$$V = E d. \quad (7-28)$$

Икки параллел пластинка орасидаги майдон кучланганлиги (7.21) формулага асосан:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0}; \quad \sigma = \frac{q}{s}$$

эканини ҳисобга олиб, (7-28) формулани

$$V = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0 s/d}, \quad (7-28')$$

кўринишда ёза оламиз. Демак, параллел пластинкалар орасидаги кучланиш зарядга тўғри пропорционал экан, у ҳолда (7-28') формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$q = CV, \quad (7-29)$$

бунда C — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, СИ системасида ясси конденсатор сифимини кўрсатади:

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 s}{d}. \quad (7.30)$$

(7.27) формулага асосан:

$$C = \frac{q}{V}. \quad (7-29')$$

Шу формулага асосан конденсаторнинг электр сифими ўтказгичдаги заряд миқдорини, шу заряд таъсирида ҳосил бўлган потенциаллар фарқи — кучланишга нисбати билан ўлчанар экан.

(7-30) формулага асосан ясси конденсаторнинг сифими пластинкалар юзи, улар орасидаги масофага ва диэлектрик муҳитнинг сингдирувчанлигига боғлиқ. Ҳар қандай алоҳида олинган ўтказгич ҳам электр сифимига эга. Масалан, радиуси R бўлган ва диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ га тенг бўлган муҳитда жойлашган металл сферанинг электр сифими:

$$\text{СИ системасида } C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi \epsilon_0 \epsilon R \quad (7.29'')$$

$$\text{СГС системасида } C = \epsilon R.$$

Агар $\epsilon = 1$ бўлса, СГС системасидаги сифим:

$$C = R.$$

Демак, СГС системасида ҳар қандай конденсатор сифими сантиметр узунлик бирлиги билан ўлчанади. СГС системасида сифим бирлиги қилиб вакуумда жойлашган ($\epsilon = 1$) радиуси 1 см бўлган шарнинг сифими қабул қилинган.

СИ системасида электр сифими бирлиги қилиб 1 фарада (1 Ф) қабул қилинган; (7.29') га асосан:

$$1\text{Ф} = \frac{1\text{ Кл}}{1\text{ В}} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 300\text{ СГС}}{1} = 9 \cdot 10^{11}\text{ СГС}_c = 9 \cdot 10^{11}\text{ см}.$$

Бу жуда катта бирлик, чунки Ернинг радиуси $R \approx 6,371 \cdot 10^8$ см. Шу сабабли электротехника, радиотехникада микрофарада (10^{-6} Ф), пикафарада (10^{-12} ф) каби бирликлар ишлатилади. (7.29'') формуладан

$$R = 9 \cdot 10^9 \text{ м деб олиб } \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$$

эканлигини топамиз.

Конденсаторлар конструкцияларига кўра ясси, цилиндрик, сферик формаларда бўлиб, диэлектрик муҳит материалларига қараб ҳар хил: қоғозли, слюдали, керамикали, электролитли ва ҳоказо турлари мавжуд. Улар радио ва электротехникада кенг ишлатилади. Айниқса ҳозирги замон техникасида микроминиатюра (жажжи) сопол (керамикали) конденсаторлар кичик ўлчамли ва катта сифимга эга бўлганликлари учун кенг қўлланилмоқда.

Конденсаторлар электр занжирида параллел ва кетма-кет уланиши мумкин. Фараз қилайлик, сифимлари $C_1, C_2 \dots$

C_n бўлган конденсаторлар ўзаро параллел улансин. Уларнинг умумий сифими:

$$C = \sum_{\kappa=1}^n C_{\kappa}; \quad (7.30)$$

кетма-кет улансалар:

$$\frac{1}{C} = \sum_{\kappa=1}^n \frac{1}{C_{\kappa}}. \quad (7.30')$$

Демак, сифимни ошириш учун конденсаторлар батареясини параллел улаш керак. Аксинча ҳолда эса уларни кетма-кет улаш керак экан.

9- §. Электростатик майдон энергияси

Фараз қилайлик, ўтказгич q зарядга эга бўлсин. заряд миқдорини dq га ошириш учун, маълум иш бажаришимиз керак. Бу иш:

$$dA = \varphi \cdot dq \quad (7.31)$$

$\varphi = \frac{q}{C}$ — бўлганликлари учун:

$$dA = \frac{q}{C} dq \quad (7.31 \text{ а})$$

Аксинча, dq — зарядни шу ўтказгичдан чексизликка олиб бориш учун электростатик майдон ҳам маълум иш бажариши керак. Демак, ўтказгичнинг заряди dq га ошганда, унинг потенциал энергияси ҳам шу миқдорга ошади, яъни

$$dW = dA = \frac{q}{C} dq; \quad (7.31 \text{ б})$$

$$W = \int_0^q \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C}, \quad (7.31 \text{ в})$$

ёки $\varphi = \frac{q}{C}$ ифодани қўллаб (7.31 в) формулани

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}; \quad W = C \varphi^2 / 2; \quad W = \frac{1}{2} q \varphi, \quad (7.31 \text{ г})$$

кўринишда ёза оламиз. Табиийки, бу формулаларда q — ўтказгичдаги заряд миқдори, C — ўтказгич сифими.

Агар $q_1, q_2, q_3 \dots q_k$ нуқтавий зарядлар системаси берилган бўлса, бу зарядлар системаси ҳосил қилган электростатик майдон энергияси:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{n=k-1} q_n \varphi_n, \quad (7.32)$$

бунда φ_n , $(k-1)$ зарядлар томонидан ҳосил қилинган майдон потенциалли.

Ҳар қандай формага эга бўлган зарядланган конденсаторнинг ($V = \Delta\varphi = \frac{q}{C}$ бўлганлиги учун) электростатик майдон энергияси:

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}, \quad W = \frac{1}{2} C V^2, \quad W = \frac{1}{2} q V. \quad (7.33)$$

Электростатик майдон энергиясининг зичлиги ω , V ҳажм бирлигига тўғри келган потенциал энергия W билан ўлчанадиган физик катталиқ бўлиб,

$$\omega = \frac{W}{V}; \quad (7.33 \text{ а})$$

СИ системасида бирлиги — $\frac{\text{жоуль}}{\text{м}^3}$.

Яъни конденсаторда майдон бир жинсли бўлгани учун, шу конденсатор ичидаги майдоннинг энергия зичлиги, $W = \frac{1}{2} CV^2$, $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$, $E = \frac{V}{d}$ катталиқларни ҳисобга олиб, ан қласак:

$$W = \frac{1}{2} \epsilon\epsilon_0 E^2 \text{ бўлади,}$$

ёки $D = \epsilon\epsilon_0 E$ бўлганлиги учун (7.33 б)

$$W = \frac{1}{2} ED = \frac{D^2}{2\epsilon\epsilon_0}.$$

Демак, бир жинсли электростатик майдон энергиясининг зичлиги электростатик майдон кучланиши E ёки шу майдон индукцияси D билан аниқланади. (7.33 б) формула СИ системаси учун ёзилган. СГС системасида эса:

$$W = \frac{ED}{8\pi} = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}. \quad (7.33 \text{ в})$$

Одатда, иккита зарядланган макроскопик жисмлар бир-биринга яқинлашса, ўзаро электростатик таъсир кучи ҳосил бўлади. Бу куч нуқтавий зарядлар ўзаро таъсир кучидан фарқ қилиб, *пондеромотор* (лотинча «Pondrs» — оғирлик, «Madr» — ҳаракат) куч дейилади. Мисалан, ясси конденсатор пластинкалари худди шундай куч билан ўзаро таъсир қилади. Агар ясси конденсатор пластинкасининг юзи S бўлса, пластинкалар орасидаги пондеромотор куч:

$$\text{СИ системасида: } F = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} S;$$

$$\text{СГС системасида: } F = \frac{eE^2}{8\pi} S. \quad (7.34)$$

8- б.б. ЎЗГАРМАС ТОК

1- §. Ўзгармас электр токи

Электр токи деб зарядланган заррачаларнинг маълум йўналишдаги тартибли ҳаракатига айтилади. Электр токи *ўтказиш токи*, *конвекцион ток* ва *вакуумдаги тоқлардан* иборат бўлади.

— *Ўтказиш токи* деб, қўзғалмас макроскопик жисм ичида зарядланган микрозаррачалар ҳаракати натижасида ҳосил бўлган токка айтилади:

— *конвекцион ток* деб, зарядланган макрожисмлар ҳаракати натижасида ҳосил бўлган токка айтилади;

— *вакуумдаги ток* деб, вакуумда зарядланган заррачалар (электрон, ион ва ҳ. к.) ҳаракати натижасида ҳосил бўлган токка айтилади.

Ток кучи деб, вақт бирлиги ичида ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзи S дан ўтувчи электр заряд миқдори билан ўлчанадиган скаляр катталиқка айтилади, яъни:

$$i = \frac{dq}{dt}. \quad (8.1)$$

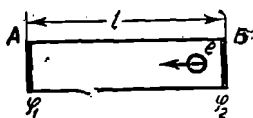
Агар ҳар қандай тенг вақт бирлиги ичида юзадан ўтувчи токнинг йўналиши ва миқдори ўзгармаса, бундай ток ўзгармас ток деб аталиб, у

$$I = \frac{q}{t} \quad (8.1a)$$

формула билан аниқланади.

Электр тоқининг ўтказгич кўндаланг кесими бўйича тақсимланиши ток зичлиги деб аталади ва қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$j = \frac{di}{dS}, \quad (8.1 б)$$



8.1- расм

агар ток ўзгармас бўлса, унинг зичлиги

$$j = \frac{l}{S} = \frac{q}{St}. \quad (8.1 в)$$

Ток кучи ампер билан ифодаланиб: $1 \text{ A} = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ с}}$.

Фараз қиламиз, A ва B ўтказгичлар φ_1 ва φ_2 потенциаллар билан зарядланиб, $\varphi_1 > \varphi_2$ бўлсин. Агар шу ўтказгичларни узунлиги l — бўлган стержень формадаги учинчи ўтказгич билан бирлаштирсак, шу ўтказгичдан (8.1- расм) электронларни B дан A га силжиши юз беради ва бу силжиши $\varphi_1 = \varphi_2$ бўлгунча давом этади. Сўнгра ток ўтиши тугайди. Маълум вақтда l ўтказгичдан электр тоқи ўтиб туриши учун A ўтказгичдан B га электронларни «тўртиб» олиб берадиган «асбоб» керак. Бу «асбоб» ток манбаи бўлиб, электронларга электр хоссасига эга бўлмаган «чет» куч билан таъсир этиши керак.

Шундай қилиб, агар электр занжирида ўтказгич ва ток манбаи бўлиб, занжир берк бўлса, чет кучлари томонидан бажарилган иш ($A_{\text{ч}}$) электр майдонга қарши манба ичида бажарилган иш ($A_{\text{м}}$) билан, шу манба ичидаги муҳитни қаршилигини енгиш учун бажарилган иш (A') лар йиғиндисига тенг, яъни:

$$A_{\text{ч}} = A_{\text{м}} + A'. \quad (8.2)$$

Ток манбаининг электр юритувчи кучи (ЭЮК) бирлик мусбат зарядни бутун занжир бўйича кўчиришда бажарилган иш бўлиб,

$$\mathcal{E} = \frac{A_{\text{ч}}}{q} = \frac{A_{\text{м}} + A'}{q} \quad (8.3)$$

га тенг,

бунда $A_{\text{м}} = q (\varphi_1 - \varphi_2)$ бўлиб, манбанинг электр майдонида q зарядни кўчиришда бажарилган ишга тенг эди.

Агар манбанинг қутблари очиқ (узилган) бўлса,

$$A' = 0, \quad \mathcal{E} = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (8.3'')$$

Электр манбаи ЭЮК агар ток манбаи занжирдан узилган бўлса, манба қутблари орасидаги потенциаллар фарқига боғлиқ.

2- §. Ом қонуни

Тажрибалар шуни кўрсатадики, кўпчилик ўтказгичлар учун ток зичлиги билан электр майдони орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$A' = 0, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (8.4)$$

σ — солиштирма электр ўтказувчанлик бўлиб, $\sigma = en\mu$; e — электрон заряди, n — эркин электронлар концентрацияси, μ — электронларнинг ташқи электр майдони таъсири остидаги ҳаракатчанлиги ($\mu = \frac{\vec{v}}{\vec{E}}$; \vec{v} — электронларнинг таш-

қи майдон таъсирида олган тезлиги). Электр майдони кучли бўлмаганда j билан E ўртасида чизиқли боғланиш ўринли бўлади.

Қўндаланг кесими S бўлган тўғри чизиқли ўтказгич учун электр токи:

$$I = jS = \sigma S E; \quad E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta r} \frac{V}{l} \text{ десак,}$$

$$I = \frac{\sigma S V}{l} \text{ бўлади.}$$

Солиштирма қаршилик $\rho = \frac{1}{\sigma}$ бўлгани туфайли:

$$I = \frac{S}{\rho l} U; \quad (8.4')$$

$\frac{S}{\rho l}$ — катталиқ ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигини ифодалайди, бунга қарама-қарши катталиқ $\frac{\rho l}{S}$ — ўтказгичнинг қаршилигини беради, яъни:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (8.4'')$$

Агар ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги $\rho = \text{const}$ бўлса, яъни ўтказгич бир жинсли бўлса, ўтказгичнинг қарши-

лиги унинг узунлигига тўғри пропорционал, кўндаланг кесимига тескари пропорционал бўлади. СИ системасида ўтказгичларнинг электр қаршилиги Ом билан ўлчанади.

(8.4') ва (8.4'') формулалардан:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (8.5)$$

ифодани ёзиш мумкин. Бу ифода занжирнинг бир қисми учун Ом қонунини ифодалайди.

Демак, занжирнинг бир қисмидан ўтаётган ток, шу занжир қисмидаги кучланишига тўғри пропорционал, занжирнинг қаршилигига тескари пропорционал экан.

Агар берк занжир учун Ом қонунини олсак, занжир ёпиқ бўлгани учун занжирнинг тўла қаршилиги R_T занжирнинг ташқи қисми қаршилиги R билан манба қаршилиги r лар йиғиндисига тенг, яъни: $R_T = R + r$ ва манбанинг Э.О.К \mathcal{E} бўлганлиги учун:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \quad (8.5')$$

Демак, ёпиқ занжирда электр токининг кучи ташқи ва ички қаршиликларнинг йиғиндисига тескари пропорционал ва манбанинг электр юритувчи кучига тўғри пропорционал экан.

Занжирнинг бир қисми учун ва бутун занжир учун Ом қонунидан фойдаланиб: занжирнинг Э.О.К ни ўлчаш мумкин. (8.5) ва (8.5') формулаларни бир-бирига тенглаштириб,

$$V = \mathcal{E} \frac{1}{1 + \frac{r}{R}}, \quad (8.5)$$

ифодани оламиз. Фараз қиламиз, $R = \infty$ (бу ҳол манба занжирдан узилганда кучга эга). У ҳолда $V = \mathcal{E}$ яъни 1- § даги баён қилинган хулосага келамиз: манба клеммалари орасидаги кучланиш ток манбанинг электр юритувчи кучига боғлиқ.

3- §. Жоуль-Ленц қонуни

Бу қонун инглиз физиги Ж. П. Жоуль (1841 й) ва рус физиги Э. Х. Ленц (1842 й) томонидан бир-биридан бехабар равишда кашф қилинган.

Фараз қиламиз, ўтказгич охирида (8.1- расм) потенциал φ_1 , φ_2 ва $\varphi_1 > \varphi_2$. У ҳолда шу ўтказгичда q зарядни

В дан A га олиб келиш учун ($U = \varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$ бўлганда)

$$A = q (\varphi_1 - \varphi_2) = q U \quad (8.6)$$

иш бажарилади. Токнинг таърифидан $q = It$ эканлигини ва молекуляр физикадаги $A = Q$ тенгликни назарда тутиб (8.6) формулани

$$Q = A = I U t, \quad (8.7)$$

кўринишда ёза оламиз. Бу қонунга Жоуль-Ленц қонуни дейилади.

Ом қонунини ҳисобга олиб, Жоуль-Ленц қонунини қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$Q = I U t = I^2 R t = \frac{U^2 t}{R}. \quad (8.7')$$

СИ системасида иш ва иссиқлик Жоуль билан ўлчанади. Агар иссиқлик калория билан ўлчаб, ток, қаршилиқ, кучланишларни СИ системасида олсак, Жоуль—Ленц қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$Q = 0,24 I U t = 0,24 I^2 R t = 0,24 \frac{U^2}{R} t. \quad (8.7'')$$

Ўтказгичдан электр токи ўтганда иссиқлик ажралиб чиқиш механизминини қуйидагича тушунтирсак бўлади: электрон ташқи электр майдон таъсири остида ҳаракатланганда ўтказгич материали таркибига кирувчи аралашмалар, дефектлар ва ўтказгич атомлари билан тўқнашиб, ўзининг кинетик энергиясини бир қисмини уларга беради. Натижада ўтказгич заррачаларининг тебранма ҳаракати ортади ва ўтказгич исийди, ички ўтказгичда иссиқлик ажралади.

Жоуль—Ленц қонунини бошқача кўринишда ёзилишини кўрайлик. Фараз қиламиз, ўтказгичдан электр токи ўтганда вақт бирлигида ҳажм бирлиги ичида ажралиб чиққан иссиқлик энергияси:

$$W_0 = \frac{Q}{S l t}, \quad (8.8)$$

бунда l — ўтказгичнинг узунлиги; S — ўтказгичнинг қўндаланг кесими юзаси.

$Q = I^2 R t$, $R = \rho \frac{l}{S}$; $j = \frac{I}{S}$, $\rho = \frac{1}{\sigma}$ — ифодаларни ҳисобга олиб (8.8) формулани

$$W_0 = \sigma E^2, \quad (8.8')$$

кўринишда ёза оламиз. Бу формула Жоуль-Ленц қонунини дифференциал шаклида ёзилиши бўлиб, ўтказгичда электр токи ўтганда иссиқлик энергиясининг зичлиги электр майдони кучланишининг квадратиغا тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади.

Токнинг қуввати

$$N = \frac{A}{t} = IU = I^2R, \quad N = \frac{U^2}{R}, \quad (8.9)$$

формуллари билан ифодаланиб: СИ системасида қувватнинг бирлиги $1 \text{ ватт} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ В} = 1 \text{ Вт}$.

4-§. Қаршиликларни улаш. Кирхгоф қондалари

Қаршиликлар электр занжирига кетма-кет ва параллел уланади. Агар аввалги қаршиликнинг охири билан кейинги қаршиликнинг боши уланса (8.2-расм), бундай улаш қаршиликларни *кетма-кет* улаш дейилади.

$R_1, R_2, R_3, \dots, R_n$ кетма-кет уланган қаршиликлар йиғиндисини, шу қаршиликдан ташкил топган занжирнинг умумий қаршилиги R га тенг.

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_{i=1}^n R_i. \quad (8.10)$$

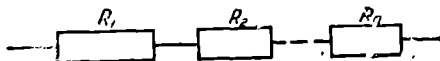
Агар қаршиликларнинг боши бир тугунга, охири иккинчи тугунга уланса, бундай улаш *параллел* улаш дейилади (8.3-расм).

Параллел уланган қаршиликлар ва ўтказувчанликларнинг математик ифодаси:

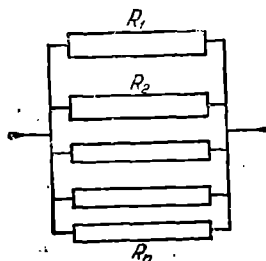
$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}, \quad (8.10)$$

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_n = \sum_{i=1}^n \gamma_i. \quad (8.10)$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \dots$ — қаршиликларга мос келган участкаларнинг электр ўтказувчанликлари.



8.2- расм



8.3- расм

ЭОК ва ички қаршиликлар кетма-кет уланганда улар қуйидаги қиймагларга эга бўлади:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 + \dots + \mathcal{E}_n = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i \quad (8.11)$$

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^n r_i \quad (8.11')$$

Немис олими Г. Р. Кирхгоф, 1847 йилда тармоқланувчи электр занжирини ҳисоблашнинг элементар қоидаларини яратди. Бу қоидаларни баён қилишдан аввал занжирнинг тугуни, тармоқлардан иборат бўлган контур, тармоқ деган тушунчаларни таърифлаймиз. Икки ва ундан ортиқ ўтказгич туташадиган нуқта электр занжирининг *туғуни* дейилади. Ёпиқ электр занжирига, шу занжирнинг *контури* дейилади. Қўшни тугунлар орасидаги участкага *тармоқ* дейилади.

Кирхгофнинг биринчи қоидаси. Агар тугунча келадиган тоқларни мусбат, чақадиган тоқларни манфий деб ҳисобласак, тугунда учрашувчи тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг, яъни:

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0, \quad (8.12)$$

ўз навбатида бу қоида заряд сақланиш қонунини ҳам ифода қилади.

Кирхгофнинг иккинчи қоидаси. Ёпиқ электр занжирини контурида ҳар бир тармоқ ток ва қаршиликлар кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси, шу контурдаги электр юритувчи кучларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i + \sum_{i=1}^n I_i r_i = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i. \quad (8.12')$$

Бу контурни ҳисоблашда маълум йўналишни *мусбат*, маълум йўналишни *манфий* деб қабул қилиш керак. (Масалан, соат стрелкаси бўйича мусбат аксинча — манфий). Агар ҳисоблаш натижасида ток манфий чиқиб қолса, демак, ток йўналиши ҳисоблаш йўналишига тескари экан.

Кирхгоф қоидалари ва уларнинг татбиқи умумий электротехника курсида муфассал қараб чиқилади. Шу сабабли, биз бу тушунчаларни умумий тарзда баён қилиш билан чегараландик.

5-§. Металл электр ўтказувчанлигининг элементар классик электрон назарияси

Металларда электр токини нима ташийди, нима ўтказди? — деган саволлар қадим замонлардан бери кўп одамларни қизиқтириб келган. 1901 йилда Рикке металл ўтказгичдан бир йил давомида $3,5 \cdot 10^6$ кулон заряд ўтганда унинг массаси ўзгармаганлигини аниқлади ва металларда электр токини ташувчилар атомлар эмас, балки — 1897 йилда Томсон томонидан кашф этилган электронлар бўлиши керак, деган хулосага келди.

Голландиялик назарийчи физик Х. А. Лорентц «эркин» электронлар тасаввуридан фойдаланиб металларда электр ўтказувчанликни тушунтириш учун, металларда «электрон газ» моделини киритади ва бу «электрон газ» да электронлар узлуксиз ҳаракатда бўлади, деб фараз қилади. «Электрон газ» даги электронлар, Лорентц гипотезасига асосан, электронлар учун кўпроқ бир-бирлари билан эмас, балки металлардаги кристалл панжара билан ўзаро таъсир юз бериб панжара ва электронлар ўртасида термодинамик мувозанат юзага келади. Натижада электронлар маълум иссиқлик тезлигига эга бўлиб, 300° К температурада (нормал шароитда), $v_0 \sim 10^6$ м/с бўлади.

Электронларни ионлар билан ўртача тўқнашув вақти

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{v_0},$$

бу ерда: $\bar{\lambda}$ —электронларнинг ўртача эркин югуриш йўли, $\bar{\tau}$ ни аниқлашда электронларнинг ионлар билан эластик бўлмаган тўқнашувни кўзда тутилади.

Агар металлга ташқи электр майдон кучланганлиги E таъсир этса, электронга $F=eE$ куч таъсир этиб, бу куч электронга Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан $a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}$ тезланиш беради.

Электр майдон кучланганлиги таъсири остида электроннинг ўртача тезлиги $\bar{v} = \frac{a\tau}{2}$ га тенг, агар v_0 « \bar{v} » деб, (8.13) формула ва келтирилган мулоҳазаларни ҳисобга олсак:

$$\bar{v} = \frac{a\tau}{2} = \frac{eE\tau}{2m} = \frac{eE\bar{\lambda}}{2mv_0}. \quad (8.13')$$

Ток зичлиги 2-§ даги мулоҳазаларга асосан:

$$j = en\bar{v}. \quad (8.14)$$

(8.13') формуладан \bar{v} ни қийматини (8.14) формулага қўйсак:

$$j = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m\nu_0} E = \sigma E \quad (8.14')$$

Бу формуладан кўришиб турибдики, солиштирма электр ўтказувчанлик:

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m\nu_0}. \quad (8.15)$$

(8.14') формула Ом қонунини Друдэ—Лорентц назариясидаги дифференциал формада ёзилиши, (8.15) эса солиштирма электр ўтказувчанликнинг дифференциал формада ифодаланishiдир. Демак, (8.15) кўришиб турибдики, модданинг электр ўтказувчанлиги ундаги эркин электронлар концентрациясига боғлиқ экан.

1853 йилда Видеман ва Франц ўз тажрибалари билан металлларнинг солиштирма иссиқлик ўтказувчанлиги χ ни, уларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги σ га нисбати бир хил температурада абсолют температурасигина боғлиқ деган хулосага келдилар, яъни:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (8.16)$$

Бу ерда k —больцман доимийси ва e —электроннинг заряди. Бу формула «электрон газ» тасаввуридан келтириб чиқарилган бўлиб Видеман—Франц қонунини ифодалайди. Агар $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К, $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кулон қийматларни (15.6) формулага қўйсак:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 2,23 \cdot 10^{-8} T \quad (8.16')$$

кўринишдаги нисбатни оламиз. Бу қонун кўпчилик металллар учун $100 \div 400^\circ\text{K}$ температура интервалида кучга эга. Лекин паст температураларда айрим металллар учун, масалан, бу қонун тўла бажарилмайди. Бериллий, марганец металлари учун бу қонун умуман бажарилмайди. Бундай аниқмасликнинг сабаби шундан иборатки, Лорентц модели қаттиқ жисмлардаги кўчиш ҳодисаларининг айрим томонларини тўла тушунтира олмайди. Бу мураккабликни қаттиқ жисмлар квант электрон назариясигина тушунтира олади.

Металлар электр ўтказувчанлигининг классик назария-

сига асосан Жоуль-Ленц қонунини ҳам дифференциал формада ёзиш қийин эмас.

Фараз қиламиз, электрон ташқи электр майдон таъсирида ҳаракатлансин. Агар электрон ҳаракатини эркин югуриш масофаси λ оралиғида қаралса, электроннинг энергияси эркин югуриш охирида $\frac{m}{2} (v_0 + v_{\max})^2 = \frac{mv_{\max}^2}{2}$ ва эркин югуриш бошида $\frac{mv_0^2}{2}$ бўлса, электрон кинетик энергиясининг ўзгаришини қуйидагича ёза оламиз ($v_{\max} \gg v_0$):

$$\Delta W = \frac{m}{2} \left(2v_0 v_{\max} + \frac{v_{\max}^2}{2} \right) = \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (8.17)$$

бу ерда v_0 —электроннинг иссиқлик ҳаракати ўртача тезлиги, v_{\max} — ташқи майдон таъсири остида электроннинг олган максимал тезлиги. Агар v_0 ва v_{\max} йўналишлари бир чизиқда ётса, $2v_0 v_{\max} = 0$. Электронларнинг ортиқча энергияси кристалл панжарага берилади. Вақт бирлиги ичидаги тўла энергия:

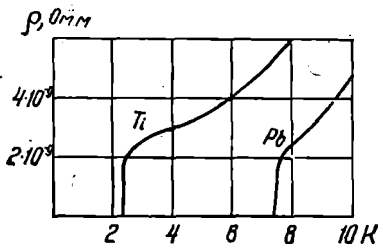
$$W_T = \frac{n\Delta W}{t} = \frac{nv_0}{\lambda} \cdot \frac{m}{2} \frac{e^2 \lambda^2 E^2}{m^2 v_0^2}; \quad \sigma = \frac{ne^2 \lambda}{2mv_0} \text{ бўлгани учун}$$

$$W_T = W_0 = \sigma E^2. \quad (8.17')$$

Бу формула 3-§ даги (8.8') формулага мос келиб, бу ҳам (8.8') каби Жоуль—Ленц қонунининг дифференциал формада ёзилишидир.

6-§. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси

Жуда паст температураларда ($\sim 0,5 - 8 \text{ K}$) айрим металл ва қотишмаларнинг электр қаршиликлари жуда пасайиб кетади, ҳатто қаршилик тамомила йўқолади. Бу ҳодисани биринчи марта голланд физиги Гэйк Камерлинг—Оннес 1911 йилда симоб билан ўтказган тажрибада кашф этди. Бу ҳодиса олимлар томонида чуқур ўрганилиб, кейинги вақтларда қўрғошин, рух, қалай, алюминий ва бошқа 29 металлда кузатилди. 8.4-расмда титан ва қўрғошин паст температурада солиш-



8.4- расм

тирма қаршилик нолга тенг бўлиб қолишини тажрибада олинган графиги келтирилган.

Электр ўтказишнинг электрон назариясига асосан идеал кристалл панжарада электрон қаршиликсиз ҳаракат қилади, яъни қаршилик $R = 0$ бўлади.

Лекин идеал кристалл панжарани ўзи табиатда учрамайди. Реал кристалл панжараларда албатта бошқа элементлар аралашмалари, структура дефектлари, атом ёки ионларнинг тебраниши мавжуд. Ана шу факторлар ҳисобига температура қанчалик паст бўлмасин, унда албатта қаршилик мавжуд бўлади. Бу масалани Маттсен татқиқ қилиб, солиштирма қаршиликнинг температурага боғлиқлигини

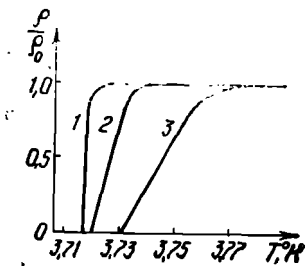
$$\rho(T) = \rho_{\text{қолдиқ}} + \rho_{\text{ил}} \quad (8.18)$$

кўринишдаги мураккаб функциядан иборатлигини кўрсатди. Бу формула $\rho_{\text{қолдиқ}}$ — аралашмалар ва структура дефектига боғлиқ бўлган, $\rho_{\text{ил}}$ — фақат атомларнинг иссиқлик тебранишига боғлиқ бўлган солиштирма қаршилик. (8.18) формуладан кўриниб турибдики, агар температура ҳар қанча паст бўлса ҳам, ρ қолдиқ нолга тенг бўлмайди. Айрим соф металллар учун паст температураларда $\rho(T)$ нинг қиймати уй температурасидаги қаршиликдан ўн минг, юз минг марта камайиб кетиши кузатилади, лекин $\rho(T) = 0$ қийматни олиб бўлмайди.

Кристалл панжаранинг мунтазамлиги, софлиги ўта ўтказувчанлик процессига анча таъсир кўрсатади. Масалан, 8.5-расмда монокристалл қалай (1), поликристалл қалай (2), аралашмаси бўлган поликристалл қалай (3) учун исбий солиштирма қаршиликларнинг температурага боғлиқлик графикалари келтирилган.

Ўта ўтказувчи материаллар маълум критик $T_{\text{кр}}$ температурага эга. Ана шу критик температурадан пастроқ температурада ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилади. Шу кунгача маълум бўлган 29 ўта ўтказувчан материаллар учун критик температура маълум. Масалан, алюминий учун — 1,2 К, бериллий учун — 8 К, индий учун — 3,4 К, қалай учун — 3,73 К ва ҳ.к.

Америка физиги Матиас ўта ўтказувчан материалларнинг хусусиятларини ўрганиб, кўпроқ қуйидаги металллар ўта ўтказувчанликка мойил экани, деган хулосага келди:



8.5- расм

1) агар уларнинг валент электронлари 2 тадан 8 тагача бўлса, қотишмалар учун валент электронлари 3, 5, 7 бўлиши керак;

2) агар валент электронлар сони бир хил бўлса, ўта ўтказувчанлик металл кристалл панжарасининг типига боғлиқ;

3) атомлар массаси камайган сари, $T_{кр}$ камайиб боради.

Ўта ўтказувчанлик ҳодисасини ташқи физик факторлар: механик босим, электр ва магнит майдонларига ва бошқа таъсирларга боғлиқлиги ҳам ўрганилган.

Бундан ташқари металллар ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтса, уларнинг физик хоссалари ҳам ўзгаради (масалан, иссиқлик ўтказиш коэффициенти ва ҳ.к.).

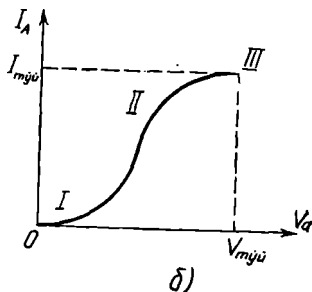
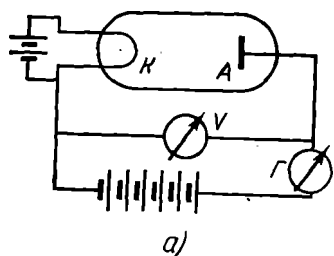
Ўта ўтказувчанлик эффектини тушунтириш назарияси билан совет олимлари Л. Д. Ландау, Н. Н. Боголюбов, чет эл олими Д. Бардин ва Л. Куперлар шуғулландилар. Ўта ўтказувчанлик ҳолатида электронлар «жуфт» лашиб қоладилар, яъни бир-бирлари билан фононлар (кристалл панжара тебраниш кванти) алмашуви натижасида жуда кичик куч билан ўзаро тортишади. Бу электрон «жуфтлари» Купер электрон жуфтлари деб аталади. Бунинг натижасида электронлар кристалл панжарада «ўта оқувчан» ҳолатига келади.

Физикада «ўта оқувчан» ҳолати билан «ўта ўтказиш» ҳолати орасида чуқур ўхшашлик мавжуд бўлиб, электронлар паст температураларда айрим металлларда қаршиликсиз ҳаракат қилади. «Ўта оқувчан» ҳолати суюлтирилган гелий элементида кузатилиб, гелий молекулалари орасида ёпишқоқлик умуман кузатилмайди ва капилляр найчалардан умуман ишқаланишсиз оқади.

7- §. Термоэлектрон эмиссия

Чўлангирилган жисмлардан электронлар учиб чиқиши ҳодисаси *термоэлектрон эмиссия* дейилади.

Металллардаги эркин электронлар хаотик ҳаракати натижасида, бу электронларнинг айримларини кинетик энергияси, электронларнинг металлдан чиқиш ишидан каттароқ бўлади ва улар металлдан вакуумга чиқиб кетади. Натижада металл маълум миқдорда мусбат зарядланади ва ўзига эмиссия натижасида чиқиб кетаётган электронларни торта бошлайди. Шундай қилиб, бир томондан электронлар металлдан эмиссияланиб чиқса, иккинчи томондан бу электронларни маълум қисми шу металл атрофида ушланиб қолади ва электрон булутини ҳосил қилади. Агар металлнинг температураси кўта-



8.6- расм

рилса табиийки, эмиссияланган электронлар сони, металлга қайтувчи электронлар сонидан катта бўлади. Ўзгармас температурада вақт бирлигида металлдан ажралиб чиқаётган электронлар сони шу металлга қайтиб келаётган электронлар сонига тенг бўлади.

Термоэлектрон ҳодисани тажрибада кузатишнинг электр схемаси 8.6-расмда кўрсатилган. 8.6-а расмда кўрсатилганидек, агар қиздирилган металл вакуум трубкасининг катода сифатида схемага уланса, анодда кучланиш ортиши билан электр занжирда эмиссия токи ҳосил бўлиб, ортиб боради ва бу ток кучланишнинг бирор қийматида тўйинади. Тўйинган эмиссия токининг катталиги Ричардсон — Дэшман формуласи билан аниқланади:

$$J_{\text{тўй}} = S(1 - \bar{r}) BT^2 e^{-\frac{A}{kT}} \quad (8.19)$$

бу ерда: \bar{r} — эмиттер — вакуум чегарасидан электронлар қайтиши ўртача коэффициенти, $B = 120,4 \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}^2}$ бўлиб

Ричардсон доимийси деб аталади, S — металл — эмиттернинг юзи, A — электронларнинг металлдан чиқиш иши, k — Больцман доимийси, e — натурал логарифмнинг асоси.

Агар катод қийин эрийдиган металлдан (масалан, вольфрамдан) ясалган бўлса, тўйиниш токи I_T ни олиш учун эмиттерни 2500 — 2600 К гача қиздириш керак бўлади.

Анод токининг анод кучланишига боғлиқлик функцияси:

$$I = f(U_a),$$

у термоэлектрон эмиссия электр схемасининг (биз кўраётган ҳолда диоднинг) вольт-ампер характеристикаси (ВАХ) дейилади (8.6-б расм), ВАХ графигидан кўриниб турибдики, ка-

тоддан анодга йўналган электронлар ҳосил қилган термо-электрон ток Ом қонунига бўйсунмайди. Агар ток ва кучланиш боғланишини

$$I = \alpha_0 U_a^\alpha$$

кўринишда аппроксимация қилсак ($\alpha_0 \sim \frac{1}{R}$ га боғлиқ пропорционаллик коэффициент, α — кўрсаткич даражаси), 8.6-б расмдан кўриниб турибдики, I участкада $\alpha < 1$, II участкада $\alpha > 1$, III участкада $\alpha < 1$.

Ток билан кучланишнинг II участкадаги боғлиқлигини

$$I = \alpha_0 U_a^{3/2} \quad (8.20)$$

кўринишга эга эканлигини Богуславский ва Ленгмюр тажрибада аниқладилар. Бу кўриниш «3/2» қонуни ҳам деб юритилади.

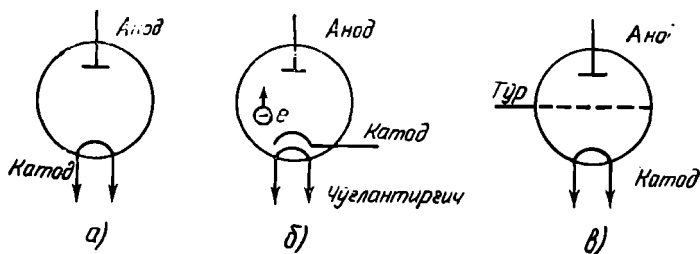
Катод ва анод орасидаги ток Ом қонунига бўйсунмаслигини катод атрофида манфий электрон «булут» ҳосил бўлиши билан тушунтириш мумкин.

Электрон эмиссия ҳодисаси электрон-вакуум лампалар яшаш, уларнинг физик параметрларини таҳлил қилишда ишлатилади. Электрон вакуум лампалар (бу лампаларда вакуум $10^{-6} + 10^{-9}$ мм сим. уст. га тенг) қуйидаги мақсадлар учун қўлланилади:

1) ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантириш, яъни тўғрилагич сифатида;

2) ҳар хил частотали электр тебранишларни кучайтириш, уларни ҳосил қилишда.

Икки электродли лампалар диод. уч электродли, тўрт ва беш электродли лампалар мос равишда, триод, тетрад ва пентод дейилади. 8.7-а, б расмларда диодлар, 8.7-в расмда триодларнинг символик схемалари келтирилган. Ўзгарувчан



8.7- расм

тоқ тўғрилагичи сифатида ишлатилган диод кенотрон деб аталади.

Диод икки хил бўлади: бевосита чўғланувчи катодли диод (8.7-а расм). билвосита чўғланувчи катодли диод (8.7-б расм). Триодда катод билан анод оралиғига учинчи электрод — тўр жойлаштирилган (8.7-в расм), шу электрод ёрдамида анод токини бошқариш мумкин. Шу сабабли бу электрод «бошқарувчи» тўр дейилади. Бу тўрда кучланишнинг озгина ўзгариши, анод токнинг кескин ўзгаришига олиб келади. Агар «бошқарувчи» тўрда кучланиш нолга тенг бўлса, триод диодга айланади.

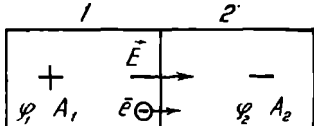
Электрон-вакуум лампалар, айниқса триод радиотехникада ва алоқа техникасида электр тебранишларини кучайтириш, сўнмас тебранишлар олиш учун кенг қўлланилади. Охири вақтларда электрон-вакуум лампалар ўрнини ярим ўтказгичли диод, триодлар олмақдалар. Бу асбоблар мустақкамлиги, миттилиги ва бошқа ноб хусусиятлари билан ҳозирги замон радиоэлектроникасида кенг ўрин олган.

Шуни алоҳида қайд этиш керакки, 1 — 2% торий элементи аралашмасини вольфрам электродга киритиш ёки металл оксидларидан ва барийли қотишмалардан катод сифатида фойдаланиш термоэлектр токнинг кескин оширилишига ва уларнинг ишчи температурасини пасайтиришга олиб келди. Шу сабабли электрон-вакуум лампалар ва электрон асбоблар ясаида бундай катодлардан кенг фойдаланилмоқда.

8-§. Контакт потенциаллар фарқи

Турли металллар (ёки ярим ўтказгичлар) металллар билан ярим ўтказгич ёки диэлектриклар бир-бирига тегиши ёки контактда бўлиши натижасида ҳосил бўлган потенциаллар айирмасига контакт потенциаллар фарқи дейилади. Биз металллар орасида ҳосил бўладиган потенциаллар фарқини кўрамиз. Турли металллардан қилинган ва бир-бири билан ўзаро контактда бўлган икки пластинка температурасини орттирсак, бу ҳолда контакт потенциаллар фарқи ҳам ошади. Температура кўтарилганда эркин электронларнинг ҳаракат тезлиги ортгани туфайли шундай бўлади. Ҳажм бирлигидаги электронлар зичлиги, яъни концентрацияси катта бўлган металлдаги электронлар концентрацияси кам бўлган иккинчи металлга кўпроқ ўта бошлайди, бунинг оқибатида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Электрон металллар чиқиб кетиши учун у ўзини металлга тортувчи кучларга қарши иш бажариши керак.

Бу ишга чиқиш иши дейилади. Чиқиш иши электрон вольт (эВ) билан ўлчанади. Бир электрон-вольт, электронни электр майдон потенциаллар фарқи 1эВ бўлган икки нуқтаси орасида кўчиришда бажариладиган ишга тенг.



8.8- расм

Электрон заряди $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулон бўлгани учун $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot \text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$. Чиқиш иши A металлларнинг хусусиятларида боғлиқ бўлиб, ҳар хил металлларда ҳар хил бўлади. Масалан, сезий учун $A = 1,87\text{эВ}$ вольт-фрам учун $A = 4,53\text{эВ}$ ва ҳ. к.

Чиқиш ишлари A_1 ва A_2 бўлган иккита металлда ҳосил бўладиган потенциаллар фарқини кўрайлик. Бу ерда $A_1 < A_2$ бўлсин (8.8-расм). Металлларнинг бир-бирига тегишиш сирти орқали эркин электронларнинг биринчи металлдан иккинчи металлга кўчиши содир бўлади, бунинг натижасида биринчи металл мусбат, иккинчи металл манфий зарядланиб қолади. Бунда ҳосил бўладиган потенциаллар айирмаси $\varphi_1 - \varphi_2$ га тенг бўлган электр майдонни вужудга келтиради.

Бу электр майдон электронларнинг бундан кейинги кўчишини қийинлаштиради ва электронларни контакт потенциаллари айирмаси ҳисобига кўчириш иши чиқиш ишлари айирмасига тенглашганда электронларнинг биринчи металлдан иккинчи металлга кўчиши тўхтайд.

Бу ҳолда:

$$q(\varphi_1 - \varphi_2) = A_2 - A_1 = \Delta A_1,$$

ёки

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\Delta A_1}{q}. \quad (8.21)$$

Энди электронлар чиқиш ишлари бир хил ($A_1 = A_2$) бўлган, аммо эркин электронлар концентрацияси ҳар хил бўлган ($n_2 < n_1$) металллар контактини кўриб чиқайлик. Агар $n_2 < n_1$ бўлса, эркин электронларнинг биринчи металлдан иккинчи металлга ортиқча ўтиши (диффузияси) бошланади. Натижада биринчи металл мусбат, иккинчиси манфий зарядланиб, улар орасида яна ($\varphi_1 - \varphi_2$) потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Унинг қиймати эркин электронлар концентрацияси ва температурага боғлиқ бўлиб,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (8.22)$$

шаклда ёзилади. (8.21) ва (8.22) формулаларни ҳисобга олиб, эркин электронлар концентрацияси ва чиқиш ишлари ҳар хил бўлган металлларнинг контакт потенциаллари фарқи учун

$$\Delta \varphi = \frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (8.23)$$

формулани ёза оламиз. Бу формуладан Вольтанинг биринчи қонунини келиб чиқади. Бу қонунга асосан, контакт потенциаллар фарқи металлларнинг характеристикаси бўлмиш — чиқиш иши, эркин электронлар концентрацияси ва температурага боғлиқ.

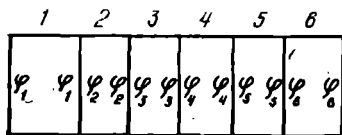
Фараз қиламиз, бир неча (конкрет ҳолда 6 та) металл кетма-кет равишда бир-бирлари билан контактда бўлсин (8.9-рasm). Бу металлларнинг чиқиш ишлари бир-бирларига тенг бўлмасин. Вольтанинг иккинчи қонунига асосан, улар ўртасида ҳосил бўладиган потенциаллар фарқи икки чеккадаги 1 ва 6 металллар ҳосил қилган потенциаллар айирмасига тенг, яъни:

$$(\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_4) + (\varphi_4 - \varphi_5) + (\varphi_5 - \varphi_6) = (\varphi_1 - \varphi_6). \quad (8.24)$$

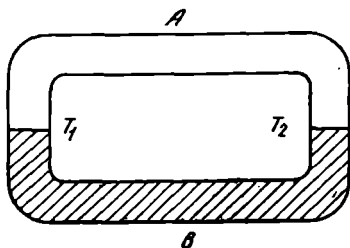
Фараз қилайлик, А ва В металллар берилган бўлиб, бу металлларнинг контактларида T_1 ва T_2 температуралар (8.10-рasm) ҳар хил бўлса, бу металллар орасида ҳосил бўлган ЭЮК катталиги ($T_2 > T_1$) бўлса:

$$\epsilon = \epsilon_0 (T_2 - T_1) \quad (8.25)$$

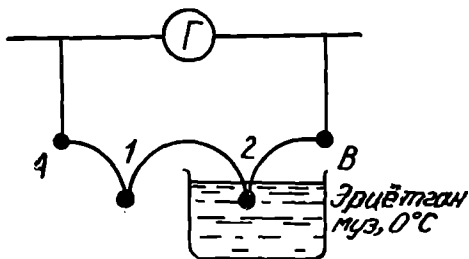
формула билан ифодаланади. Бу формуладан кўриниб турибдики, иккала металл контактга келтирилганда, контактларда ҳосил бўлган термоэлектр юритувчи куч (термо-ЭЮК)



8.9- рasm



8.10- рasm



8.11- расм

шу контактлардаги температуралар фарқига тўғри пропорционал, (8.25) формулада

$$\varepsilon_0 = \frac{k}{l} \ln \frac{n_1}{n_2}$$

бўлиб, солиштирма термо-ЭЮК дейилади ва $\frac{\text{вольт}}{\text{кельвин}}$ бирлиги билан ўлчанади. Ҳар хил металллар жуфти, яъни контакти учун солиштирма термо-ЭЮК қиймати ҳар хил бўлади. Масалан, мис — платина учун $43 \frac{\text{мкВ}}{\text{К}}$, никель — платина учун $11 \frac{\text{мкВ}}{\text{К}}$, кумуш — платина учун $12 \frac{\text{мкВ}}{\text{К}}$ ва ҳ. к.

(8.25) формуладан термопаралар ёрдамида температураларни аниқлаш мақсадида фойдаланилади. Сдатда, икки хил ўтказгичдан иборат бўлган қурилмага термопара дейилади (8.11- расм). Термопарада иккита туташган кавшарланган нуқталар бор (1 ва 2; 8.11-расмда). Агар шулардан бири, температураси маълум бўлса, объектда (масалан, эриётган музда) бўлса, иккинчи объектни температурасини (8.25)-дан топиш мумкин.

Агар бир неча термопараларни кетма-кет уласак, термобатарея, бир неча термобатареяларни бирлаштирсак — термоэлектрогенератор ҳосил қилиш мумкин. Термоэлектрогенераторларни яшаш ва улардан фан ва техникада фойдаланиш илмий-тадқиқот ишлари билан академик А. Ф. Иоффе шуғулланган. Ярим ўтказгич материаллардан фойдаланиб ясалган термоэлектрогенераторларнинг фойдали иш коэффициенти (13 — 15) % га тенг. Металллардан ясалган термоэлектрогенераторларни фойдали иш коэффициенти 5 % дан ошмайди. Термоэлектрогенераторлар қуёш ва бошқа иссиқлик энергияларини электр энергиясига айлантиришда кенг ишлатилмоқда.

Металларда, ярим ўтказгичларда иссиқлик таъсири остида электр ҳодисаси, электр таъсирида иссиқлик ҳодисалари ҳосил бўлиши мумкин. Бундай ҳодисаларга термоэлектрик ҳодисалар ёки термоэлектрик эффектлар дейилади. Бу ҳодисаларга Зеебек, Пельтье ва Томсон эффектлари киради.

Зеебек эффекти. 1821 йилда Зеебек берк занжирни ташкил этган икки хил металлнинг 1 ва 2 кавшарланган қисмларини турли температурада ушлаб турилса, занжир бўйлаб электр токи оқишини қайд қилди (8. 12-расм). Кавшарланган нуқталардаги температуралар фарқининг ишораси ўзгартирилса, ток йўналиши ҳам ўзгаради. Термо-ЭЮК ҳосил бўлишининг сабаби шуки, кавшарланган турли металлларнинг қизиган учидagi юқори энергияли электронлар концентрацияси совуқ учига нисбатан кўпроқ бўлади ва тез электронларнинг иссиқлик учидан совуқ учига қараб диффузион оқими вужудга келади, ўтказгичларнинг иссиқ учлари яқинида эса электронларни камайиш ҳисобига улар мусбат зарядланади. Совуқ учлари манфий зарядланади, натижада ўтказгичларнинг учларида потенциаллар фарқи вужудга келади. Бу эффект (8.25) формула билан ифодаланади:

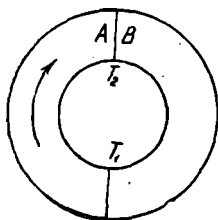
$$\epsilon = \epsilon_0(T_2 - T_1).$$

ϵ_0 биз юқорида (бундан аввалги параграфда) айтганимиздек, солиштирма термо-ЭЮК бўлиб, бу фзқат ўтказгичнинг материалигагина эмас, балки температурга ҳам боғлиқдир.

Пельтье эффекти. 1834 йилда Пельтье томонидан кашф қилинган бу эффект қуйидагича таърифланади: турли металл ёки ярим ўтказгичлар контактларидан электр токи ўтса, токнинг йўналишига боғлиқ равишда шу контактда иссиқлик ёки ютилади, ёки ажралади. Бу иссиқлик миқдори

$$Q = \Pi I, \quad (8-26)$$

формуласи билан ифодаланади. Бу формулада Π — Пельтье коэффициенти, I — ток кучи, t — ток ўтган вақт. Пельтье ҳодисаси қуйидагича тушунтирилади. Агар заряд ташувчилар икки металл контактидан ўтиб, кичик энергияли (чиқиш иши нисбатан катта) металлга тушса, ортиқча энергияни кристалл панжарага беради, натижада контакт қизийди — иссиқлик ажралади. Акс ҳолда энергия ютилади.



8.12- расм

Пельтье ҳодисаларидан фойдаланиб, хоналарни иситиш ёки совитиш мумкин.

Томсон эффекти. Термодинамик мулоҳазалар асосида Томсон 1856 йилда узунлиги бўйича температура градиенти бўлган ўтказгичдан ток ўтганда Пельтье иссиқлигига ўхшаш иссиқлик ажралиши ва ёки ютилиши кераклигини айтди. Бу эффект тажрибада тасдиқланиб, Томсон эффекти номини олган. Бу эффектнинг математик ифодаси

$$Q_m = K_m(T_2 - T_1)It \quad (8-27)$$

кўринишга эга бўлиб, бунда K_m — Томсон коэффициенти, материалнинг табиатига боғлиқ.

10-§. Газларда электр токи

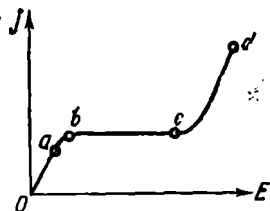
Нормал шароитда газлар яхши изоляторлардир. Агар бирор ташқи физик таъсир натижасида, (ультрабинафша нурлар рентген нурлари, қиздириш ва ҳ.к.) газларни ионлаштирсак, улар электр токини ўтказувчи муҳитда айланиб қолади. Қосмик нурлари, γ -нурлари ҳам газларни яхши ионлаштирадilar. Газларнинг электр ўзгарувчанлиги *муस्ताқил* ва *номуस्ताқил* бўлади. Ташқи ионизаторлар ёрдамида содир бўладиган электр ўтказувчанликка *номуस्ताқил электр ўтказувчанлик* дейилади. Агар электр ўтказувчанлик ионизаторларсиз, фақат ташқи электр майдон таъсири остида рўй берса, бундай электр ўтказувчанликка *муस्ताқил ўтказувчанлик* дейилади.

Агар ионизатор ёрдамида газ ионлаштирилса, ионлашишга қарама-қарши ўлароқ, рекомбинация ҳодисаси ҳам рўй беради, бу ҳодисанинг кинетикасини қуйидаги оддий формула билан ифодалаш мумкин (манфий ионлар учун):

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = g_i - \frac{\Delta N}{\tau}, \quad (8.28)$$

бу ерда $\frac{\Delta N}{\Delta t}$ — вақт бирлиги ичида ионлар сони ўзгариши,

g_i — ионизаторнинг ионлаштириш фактори, $\frac{\Delta N}{\tau}$ — эркин ионлар рекомбинацияси тезлиги τ — ионларнинг эркин яшаш вақти. Агар ҳосил бўлаётган ионлар сони ΔN рекомбинация бўлаётган ионлар сонига тенг бўлса, бу ҳолда $\Delta N = \gamma n_0^2$ бўлиб, динамик мувозанат вужудга келади, бу ерда n_0 манфий (ва мусбат) ионлар сони, γ — рекомбинация коэффициенти.



8.13- расм

Газларда электр токи деганда, уларда ҳосил қилинган мусбат (ва манфий) ионлар ҳамда электронларнинг батартиб ҳаракати тушунилади. Манфий ва мусбат ионлар ҳаракатчанлиги тушунчасини киритамиз, бу катгалик μ_- — ва μ_+ ҳарфлари билан белгиланиб, қуйидагича ифодаланади:

$$\mu_- = \frac{v_-}{E}; \quad \mu_+ = \frac{v_+}{E}; \quad (8.29)$$

v_+ , v_- мусбат ва манфий ионлар тезликлари. Ҳосил бўлган ионлар токи

$$J = J_+ + J_- = en_0(\mu_+ + \mu_-)E \quad (8.30)$$

га тенг бўлиб, бу эса газларда электр токи учун Ом қонунининг дифференциал формасидир. Бу қонун, ток зичлиги кам бўлган ҳолларда кучга эга. Агар $en_0(\mu_+ + \mu_-) = \sigma$ деб олсак, (8.30) формула

$$J = \sigma E \quad (8.30')$$

кўринишга эга бўлади. Агар электр майдоннинг қиймати ошиб борса, электр токини ўтказувчи газ учун Ом қонуни бажарилмай қолади (8-13- расм). Расмда: Oa — участкада Ом қонуни бажарилади, ab — қисмида Ом қонунидан оғиш кузатилиб, bc — участкада ток тўйинади. cd — участкада ток кескин ортиб кетади, бу участкада электр майдон таъсири остида катта тезлик олган электронлар бошқа ионларга урилиб, уларни ҳам ионлаштиради. Натижада электр токи кескин ортиб кетади.

11- §. Суюқликларда электр токи

Субда қатор кислоталар, ишқорлар ва тузларнинг ионларга ажралишига электролитик диссоциация ҳодисаси дейилади. Бу ҳодиса натижасида эритмалар электр токини ўтказувчи эритмага айланиб қолади ва бундай эритмаларга электролитлар дейилади. Эрувчи модданинг эриш даражаси α :

$$\alpha = \frac{n_0}{N}, \quad (8.31)$$

n_0 — ионларга ажралган молекулалар сони, N — эритмага киритилган молекулалар сони. Демак, $\alpha = 0$ дан 1 гача қийматига эга бўлади.

Электролитларда ток зичлиги формуласи:

$$j = qn_0(\mu_+ + \mu_-)E \quad (8.32)$$

кўринишда ёзилади. Бунда q — ионнинг заряди, μ_+ , μ_- — мусбат ва манфий ионлар ҳаракатчанлиги E ташқи электр майдон кучланганлиги (8.32) формулада (8.30) формулага таққослаб ёзилди.

Электролитлардан электр токи ўтганда мусбат ионлар катодга, манфий ионлар анодга тўплана бошлайди. Шу сабабли мусбат ионларни катионлар, манфий ионларни анионлар деб аталади. Агар катион ва анионлар концентрациялари катта бўлса, булар ўзаро рекомбинациялашади. Бу ҳодиса молекулаларни тикланишидан иборат бўлиб, молизация ҳодисаси дейилади.

Катион ва анионлар электродларга тўпланганда электролиз ҳодисаси юз беради, яъни электродларда модда тўплана бошлайди. Бу ҳодисани бизга ўрта мактаб программасидан маълум бўлган Фарадей қонунлари билан тушунтирилади. *Фарадейнинг I қонуни*. Электролиз вақтида электродларда ажралиб чиққан модда миқдори электролиг орқали ўтган заряд миқдорига тўғри пропорционал, яъни

$$m = kq, \quad (8.33)$$

бу ерда k — модданинг электрохимиявий эквиваленти дейилади. Агар $q = I \cdot t$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$m = kIt \quad (8.33')$$

бўлади. *Фарадейнинг II қонуни*: Модданинг электрохимиявий эквиваленти унинг химиявий эквивалентига пропорционалдир, яъни

$$k \sim \frac{A}{n} \quad \text{ва} \quad k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}. \quad (8.34)$$

Бу ерда A — модданинг атом массаси, n — валентлиги ва F — Фарадей сони бўлиб, $9,65 \cdot 10^4$ Кл/моль га тенг.

Электролитларда содир бўладиган электрохимиявий процесслар электрохимия саноати тараққиётида муҳим роль ўйнади. Албатта, электрохимия биринчи гальваник элементлар (ўтган асрда) ясалиши билан тараққий қила бошлади. Лекин бизнинг давримизда электрохимия тараққиёти, сув ости флоти, ракета техникаси, радиотехника каби муҳим соҳаларни тараққий қилдиришда алоҳида роль ўйнамоқда.

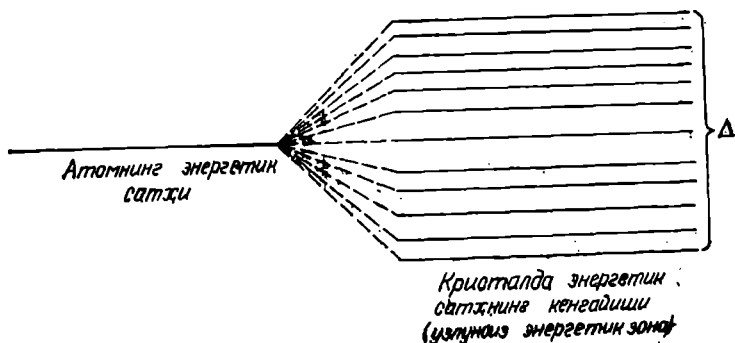
Қосмик кемалардаги ток манбалари электрохимиявий процессларга асосланган. Электрохимия саноати мис, кадмий, хром, кобальт, водород, фтор ва ҳ. к. лар каби соф элементларни олишда, машина деталларига коррозияга қарши қатламлар киритишда кенг ишлатилмоқда.

12- §. Ярим ўтказгичлар

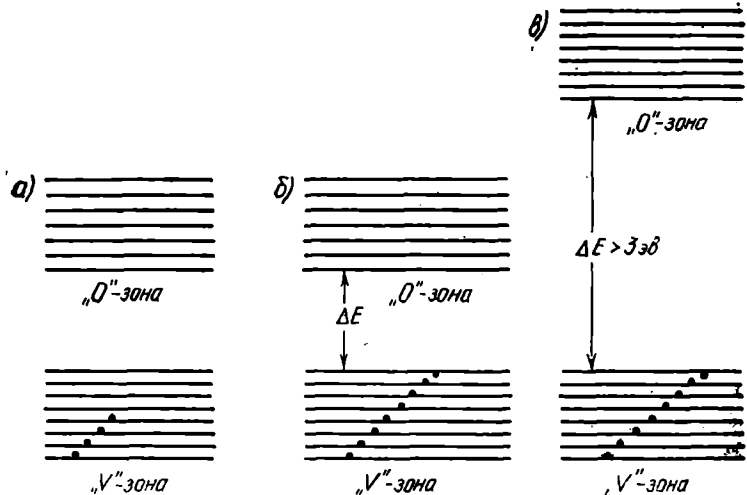
Ўзларининг электр ўтказувчанлик хоссаларига қараб қаттиқ жисмлар металлларга (ўтказгичларга), ярим ўтказгичларга ва диэлектриклар (изоляторлар) га бўлинади. Ўтказгичлар ярим ўтказгичлар ва диэлектрикларнинг электр ўтказувчанликларини қиёсий таққослаш учун электронларнинг кристаллардаги энергетик сатҳини тасаввур қила билиш зарур.

Кристаллар (қаттиқ жисмлар) атомларнинг маълум қонуният билан бир-бирларига яқин жойлашувидан ҳосил бўлади. Атомлардан ташкил топган кристаллар ҳосил бўлгандан сўнг квант механикаси тасаввурларига асосан, атомнинг дискрет энергетик сатҳлари, бир-бири билан чаплашиб маълум энергетик зонага айланади (8.14- расм). Шундай қилиб, қаттиқ жисмларда биз узлуксиз энергетик зоналар билан иш кўрамиз.

Металлар энергетик зоналари («V»- зона) электронлар билан тўла банд қилинмаган бўлади (8.15- а расм) ва уларга ташқаридан кучсиз электр майдон таъсир этса, электронлар юқорида жойлашган узлуксиз бўш ўтказувчанлик зоналарига ўтиб олиб, маълум йўналишда ҳаракат қилади ва электр токи ҳосил бўлади. Сабаби металлларда валент ва ўт-



8.14- расм



8.15- расм

казувчанлик энергетик зоналар бир-бирлари билан «чаплашиб» узлуксиз зона ҳосил қилган бўлади.

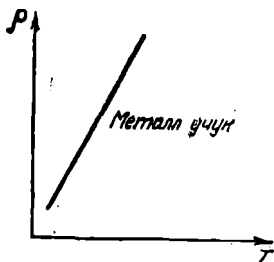
Ярим ўтказгичларда эса валент зона электронлар билан тўлган бўлиб, агар электронлар ўтказувчанлик зонасига («0» зонага) ўтмаса, улар эркин бўлмайди (8.15- б расм). Бу зона «V»- зонадан $\Delta E \sim 0,1 \div 2,5$ эВ энергетик масофада жойлашган бўлади, бунда ΔE — тақиқланган зонанинг эни (эВ). Агар электронлар «V»- зонадан «0»- зонага ўтмаса, ташқи электр майдон таъсир этгани билан ток ҳосил бўлмайди. Ярим ўтказгичда электр токи ҳосил бўлиши учун, маълум ташқи фактор (температура, ёруғлик ва ҳ.к.) ёрдамида электронлар «V»- зонадан «0»- зонага ўтган бўлиши керак.

Кўриниб турибдики, ярим ўтказгичларнинг металлдан фарқи, уларнинг электр ўтказувчанлигини ташқи физик таъсирларга кучли боғлиқлигидадир.

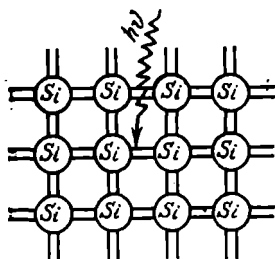
Диэлектрик (изолятор) ларда эса ўтказувчанлик зонаси билан валент зонаси орасидаги энергетик масофа энг камда $\Delta E = 3$ эВ ва ундан ҳам кўпроқ бўлиб, умуман эркин электронлар бўлмайди (8.15- в расм). Ташқи физик таъсирлар (температура, ёруғлик ва ҳ. к.) эркин электронлар ҳосил қилганларида ҳам, бу электронларнинг эркин яшаш виқги жуда кичик бўлиб, улар электр токи ўтказишда деярли қатнашмайди.



8.16- расм



8.17- расм



8.18- расм

Ярим ўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги $\sim 10^{-6} \div 10^8$ Ом \cdot м орасида бўлиб, температура ортиши билан экспоненциал қонун яъни:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (8.34)$$

қонуният билан камаяди (8.16-расм); ΔE тақиқланган зона эни ортади ва бу ҳодиса ҳар хил ярим ўтказгичлар учун ҳар хил бўлади. k —Больцман доимийси, T —абсолют температура.

Металларда эса температура ортиши билан солиштирма қаршилиқ ортар эди (8.17-расм), яъни:

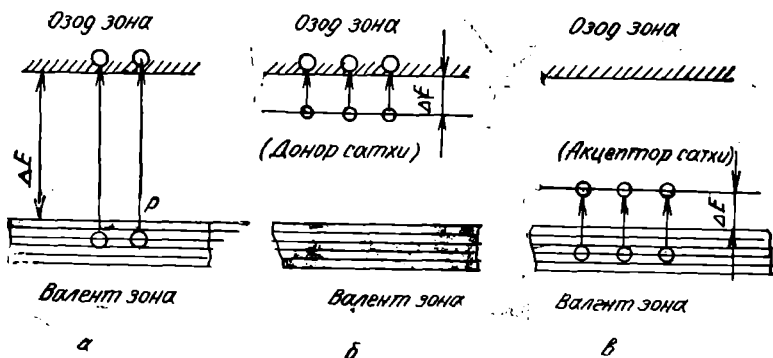
$$\rho = \rho_0 \alpha T, \quad (8.33)$$

бунда ρ_0 — $T = 273^\circ K$ даги солиштирма қаршилиқ α — қаршилиқнинг термик коэффиценти, T — абсолют температура.

Ярим ўтказгичларга асосан кристалл структурага эга бўлган жуда кўп қаттиқ жисмлар киради. Ярим ўтказгичлар атомар (германий, кремний, теллур, селен ва ҳ. к.) шаклида ва химиявий бирлашмалар шаклида (сульфидлар, селенидлар ва ҳ. к.) учрайди.

Германий ва кремний ярим ўтказгич материалларини олсак, бу элементлар атомлари ташқи валент орбиталарида тўрттадан электронларга эга бўлиб, Менделеев даврий системасининг IV группасида жойлашган. Масалан, германий атомларини бир-бири билан ўзаро боғлиқлигини текисликда қуйидагича тасаввур қилиш мумкин (8.18-расм).

Агар модданинг атомлари ҳамма валент электронлари билан боғланган бўлса, бу модда (диэлектрик) изолятор



8.19- расм

бўлади. Агар шу ярим ўтказгични қиздирсак ёки ёруғлик кванти $h\nu$ билан таъсир этсак, электронлар атомлардан ўзаро алоқасини узиб, эркин электронларга айланиши мумкин. Ана шу алоқани (боғланишини) узиш учун сарфланган энергия тақиқланган зона энергияси ΔE га тенг. Бу энергия уй температурасида германий учун $\Delta E \approx 0,74$ эВ, кремний учун эса $1,09$ эВ га тенг.

Биз 8.18- расмда химиявий «соф» германий элементи-нинг схематик кўринишини келтирдик. Шу сабабли, агар ташқи таъсир натижасида эркин электронлар n (n —лотинча «negative» — манфий сўзини бош ҳарфи) ва мусбат «тешик» p (p —лотинча «positive» — мусбат сўзини бош ҳарфи) ҳосил бўлиб ташқи электр майдон таъсири остида «хусусий» электр ўтказиш (нуқсонсиз ёки аралашмасиз электр ўтказувчанлик) ҳосил бўлиб (8.19- *a* расм) «хусусий» ўтказувчанлик натижасида ҳосил бўлган ток зичлиги:

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p) E, \quad (8.34)$$

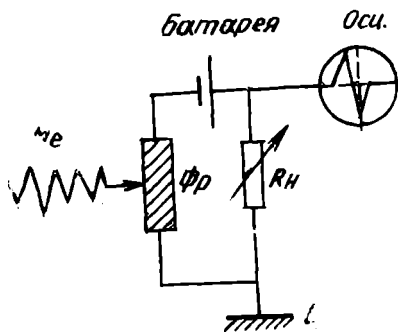
бу формулада e — электроннинг заряди; n , p — эркин электронлар ва «тешиклар» концентрацияси; μ_n , μ_p — эркин электронлар ва «тешиклар» ҳаракатчанлиги.

8.18- расмда келтирилган схематик кўринишда, схема четларида бўш валентликлар бор. Булар ярим ўтказгич юзида энергетик сатҳларни беради ва шу сабабли ярим ўтказгич юзи электр активлик хусусиятига эга. Ярим ўтказгичлар юзларида энергетик сатҳлар ҳосил бўлиши имкониятини 1932 йилда академик И. Е. Тамм назарий исбот қил-

ган эди, шу сабабли бу энергетик сатҳларга Тамм юза сатҳлари ёки Тамм сатҳлари ҳам деб аталади.

Агар ярим ўтказгич, биз юқорида айтганимиздек аралашмасиз (нуқсонсиз) бўлса, ташқи уйғотувчи таъсир остида ҳосил бўладиган эркин электронлар сони «тешиклар» сонига тенг ва электр токини ўтказиш процессида ҳар иккаласи қатнашади. Агар ярим ўтказгич кристалл панжарасига бошқа металллар ёки металлоидлар аралашмаси ки итилса, бу элементларни қайси гурпуага мансублигига қараб ёки электр токини ташувчилар электронлар ёки «тешиклар» бўлиши мумкин. Ярим ўтказгичларда электрон ўтказувчанликни таъминловчи аралашмаларга донор аралашмалар (8.1-б расм), «тешик» ўтказувчанликни таъминловчи аралашмаларга акцептор аралашмалар дейилади (8.19-в расм). Аралашмали электр ўтказувчанлик хусусий ўтказувчанликдан юзлаб-минглаб маротаба катта бўлиши мумкин. Одатда германий ва кремний элементларига Менделеев даврий системасининг V гурпуа элементлари аралашмаси киритилса — донор, III гурпуа элементлари киритилса — акцептор энергетик сатҳларини беради. Бу энергетик сатҳлардан электронларни уйғотиб, эркин электронларга айлантириш осон ва шунинг учун аралашмали ярим ўтказгичларнинг қаршилиги хусусий ярим ўтказгичларнинг қаршилигидан жуда кичик бўлади. Ярим ўтказгич материаллар бошқа элементлар аралашмаларига жуда сезгир бўлади. Масалан, аралашманинг 1 атоми, аслий материалнинг 10^9 атомга қўшилса, материалнинг физик хоссаси тубдан ўзгариб кетади.

Биз юқорида қайд қилганимиздек, ярим ўтказгичларнинг қаршилиги (ёки электр ўтказувчанлиги) температура, ёруғлик, механик босим, ташқи магнит майдон, радиацион нурланиш каби ташқи факторлар таъсири остида ўзгаради ва мос равишда; терморезистив, фоторезистив; тензорезистив, магниторезистив, радиацион ва бошқа эффектларни беради. Бу эффектлар ярим ўтказгичларнинг фан ва техникада муҳим ўрин тутишининг сабабчисидир.



8.20- расм

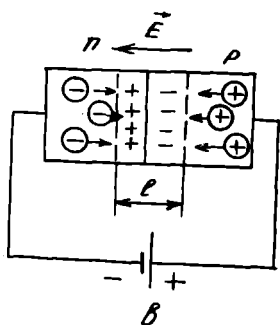
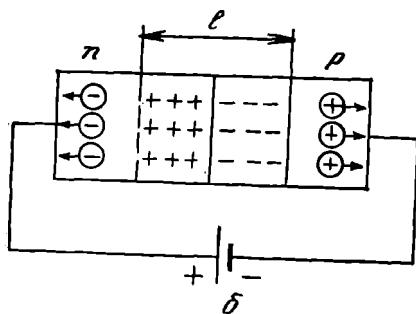
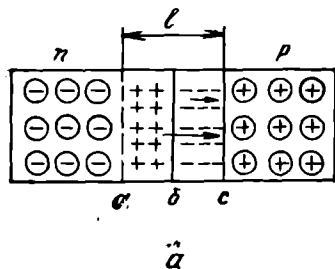
Ярим ўтказгичлардан тайёрланган фотоэлементлар (қуёш батареяси) Қуёшдан келадиган ёруғлик энергиясини бевосита электр энергияга айлантириб беришга имкон туғдирган бўлса, «термоэлементлар (термогенераторлар) иссиқлик энергияси ҳисобига электр энергия олишга имкон беради. Ярим ўтказгичдан ясалган фотоқаршилиқлар (фоторезисторлар) фотоэлектрик автоматиканинг актив элементларидан бўлиб, ҳар хил ҳаракатдаги объектлар томонидан модуллаштирилган фотосигналларни регистрация қилади, объектлар сопи, ҳаракати ва бошқа ишлаб чиқариш характеристикалари автоматик равишда ёзиб олишга ёрдам беради (8.20-расм). Модуллашган ёруғлик (Me) импульси фоторезистор (Фр га) га тушади ва бу сигналдан олинган фотожавоб қаршилиқ орқали осциллографга берилади ва экранда фотожавоб теълигини, интенсивлигини ва бошқа параметрларини анализ қиламиз.

Масалан, агар ёруғлик ишлаб чиқариш конвейеридаги буюмлар томонидан модуллаштирилса, ҳеч бўлмаганда уларнинг сонини санаб контроль қила оламиз.

Ярим ўтказгичли диод ва транзисторлар ва улар асосида интеграл микросхемаларнинг кашф қилиниши радио электроникада янги босқични ривожланишига олиб келди. Бу қурилмалари асосида ярим ўтказгичли $p-n$ ёки $n-p$, $n-p-n$ ўтишлар ётади.

Агар n - ва p - тип ярим ўтказгичлар бир-бири билан контактлаштирилса $p-n$ ўтиш ҳосил бўлади (8-21-а расм). n - тип ярим ўтказгичдан электронлар p - тип ярим ўтказгичга ўтади ва натижада икки қатламли ac оралиқ вужудга келади ва бу қатламнинг n - тип ярим ўтказгич томонида мусбат зарядланган зона p - типлиси томонида эса манфий зарядланган зона ҳосил бўлади. Агар бу икки зонали қатлам қалинлиги l деб олсак, бу икки қатламли зонадаги «ортиқча» зарядлар E электр майдон кучланганлигини ҳосил қилади (8-21-а расм). Бу майдон электрон ва тешикларни иккала томонга ўтишларига чек қўяди. l қатламда қаршилиқ бошқа соҳаларга нисбатан (p - ва n - соҳаларга нисбатан) катта бўлади ва бу қатламни беркитувчи қатлам дейилади.

Агар 8-21-б расмда кўрсатилган $p-n$ ўтишга ташқи электр манбани тескари (яъни n томонига мусбат, p томонига манфий қутбларини) уласак 8-21-б расмда кўрсатилганидек l қатлам кенгайди, унинг қаршилиги ортади. Ташқи электр майдоннинг бундай йўналишига ўтказмовчи йўналиш дейилади. Бу йўналишда $p-n$ ўтиш орқали ток



8.21- расм

деярли ўтмайди. Агар ташқи манба $p-n$ ўтишга тескари уланса (8-21-в расм), бу уланиш тўғри йўналишда улаш бўлади. l қатламга иккала томондан электронлар ва тешиклар тўпланади (8-21-в расм).

Натижада контакт электр токини ўтказга бошлайди. $p-n$ ўтишни манбага бундай улашни ток ўтказиш йўналишида улаш дейилади. Электрон тешик ўтишнинг ишлаш принципи лампали диоднинг ишлаш принципига ўхшаб кетади. Шу сабабли электрон — тешик ўтишни ярим ўтказгичли диод дейилади. Ярим ўтказгичли диодлар лампали диодларга ихчамлиги, исбатан енгиллиги, мустаҳкамлиги, катодни қиздириш зарурати йўқлиги, кўп хизмат қилишлиги ва шунга ўхшаш қатор хусусиятлари билан фарқ қилади. Бу диодларнинг асосий камчилиги уларнинг параметрларини температура ва намликка боғлиқлиги ҳамда радиация нурларига чидамсизлигидадир.

Диодлардан ташқари радиотехникада ярим ўтказгичли триод ёки транзисторлар кенг ишлатилади (8-22-расм). Бу транзисторларда иккита $p-n$ (ёки $n-p$) ўтиш бўлиб, бу транзисторлар $p-n-p$ ёки $n-p-n$ типда бўлади. Транзисторнинг ўрта қисмига база (б) дейилади ва бу база транзисторларда лампали триодлардаги каби бошқарувчи тўр ролини бажаради (8-22-а расм). Катод ролини эммитер (э)

ва анод ролини коллектор (κ) бажаради. Бу қурилма лампали триодларга ўхшаш электр сигналларни кучайтириш, бошқариш ва бошқа функцияларни бажаради. Ташқи электр манба транзисторга шундай уланадики, эмиттер-база (ε — δ) участкаси тўғри йўналишда, база—коллектор участкаси (δ — κ) тескари йўналишда бўлади (8.22-б расм).

Тушунтиришни енгиллаштириш учун фақат электронлар ҳаракатини қараймиз. Батареяни уласак, базанинг потенциали эмиттерга нисбатан катта бўлса, ε — δ контактдан базага электронлар ўта бошлайди, худди шу электронлар базанинг қалинлиги жуда кичик бўлгани учун ($\sim 2 \cdot 10^{-6}$ м) базада электронларнинг тешиклар билан рекомбинацияси кичик ва деярли ҳамма электронлар коллектор контакти (δ — κ) дан ўтади (8.22-б расм). Натижада, триод базадаги потенциалга мос равишда токни кучайтиради ва бу катталик *ток бўйича кучайтириш коэффициенти* деб аталади:

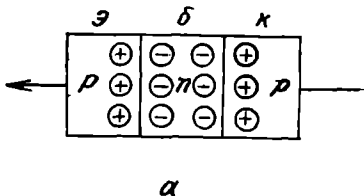
$$\alpha = \frac{I_k}{I_s}. \quad (8.35)$$

Агар коллектор занжирига R_n нагрузка қаршилиги уланса (8.22-б расм). триоднинг кучланиш бўйича кучайтириш коэффициенти k (8.35-а расм)

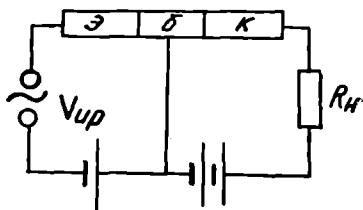
$$k = \frac{U_{\text{чикши}}}{U_{\text{кириш}}} \approx \frac{R_n}{R_{\text{кириш}}}.$$

Одатда R_n ва R кириш қаршиликлари керакли кучайтиришга мослаб танланади.

Ярим ўтказгичли диодлар транзисторлар интеграл микросхемаларнинг кашф этилиши ҳозирги замон радиоэлектроникаси тараққиётида революцион ўзгариш ясади. Шундай қилиб, ярим ўтказгичли асбоблар, вазифаси, ишлаш принципи, материали, конструкцияси ва технологияси, ишлатилиш соҳасига қараб ҳар хил классификацияларда ишлаб чиқарилмоқда. Айрим асбоблар, масалан оптоэлектрон асбоб-



а



б
8.22- расм

лар (оптоэлектрон, фоторезистор, фотодиод, фототранзистор, ярим ўтказгичли лазер ва бошқалар) ёруғлик сигналларини электр сигналларига ва аксинча электр сигналларини ёруғлик сигналларига айлантирувчи асбоблардир.

Бундан ташқари иссиқлик энергиясини электр энергияга ва аксинча электр энергияни иссиқлик энергиясига айлантирувчи термоэлектр асбоблар мавжуд. Ярим ўтказгичлар физикаси ва техникаси узлуксиз тараққиётда бўлиб, бу соҳа халқ хўжалиги ва фанининг барча тармоқларига кириб бормоқда, улар ишлаб чиқариш процессларини автоматлаштиришда, муҳофаза техникасида, космонавтикада кенг қўлланилмоқда.

9- боб. ТОКНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

1- §. Доимий магнитлар ҳақида

Ҳаракатдаги электр заряди ўзининг атрофида магнит майдон ҳосил қилади. Макроскопик жисмларнинг магнит хоссалари ҳам худди шу эффектга асосан тушунтирилади. Ампер гипотезасига кўра жисмдаги атомларда айланувчи электронлар ҳисобига айланма ток ва бу айланма ток атрофида магнит майдон ҳосил бўлади. Ток атрофида магнит майдон ҳосил бўлишини биринчи марта 1820 йилда Эрстед кашф этди. Лекин доимий магнитлар Эрстед кашфиётига қадар маълум эди. Масалан, $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ темир рудасининг магнит хоссалари бизнинг эраимизга қадар маълум бўлиб, бундан хитойликлар компас сифатида фойдаланганлар. Тажрибалар шуни кўрсатадики, магнит майдон асосан магнит материали бўлакчасининг учларида жойлашган бўлиб, магнит қутблари дейилади. Шу қутбларда бамисоли магнит «заряд» ёки «магнит массаси» жойлашгандек бўлади. Шу сабабли магнит массаси учун Кулон қонунини ёзса бўлади. Магнит массаларининг ўзаро таъсири учун Кулон қонуни қуйидаги таърифга эга:

икки магнит бир-бири билан m_1 ва m_2 массалар кўпайтмасига тўғри пропорционал, шу массалар орасидаги r масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлган $F_{1,2}$ куч билан ўзаро таъсир этади:

$$F_{1,2} = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}. \quad (9.1)$$

Магнит майдон кучланганлиги \vec{H} магнит майдон шимолий қут-

бига магнит массаси бирлигига тўғри келувчи куч билан ўлча-
надиган миқдордир, яъни:

$$\vec{H} = \frac{\vec{E}}{m} \text{ ёки } H = \frac{m}{\mu r^2}. \quad (9.2)$$

Агар магнитланган стерженни олсак, уни магнит диполи си-
фатида тасаввур қилишимиз мумкин ва бу диполь моменти
қиймати:

$$P_m = ml, \quad (9.3)$$

ифодадан аниқланади. Бунда l — стерженнинг узунлиги.

Демак, магнит майдон материянинг бир тури бўлиб, маъ-
лум физик хоссаларга эга. Бу хоссаларга магнит майдон
индукцияси, энергияси ва бошқа физик параметрлар кирadi.

2- §. Ампер қонуни

Магнит майдон фақатгина магнит билан ўзаро таъсир-
лашибгина қолмай, токли ўтказгичга ҳам таъсир кўрсатади.
Масалан, токли ўтказгични доимий магнит майдонга кирит-
сак, бу ўтказгичга

$$F = kIBl \sin \alpha, \quad (9.4)$$

куч таъсир этади, бунда k — пропорционаллик коэффициен-
ти (ўлчов бирлигининг танланишига боғлиқ), I — ўтказгич-
даги ток кучи, B — доимий магнит индукцияси, l — ўтказ-
гичнинг узунлиги, α — ток йўналиши билан магнит индук-
цияси вектори \vec{B} йўналиши орасидаги бурчак. (9.4) форму-
ла ўтказгич тўғри чизиқли ва магнит майдон бир жинсли
бўлсагина тўғридир. Умумий ҳолда, ихтиёрий формага эга
бўлган ўтказгич ва бир жинсли бўлмаган магнит майдон
учун (9.4) формулани:

$$dF = kIBdl \sin (\vec{dl} \wedge \vec{B}). \quad (9.5)$$

кўринишда ёза оламиз, бу формула Ампер қонунини ифода-
лайди.

СИ системасида бир жинсли майдон ва тўғри чизиқли
ўтказгич учун (9.4) формулага асосан Ампер қонуни

$$F = BIl \sin \alpha, \quad (9.5')$$

СГС системасида эса $F = \frac{1}{c} BIl \sin \alpha$ кўринишда ёзилади.

c — электродинамик доимий бўлиб, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с \vec{F} — куч-
нинг йўналишини топиш учун чап қўл қондасидан фойдала-

нилади. Бу қоидага асосан чап қўл кафтига магнит майдон индукцияси тик йўналса, узатилган бармоқлар ток йўналишини кўрсатса, бош бармоқ ўтказгичга таъсир этувчи куч йўналишини кўрсатади. (Албатта, шу учала йўналиш бир-бирига тик бўлиши керак). Агар ток билан магнит индукция вектори бир-бирига перпендикуляр бўлса (9.5) формуладан СИ системасида:

$$[B] = \frac{[F]}{[I] [l]} = \frac{1 \text{ ньютон}}{1 \text{ ампер} \cdot 1 \text{ метр}} = 1 \text{ тесла} \quad (\text{Тл}).$$

3-§. Токларнинг магнит ўзаро таъсири

Таъриба кўрсатадики, токлари бир томонга йўналган параллел ўтказгичлар ўзаро тортишади, агар токлар йўналишлари қарама-қарши бўлса ўтказгичлар ўзаро итаришади. Демак, ўтказгичлар узунлик бирлиги Δl га маълум ΔF куч билан таъсир этиб, бу куч

$$f = \frac{\Delta F}{\Delta l} k = k \frac{2 I_1 I_2}{r} \quad (9.6)$$

формула билан ифодаланади. Бу формулада I_1 ва I_2 параллел ўтказгичлардан ўтувчи токлар, r — ўтказгичлар орасидаги масофа, k — пропорционаллик коэффициенти. Пропорционаллик коэффициенти k СИ системасида $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$ га тенг бўлиб, μ_0 —

муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги, μ_0 — магнит доимийси бўлиб, $4\pi \cdot 10^{-7}$ г/м га тенг. Параллел токларнинг ўзаро таъсири ва бу таъсирни ўтказгичлар шаклига, ўтказгичлардаги токлар йўналишига боғлиқлигини Ампер кашф қилган.

4-§. Магнит индукцияси вектори. Магнит оқими. Лорентц кучи

Магнит майдон электромагнит майдоннинг хусусий кўриниши бўлиб, бу майдон асосан, ҳаракатланувчи электр зарядига ёки электр заряди билан зарядланиб ҳаракат қилаётган жисмга ва магнитланган жисмларга таъсир этади. Магнит майдон кучланганлиги H муҳитнинг хусусиятларига боғлиқ эмас.

Магнит индукция вектори \vec{B} эса магнит майдон кучланганлиги характеристикаси бўлиб, моддадаги (муҳитдаги) натижаловчи магнит майдонни характерлайди.

Магнит индукция вектори \vec{B} билан магнит майдон кучланганлиги вектори \vec{H} орасида қуйидагича боғланиш маъжуд:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (9.7)$$

бу формулада μ — муҳитнинг вакуумга (ҳавога) нисбатан магнит сингдирувчанлиги. Муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги магнит индукцияси B ни вакуумдаги магнит индукцияси B_0 га нисбатан қандай ўзгаришини кўрсатади, яъни:

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (9.7)$$

Вакуумда $\mu = 1$ бўлганлиги сабабли, вакуумда $B = B_0$. μ_0 эса 3-§ а қайд қилганимиздек, магнит доимийси бўлиб, СИ системасида $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{генри (Гн)}}{\text{метр (м)}}$; СГС системада эса, $\mu_0 = 1$.

Магнит майдон оқими $\vec{\Phi}$, магнит майдон индукцияси вектори \vec{B} нинг йўналишига перпендикуляр юза S_n дан оқиб ўтувчи куч чизиқларини характерлайди ва $\Phi = B \cdot S_n \cos \alpha$ ёки

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (9.7'')$$

формула билан аниқланади. Бу ерда α — \vec{B} билан S юзага ўтказилган нормаль орасидаги бурчак. (9.7'') формуладан

$B = \frac{\Phi}{S_n}$. Демак, магнит майдон индукцияси, майдонга перпендикуляр бирлик юзадан оқиб ўтувчи магнит оқимига тенг экан.

СИ системасида магнит оқимининг бирлиги Вебер ($Вб$) бўлиб, $Вб = 1Тл \cdot 1м^2$ га тенг.

Агар заряд магнит майдони ҳаракат қилса унга маълум F куч таъсир этиб, СИ системасида бу куч:

$$F = qvB \sin \alpha. \quad (9.8)$$

формуласи билан ифодаланади. Бу формулада v — заряднинг магнит майдонидаги чизиқли тезлиги, α — заряд тезлиги ва магнит индукция векторлари — $[\vec{v}, \vec{B}]$ орасидаги бурчакдир. Ҳаракатланувчи заряд билан магнит майдон орасидаги ўзаро таъсир Г.Лорентц томонидан тадқиқ қилинган бўлиб, (9.8) формула Лорентц формуласи (Лорентц кучи) дейилади. Бу формулани вектор кўринишида қуйидагича ёзишимиз мумкин.

$$\vec{F} = q[\vec{v} \vec{B}] \quad (9.8')$$

Зарядга таъсир этувчи магнит майдоннинг таъсир кучини ўнг парма қондасига асосан аниқланади. Агар парманинг дастасини \vec{v} дан \vec{B} га қараб бурасак, парманинг илгариланма ҳаракат йўналиши, зарядга таъсир этувчи кучни аниқлайди.

Лорентц кучи тезликка тик йўналган бўлиб, тезлик векторининг йўналишини ўзгартиради ва бу куч иш бажармайди. Лорентц кучининг бажарган иши нолга тенг, яъни заряднинг кинетик энергиясини ўзгартирмайди. Агар заряд бир вақтнинг ўзида магнит ва электр майдонда ҳаракат қилса, натижавий таъсир этувчи куч:

$$\vec{F} = q [\vec{v} \vec{B}] + q \vec{E} \quad (9.8'')$$

кўринишга эга бўлади. Бу формулада \vec{E} — электр майдон кучланганлиги векторидир.

(9.8) ва (9.8'') формулалар СГС системасида қуйидаги кўринишга эга:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{1}{c} qvB \sin \alpha. \\ \vec{F} &= \frac{q}{c} [\vec{v} \vec{B}] + q\vec{E}. \end{aligned} \right\} \quad (9.8)$$

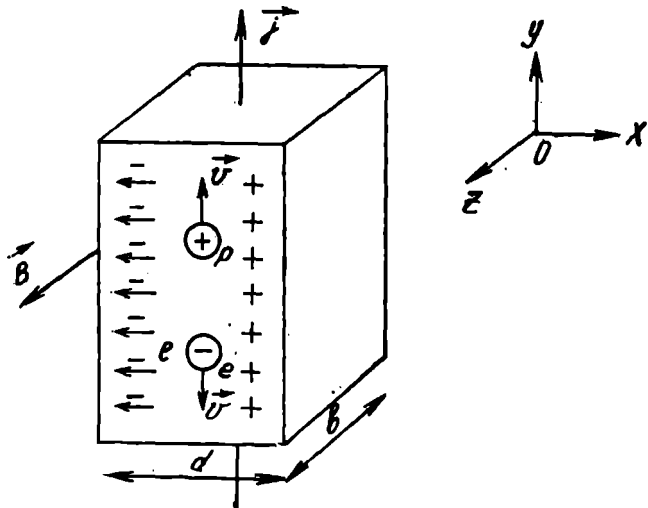
Агар магнит майдонда ҳаракатланувчи заррачанинг тезлиги йўналиши \vec{B} га перпендикуляр бўлса, унинг траекторияси айланадан иборат, шу сабабли Лорентц кучидан зарядланган заррачаларни тезлаштирувчи асбоблар (циклотрон, бетатрон, фазатрон ва ҳ.к.) ясашда кенг фойдаланилади. Бундан ташқари Лорентц кучидан осциллограф, телевизор ва радиолакация асбобларини электрон нур трубкаларини яратишда кенг фойдаланилади.

5- §. Холл эффекти

Холл эффекти кўндаланг гальваномагнит эффектдир. Бу эффектнинг моҳияти қуйидагидан иборат: Металл ёки ярим ўтказгичдан ясалган пластинкани (9.1-рasm) магнит майдонга шундай жойлаштирайликки, бунда магнит майдон индукциясининг йўналиши OZ ўқига, пластинкадан ўтаётган токнинг йўналиши OY ўқига мос келсин. У ҳолда зарядлари таъсир этувчи куч, яъни Лорентц кучининг йўналиши OX ўқи бўйича бўлади.

Манфий зарядланган заррачалар (электронлар) магнит майдон таъсири остида пластинканинг бир қиррасига, мусбат зарядланган заррачалар (масалан, ярим ўтказгичларда тешиклар) пластинканинг иккинчи қиррасига томон силжийди. Натижада пластинкада *потенциаллар фарқи* ҳосил бўлади.

Бу потенциаллар фарқига Холл потенциаллар фарқи (v_x) деб аталади. Холл потенциаллар фарқини топиш учун маг-



9.1- расм

нит индукцияси B бўлган магнит майдонда \vec{v} тезлик билан ҳаракат қилаётган q зарядга таъсир этувчи Лорентц кучи F_L ва магнит майдон таъсирида зарядларнинг силжиши натижа-сида вужудга келган электр майдоннинг q зарядга таъсир этувчи F_e электростатик кучларни тенглашишидан фойдалана-миз, яъни $F_L = F_e$ бўлганда шу ўтказгичда магнит майдо-ни таъсирида зарядларнинг силжиши тўхтайди. Демак, $qvB = qE$; бунда биз кўраётган ҳол учун (9.1-расмга қаранг).

$E = v_x B, \dots$ (9.9) эканини топамиз. Бу формулада v_x электронларнинг Ox йўналиш бўйича тезлиги. Пластинка қирралари орасидаги масофани d деб белгиласак, Холл по-тенциал фарқи

$$V_x = Ed = v_x B d \quad (9.10)$$

бўлади. Ток зичлиги $j = j_x = qn v_x$ бўлгани сабабли (9.10) формулани

$$V_x = \frac{1}{qn} j B d \quad (9.10')$$

кўринишда ёза оламиз. Бу ифодадаги $\frac{1}{qn}$ кўпайтмага Холл

доимийси деб аталади ва уни R_x билан белгилаймиз. У ҳолда (9.10') формула:

$$V_x = R_x j B d \quad (9.10)$$

кўринишга эга бўлади. Агар Холл эффекти ярим ўтказгич пластинкада кузатилса, Холл доимийси $R = \frac{A}{qn}$ кўринишга эга бўлади. $A = 1 \div 1,93$ қийматга эга бўлиб, металллар учун $A = 1$, ярим ўтказгич материаллар учун $A > 1$, A — материаллар кристалл панжарасида электронларнинг сочилиш механизмига боғлиқ бўлган коэффициентдир.

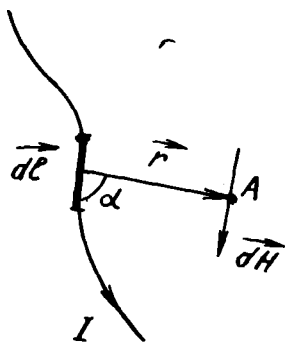
Металллар учун Холл коэффициентининг қиймати 10^{-3} см³/Кл; ярим ўтказгичлар учун $\sim 10^5$ см³/Кл тартибида бўлади.

Холл потенциаллар фарқи миқдорини ва ишорасини билган ҳолда пластинканинг ҳажм бирлигида ток ташувчилар зарядларнинг концентрациясини ва уларнинг ишорасини ҳам аниқлаш мумкин.

Холл эффектидан фан ва техникада, шу жумладан информатсион ўлчов техникасида кенг фойдаланилади.

6- §. Био — Савар — Лаплас қонуни

Био — Савар — Лаплас қонуни экспериментал фактларни умумлаштириб эмпирик равишда топилган. Бу қонун ҳар хил шаклга эга бўлган токли ўтказгич атропоида ҳосил бўлган магнит майдонни миқдорини аниқлайди. Масалан, узунлиги l бўлган токли ўтказгичнинг dl участкаси томонидан (9.2-расм) шу участкадан r масофада жойлашган A нуқтадаги магнит майдон dH қуйидаги формулалар билан аниқланади.



9.2- расм

$$\left. \begin{aligned} dH &= \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl; \text{ СИ систе-} \\ &\quad \text{масида} \\ dH &= \frac{1}{c} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl; \text{ (СГС сис-} \\ &\quad \text{темасида)} \end{aligned} \right\} \quad (9.11)$$

Бу формулаларда α — \vec{r} билан \vec{dl} орасидаги бурчак.

Био — Савар — Лаплас қонуни биз келтирган (9.11)

кўриниши, — дифференциал тенглама кўринишдаги формаси бўлиб, фақат ўтказгичнинг dl участкаси учун тўғридир.

Биз юқорида қайд қилдикки, ўтказгичдан маълум масофада жойлашган нуқтадаги магнит майдон ўтказгичнинг шаклига ҳам боғлиқ бўлади. Агар ўтказгич чексиз узун ва тўғри бўлса, ўтказгичдан d — масофада ҳосил бўлган магнит майдон қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$H = \frac{1}{2\pi} \frac{I}{d}; \quad (\text{СИ системасида})$$

$$H = \frac{2}{c} \frac{I}{d}, \quad (\text{СГС системасида}) \quad (9.11')$$

Агар ўтказгич радиуси R бўлган айланадан иборат бўлса, шу айлананинг марказидаги магнит майдон кучланганлиги қуйидаги қийматларга эга бўлади:

$$H = \frac{I}{2R}; \quad (\text{СИ системасида})$$

$$H = \frac{2\pi}{c} \frac{I}{R}. \quad (\text{СГС системасида}) \quad (9.11'')$$

Агар ўтказгич соленоид шаклида, яъни бир неча n ўрамли цилиндрик ғалтакдан иборат бўлса, шу соленоид ўқида магнит майдон қиймати қуйидагича бўлади:

$$H = nI; \quad (\text{СИ системасида})$$

$$H = \frac{4\pi}{c} nI. \quad (\text{СГС системасида}) \quad (9.11''')$$

Соленоид учун келтирилган (9.11''') формулалар соленоиднинг ўрта қисми учун ёки чексиз узун соленоид учун ($L \gg R$) тўғри, чунки соленоиднинг чекка қисмларида магнит майдон бир жинслилигини йўқотади.

(9.11''') формуладан:

$$[H] = [I][n] = A \cdot m^{-1} = \frac{A}{m}. \quad (9.12)$$

Соленоиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони n умумий ўрамлар сони N нинг соленоид узунлиги L га нисбати билан ўлчанади (яъни: $n = \frac{N}{L}$).

(9.12) формуладан кўришиб турибдики, A/m — бу СИ системасидаги магнит майдон кучланишининг бирлигидир. Маълумки, СГС системасида магнит майдон кучланганлиги бирлиги эрстед (Э) дир. Эрстед билан A/m орасидаги боғланиш қуйидаги кўринишга эга:

$$1 \frac{A}{m} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Э}; \quad 1 \text{ эрстед} = \frac{10^3}{4\pi} \frac{A}{m} \approx 79,6 \frac{A}{m}.$$

7-§. Электромагнит индукция ҳодисаси

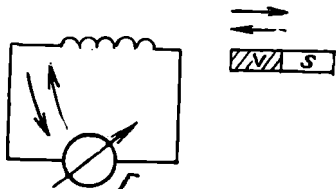
Ўтказгичдан электр токи ўтганда ўтказгич атрофида ҳосил бўлган магнит майдон магнит стрелкага таъсир этиб, бу стрелка ўзининг дастлабки ҳолатидан оғади. Фарадей бу кашфиёт билан танишгач, шундай ҳулосага келди: берк занжир ҳосил қилган ўтказгич бўйлаб оқибатан ток магнит майдонга эга экан, ва аксинча, берк контур ичида магнитнинг ҳаракатланиши шу контурда ток ҳосил қилиши керак. Бу ҳулосанинг тўғрилиги, 1831 йилда Фарадейнинг ўзи тажрибада тасдиқлади:

1) агар магнит берк контур ғалтаги ичига киритилса ёки чиқарилса (9.3- расм), шу магнит киритилаётган ва чиқарилаётган пайтида берк контурда ток ҳосил бўлади, бу ток *индукцион ток* дейилади. Агар магнитни ғалтакка кирита бошласак—гальванометр стрелкаси бир томонга, агар магнитни ғалтақдан чиқара бошласак, стрелка бошқа томонга оғади. Бинобарин, индукцион ток йўналиши магнит ҳаракатининг йўналишига қараб ўзгаради;

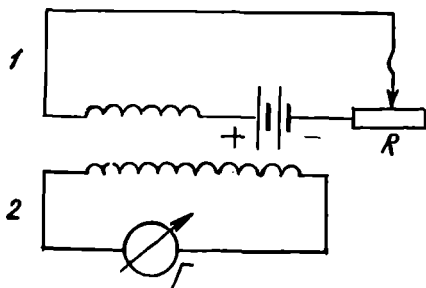
2) агар ғалтак ичига магнитдан ташқари темир ўзак киритилса, индукцион ток ҳосил бўлиш эффекти ўзгаради;

3) агар изоляцияланган симдан қилинган икки ғалтакни ёнма-ён қўйиб, улардан бирига гальванометр улаб, биринчи ғалтакдаги ток кучини реостат билан ўзгартирсак, токнинг ўзгариши процессида иккинчи ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлади (9.4- расм).

Биринчи ғалтакдаги токнинг камайиши ва ортиши билан иккинчисида индукцион ток пайдо бўлади, аммо бу ҳолда индукцион токнинг йўналиши ўзгаради. Биринчи ғалтакдаги ток кучининг ўзгариши унинг атрофида ҳосил бўлган магнит майдонни ўзгартиради. Демак, иккинчи ғалтакни кесиб ўтаётган магнит оқими ўзгаради. Натижада, иккинчи ғалтакда ток *индукцияланади*.



9.3- расм



9.4- расм

Фарадей электромагнит индукцияга оид кўп тажрибалари асосида қуйидаги хулосага келади: берк контур орқали ўтувчи магнит оқими ўзгарган барча ҳолларда берк контурда индукцион ток ҳосил бўлади, индукцион электр юритувчи куч катталиги магнит индукция оқими Φ нинг вақт бирлиги ичида ўзгариши тезлигига пропорционал, яъни:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{d\Phi}{dt}; \quad (9.13)$$

Бу Фарадей—Максвелл қонунини ифодалайди.

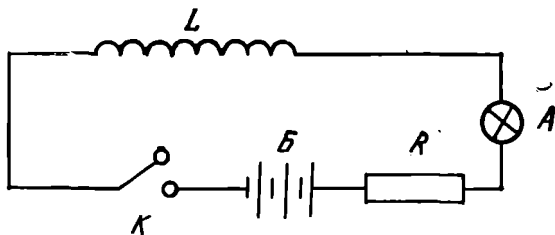
Индукцион токнинг йўналишини 1838—1843 йилларда тажрибалар асосида Ленц аниқлади. Бу қоида унинг шарафига *Ленц қонуни* (*Ленц қондаси*) деб юритилади. Бу қоидага кўра индукцион ток шундай йўналишда бўладики, унинг хусусий магнит индукция оқими бу токни юзага келтирувчи магнит индукция оқими ўзгаришини компенсациялашга интилади. Ташқи магнит оқим ортаётганида индукцион токнинг магнит оқими уни камайтиради, яъни унга қарама-қарши йўналган ташқи магнит оқим камаётганда индукцион токнинг магнит оқими, уни орттиради, яъни у билан бир йўналишда бўлади. (9.13) формуладаги минус ишора индукцион ЭЮК билан магнит оқими ўзгариши йўналишини қарама-қарши эканини кўрсатади ва у Ленц қондасининг математик ифодаси бўлади.

Фарадей—Максвелл қонунининг математик ифодаси (9.13) магнит оқими Φ нинг ҳар қандай ўзгаришида ҳам кучга эга, яъни Φ нинг ўзгариши контур шакли ўзгариши билан контурнинг айланиши, ёки контурнинг магнит майдонда ҳаракати ва ҳ. к. ҳолларга боғлиқ бўлиши мумкин, лекин (9.13) ифода ўз кучида қолади.

8- §. Ўзиндукция ва ўзаро индукция ҳодисалари

Ўзиндукция ва ўзароиндукция ҳодисалари электромагнит индукция ҳодисасининг хусусий ҳолларидир. Электр занжирида ток кучининг ўзгариши билан занжирнинг ўзида индукцион ЭЮК нинг ҳосил бўлиши *ўзиндукция ҳодисаси* дейилади. Ўзиндукцияни кузатиш учун қуйидаги тажрибани кўриб чиқамиз. Ток манбаига кетма-кет қилиб ўзақли ғалтак, лампочка ва r қаршилик улаймиз (9.5- расм).

Кучланиш унча катта бўлмаганда, калит уланганда ток ғалтак ҳамда қаршилик орқали ўтади ва лампочка бирданига ёнмасдан бир оз вақт ўтгандан кейин хира ёниб сўнг равшанлашади. Калит узилиши билан лампочка бирданига



9.5- расм

ўчиб қолмайди, балки хиралашиб ёниб кейин ўчади. Агар Ом қонунига риоя қилинадиган бўлса, занжирнинг қаршилиги ўзгармас десак, у ҳолда қалит уланиши билан лампочкага келаётган ток кучи сакраб ортиши лампочка бирданига равшан ёниши керак эди. Бироқ бу тажрибада бошқача бўлди. Бунга сабаб нима? Ўтказгичда ток кучи ортса, аynи вақтда ўтказгич контурнинг кесиб ўтаётган магнит оқими ҳам ортади. Бунинг натижасида занжирда Ленц қондасига тескари йўналишда индукцион ток ҳосил бўлади, бу ток бирламчи токнинг магнит оқими ўсишини тормозлайди.

Агар қалитни узсак, ғалтакдаги манбадан келаётган ток нолга тенг бўлади. Лекин ғалтак ҳосил қилган майдон Ленц қонунига асосан камайиши ҳисобига занжирда индукцион ток ҳосил қилади ва бу индукцион ток миқдорига боғлиқ ҳолда лампочка хиралашиб ёниб бирор вақтдан кейин ўчади. Лампочканинг хира ёниб сўнг равшанлашиши ва хира ёниб-ўчиш вақти занжирга уланган R қаршиликка ва ғалтакнинг хусусиятига боғлиқ. Юқорида баён қилинган тажрибага ўхшаш тажрибаларни 1835 йилларда Фарадей ўтказиб, қуйидаги хулосага келади: занжирни туташтирганда ўзиндукция токи бирламчи токка қарама-қарши йўналган, занжирни узганда эса ўзиндукция токи бирламчи ток билан бир хил йўналишда бўлади.

Ўзиндукция ЭЮК ўзида ток кучи ўзгарадиган ўтказгични ўраб олган магнит куч чизиқларининг сопи, яъни магнит майдон оқимининг ўзгариши тезлигига боғлиқ бўлади. Кичик Δt вақт ичида ток кучи ΔI га ўзгарган бўлсин, у ҳолда ўзиндукция ЭЮК ифодаси қуйидаги кўринишда ёзилади,

$$\mathcal{E}_{\text{ЭЮК}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - L \frac{dI}{dt}, \quad (9.14)$$

чунки $\Phi = LI$; L — галтакнинг индуктивлиги бўлиб, галтакдан 1 A ток ўтганда унинг атрофида қайча Вебер магнит оқими ҳосил бўлишини характерлайди. Унинг бирлиги $1\text{ Гн} = \frac{1\text{ Вб}}{1\text{ A}}$ га тенг. Ўтказгичнинг индуктивлиги унинг шаклига, ўлчамига ва унинг хусусиятларига боғлиқ. Масалан, Соленоиднинг индуктивлиги:

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S, \quad (9.15)$$

бунда n — соленоиднинг бирлик узунликдаги ўрамлар сони, l — соленоиднинг узунлиги, S — кесим юзи. ЭЮК узилганда ўзиндукция ҳодисаси туфайли ток кучи қуйидаги қонун бўйича камайиб боради:

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}; \quad (9.16)$$

ЭЮК уланганда эса, ток кучи қуйидаги қонун бўйича ортиб боради:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right); \quad (9.16')$$

Қамаювчи ва ўсувчи тоқларга, мос равишда *қамаювчи экстраток* ва *ўсувчи экстратоклар* дейилади. (9.16) ва (9.16') формулаларда R — занжир қаршилиги.

Агар иккита контур ёнма-ён қўйилган бўлса ва биринчи контурдаги ток ўзгарса, қўшни контурда ток индукцияланади ва аксинча. Бу ҳодисага *ўзаро индукция ҳодисаси* дейилади. Қўшни контурда ҳосил бўлган индукцион ЭЮК:

$$\mathcal{E} = -L_{1,2} \frac{dI}{dt} = -L_{2,1} \frac{dI}{dt} \quad (9.17)$$

шаклда ёзилади; $L_{1,2}$ $L_{2,1}$ — ўзаро индукция коэффициентлари.

Умумий магнит оқимига эга бўлган иккита соленоиднинг ўзаро индуктивлиги:

$$L_{1,2} = \mu_0 \mu n_1 n_2 l S, \quad (9.17')$$

n_1 — биринчи соленоиддаги, n_2 — иккинчи соленоиддаги ўрамлар сони.

Галтакнинг (соленоиднинг) индуктивлиги ундаги ток кучи I с вақт ичида ΔI га ўзгарганда юзага келган ЭЮК билан характерланади:

$$L = \frac{\mathcal{E} \Delta t}{\Delta I}. \quad (9.17'')$$

Индуктивлик бирлиги қилиб, СИ системасида 1 генри (Гн) қабул қилинган:

$$1 \text{ Гн} = \frac{[B][c]}{[A]} \quad (9.17''')$$

Ўзиндукция ва ўзаро индукция ҳодисасидан ҳозирги замон радиотехникасида радиопередатчиклар, радиоприёмниклар ва бошқа мураккаб радио-техник аппаратураларни ишлаб чиқишда кенг қўлланилади.

9-§. Моддаларнинг магнитлиши. Диамагнит, парамагнит ва ферромагнит моддалар

Тажрибалар ва назариянинг кўрсатишича, магнит майдонга жойлаштирилган барча моддалар магнит хоссаларига эга бўлади, яъни магнитланади. Маълум бўлишича, айрим моддаларга ташқи магнит майдон таъсир этса бу майдон кучаяди, айрим моддаларда ташқи магнит майдон сусаяди. Майдонни заифлаштирувчи моддалар *диамагнит* моддалар, майдонни кучайтирувчи моддалар *парамагнит* моддалар дейлади. Шундай моддалар борки, бу моддалар ташқи магнит майдонни жуда кучайтириб юборади, бундай моддаларга *ферромагнитлар* дейлади. Диамагнит моддаларга: фосфор, олтингугурт, сурьма, углерод сингари элементлар, металллардан висмут, симоб, олтин, кумуш, мис ва бошқалар ҳамда сув ва кўпчилик химиявий бирикмалар киради. Парамагнит моддаларга кислород, азот, вольфрам, платина ва бошқалар киради. Ферромагнитларга эса темир, никель, кобальт, гадолий, диспрозий ва уларнинг баъзи қотишмалари киради.

Диа, пара ва ферромагнетиклар бири-бирларидан атомларнинг магнит моментлари билан фарқ қилади. Модда атомларида айланма (циркуляр) тоқлар, яъни электронларнинг ядро атрофида айланиш натижасида ҳосил бўлган тоқлар пайдо бўлади. Ҳар бир орбитал тоқка айна бир орбитал магнит momenti мос келади. Бундан ташқари электронларнинг хусусий ёки спин магнит моментлари ҳам мавжуд, шунингдек, атом ядросининг ҳам хусусий магнит momenti бор. Электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг ҳамда ядро хусусий магнит моментининг вектор йиғиндиси модда атомининг йиғинди магнит мементини ҳосил қилади. Диамагнит моддаларда атомларнинг йиғинди магнит momenti нолга тенг, чунки атомдаги орбитал, спин ва ядро магнит моментлари ўзаро компенсацияланади. Бу эса ташқи

майдон таъсир остида ташқи майдоннинг ўзига қарама-қарши йўналган магнит майдон ҳосил бўлишига олиб келади.

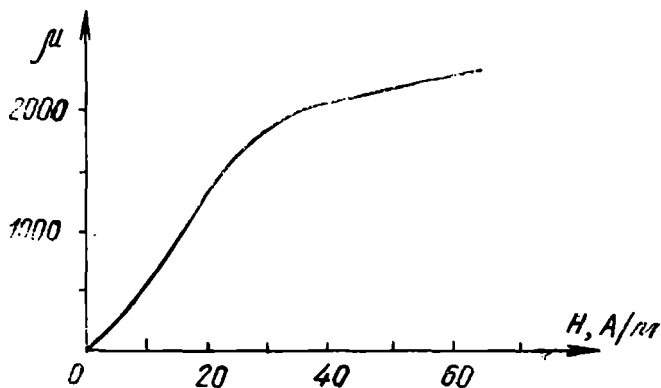
Парамагнит моддалар атомларида орбитал, спин ва ядро магнит моментлар бир-бирларини тўла компенсация қила олмайди. Ташқи магнит майдон таъсирида парамагнит модда атомларининг магнит моментлари ташқи магнит майдонга қараб йўналиш олади. Натижада парамагнит модда магнитланади ва ўзининг хусусий магнит майдонини вужудга келтиради, бу хусусий магнит майдон ҳамма вақт ташқи майдон йўналишига мос келади ва уни кучайтиради. Ташқи майдон йўқолганда парамагнетик магнитсизланади. Шундай қилиб, агар бўш фазода ташқи магнит майдон кучланганлиги H бўлса, бу фазога парамагнетик киритилса, бу жисмда ҳосил бўлган натижавий магнит майдон кучланганлиги H'

$$H' = H \pm \Delta H \quad (9.18)$$

бўлади, ΔH — магнетик жисмда ҳосил бўлган майдон кучланганлиги (Парамагнетикла да ΔH нинг ишораси мусбат, диамагнетикларда эса манфий қийматга эга. ΔH ташқи майдон кучланганлигига пропорционал, шунинг учун (9.18) ни қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$H' = \mu H; \quad (9.18')$$

μ — катталиқ ўлчамсиз пропорционаллик коэффициенти бўлиб, муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги дейилади, бу катталиқ муҳитнинг магнит хоссаларини, унинг магнит



9.6- расм

майдон таъсирида магнитланиш қобилиятини билдиради. Вакуумда $\mu = 1$, диамагнетикларда $\mu < 1$, парамагнетикларда $\mu > 1$, ферромагнетикларда эса $\mu \gg 1$ (9.7) формулада

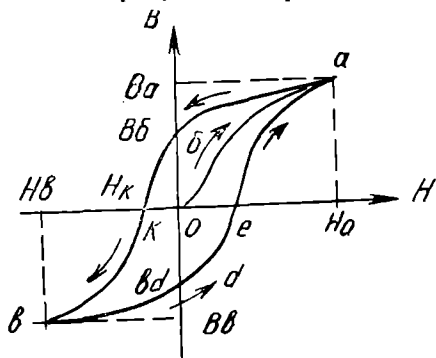
$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$

тенгликни кўрган эдик. Агар муҳит бир жинсли бўлса, \vec{B} ва \vec{H} нинг йўналишлари мос келади. Ферромагнит жисмларда фақат $\mu \gg 1$ бўлибгина қолмасдан, μ магнитловчи майдонни кучланганлигига боғлиқ равишда ўзгаради (9.6-расм).

9.6-расмда кўриниб турибдики, темирнинг маълум бир сорти учун \vec{H} ортиши билан μ аввал кескин ошади, сўнггра \vec{H} ортиши билан монотон ортиб боради. Шунинг учун, гарчи (9.7) формула ферромагнит моддалар учун тўғри бўлиб қолса-да, бу моддаларда магнит майдон индукцияси магнитловчи майдон кучланганлигига пропорционал бўлмайди. Унча катта бўлмаган \vec{H} кучланишда \vec{B} индукция катта қийматга эришади, шундан сўнг у секинлик билан, яъни тахминан парамагнетиклардаги сингари \vec{H} ўзгаришига пропорционал равишда ўзгаради. $B = f(H)$ функционал боғланиш графиги гистерезис сиртмоғи дейилади (9.7-расм). Расмдан кўриниб турибдики, \vec{B} билан \vec{H} орасидаги боғланиш анча мураккаб боғланишдир.

Агар \vec{H} вектори йўналиши ўзгарса, \vec{B} нинг \vec{H} га боғлиқ равишда ўсиши Oa йўл билан эмас, балки ab йўл билан содир бўлиб, агар \vec{H} нинг ишораси ўзгарса, $abkv$ йўл билан содир бўлади, агар яна \vec{H} ни ортириб борсак индукция вектори $vdea$ йўли билан ортади. Шундай қилиб, $abkvdea$ гистерезис сиртмоғи ҳосил бўлади.

abk участкадан кўриниб турибдики, агар $H=0$ бўлса ҳам, индукция B_0 қийматга эга ва бу қолдиқ индукция дейилади, демак $B_0 \neq 0$. Худди шу қонуният $vdea$ участ-



9.7-расм

каси билан гистерезис ўсишида ҳам содир бўлади. Магнит майдоннинг H_k қийматида $B = 0$, O_k кесмага коэрцитив куч дейилади. Агар коэрцитив куч катта бўлса, ферромагнетик «қаттиқ», агар бу куч кичик бўлса, ферромагнетик «юмшоқ» бўлади. Гистерезис сиртмоғи ҳосил бўлишини физик асосда ферромагнит материалларнинг доменли структуралари ва бу структураларнинг ташқи магнит майдон таъсирида ориентирланиши ётади. Агар H нинг ишораси ўзгариб турса, гистерезисда энергия йўқотиш процесси содир бўлади (домен структуралар диполь моментларини ташқи магнит майдон таъсири остида ўзгариб туриши эвазига ферромагнит материал қизийди натижада энергия йўқолади). Гистерезис сиртмоғи билан чегараланган юза (9.7-расм) ташқи майдоннинг ферромагнетикни бир марта қайта магнитлаш учун сарф қилган ишини характерлайди.

Агар ферромагнетик жисм юқори температурагача қиздирилса, домен структураларнинг ориентацияси бузилади, натижада ферромагнетик парамагнитга айланиб қолади. Бу ўзгаришга иккинчи турдаги фазавий ўтиш дейилади. Ферромагнит жисмнинг парамагнетикка айлантира оладиган температура *Кюри температураси* дейилади. Ҳар хил ферромагнит материаллар учун Кюри нуқтаси ҳар хил бўлади. Масалан, темир учун $T_k = 1043 K$, гадолоний учун $289 K$ ва ҳоказо.

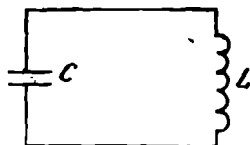
Агар магнетик материалга ўзгарувчан магнит майдон билан таъсир этсак, бу материалнинг чизиқли ўлчамлари (шу жумладан ҳажми) магнит ўзгариш частотасига мос равишда қисилиб ёки чўзилиб туради. Бу эффектга магнитострикция эффекти дейилади. (Чизиқли ўлчам $10^{-5} \div 10^{-3}$ марта ўзгариши мумкин). Магнитострикция эффекти кўплаб магнитострикцион резонаторлар, стабилизаторлар, филтрлар тайёрлашда ишлатилади.

Айрим материаллар (масалан, Fe_2O_3 , темир оксиди) борки, бир вақтнинг ўзида ҳам ферромагнит, ҳам ярим ўтказгич хусусиятига эга бўлади. Бундай материалларга ферритлар дейилади. Бу материаллар электро- ва радиотехникада кенг қўлланилади.

10. 506. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШ ВА ТҮЛҚИНЛАР

1-§. Электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш

Истеъмолчига етиб келган ток мажбурий тебранишга эга, чунки бу ток генератордан келадиган ўзгарувчан кучланишнинг даврий равишда кучланиш беришидан ҳосил бў-



10.1- расм

лади. Лекин, шундай электр занжирларни ҳам борки, уларда эркин электр тебранишлари, яъни даврий ЭЮК таъсирсиз бўладиган тебранишлар бўлиши мумкин. Бундай тебранишлар хусусий тебранишлар бўлиб, улар тебраниш контурида ҳосил қилинади. Тебраниш контури деб L индуктив ғалтак ва C

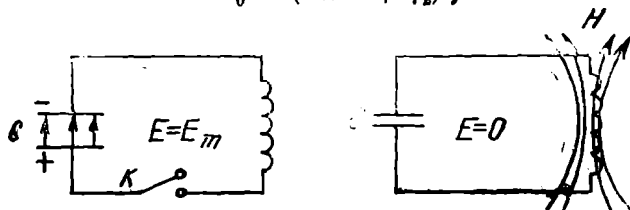
сигимли конденсатордан тузилган берк занжирга айтилади. (10.1- расм). Контурда электр тебранишлар ҳосил қилиш учун дастлаб конденсаторни заряд таймиз (10.2- расм). Конденсатордаги зарядлар ғалтак томонга оқиб, конденсатор зарядсизланади ва ғалтакдан ток ўтиб магнит майдон (ва ўзиндукция токи) ҳосил бўлади.

Конденсатор зарядсизланган сари унинг электр майдони заифлашади, ғалтакнинг магнит майдони кучаяди. Конденсатор тўлиқ зарядсизланганда ғалтакдаги ток максимал бўлади.

Вақт ўтиши билан ўзиндукция ҳодисасига асосан ғалтакнинг магнит майдони заифлашиб конденсатор қайта зарядланади. Конденсатор тўла зарядланганида ундаги электр майдон кучланганлиги максимал қийматга эришади, бироқ унинг йўналиши қарама-қарши бўлади. Сўнгра конденсаторнинг қарама-қарши йўналишда зарядсизланиши бошланади. Шундай қилиб, контурда маълум T даврга эга бўлган электромагнит тебраниш ҳосил бўлади, даврнинг биринчи ярмида ток бир йўналишда, даврнинг иккинчи ярмида эса қарама-қарши йўналишда оқади.

Контурдаги электромагнит тебранишлар вақтида конденсаторнинг электр майдон энергияси ғалтакнинг магнит майдон энергиясига ва, аксинча, даврий равишда ўзаро айланиб туради. Агар контурда энергия исрофи бўлмаганда эди, электр ва магнит тебранишлар гармоник қонунга асосан сўнмас тебранишлар бўлиб, математик кўринишда

$$\left. \begin{aligned} E &= E_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_1), \\ B &= B_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \quad (10.1)$$



10.2- расм

ифода билан ёзилган бўлар эди. $B = \mu_0 H$ формулани ҳисобга олсак:

$$\left. \begin{aligned} E &= E_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_1), \\ H &= H_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_2), \end{aligned} \right\} \quad (10.1)'$$

бунда E_0 , B_0 , H_0 — мос равишда \vec{E} , \vec{B} , \vec{H} тебраниш векторлари амплитудаларидир; φ_1 , φ_2 — тебранишларнинг бошланғич фазалари.

Агар тебраниш контурида омик қаршилиқ R нолга тенг бўлса, контурнинг тебраниш даври Томсон формуласи билан ифодаланади:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (10.2)$$

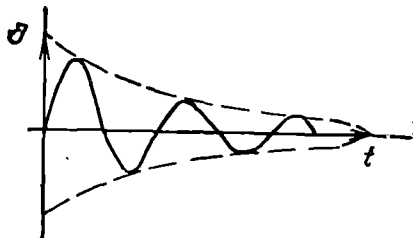
Узлуксиз электр ва магнит тебранишлар ҳосил қилиш, бинобарин, электромагнит тўлқинларни узлуксиз генерация қилиш учун контурда бўладиган энергия исрофларини даврий равишда тўлдириб ва шу билан бирга иложи борица конденсаторни бирор мослама билан зарядлаб туриш зарур. Бундай мослама сифатида 1886 йилда Герц индукция ғалтагидан фойдаланади. Асримизнинг йигирманчи йилларидан бошлаб сўнмас электр тебранишларни ҳосил қилиш учун электрон-вакуум лампадан, кейинги вақтларда эса ярим ўтказгичли транзисторлардан фойдалана бошланди.

2- §. Сўнмас ва сўнувчи тебранишлар

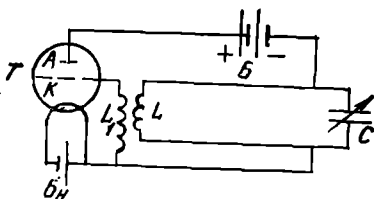
Тебраниш контурида электр майдон конденсатор пластинкалари орасида тўпланган, магнит майдон эса ғалтакда тўпланган. Бу ҳолда электр ва магнит тўлқинлари тарқалиши жуда кам бўлади. Тебраниш контурига қанча кўп энергия берилса, контурдаги тебранишлар амплитудаси шунча катта бўлади. Аммо контурдаги хусусий (эркин) тебранишлар тез сўнади, чунки ҳар бир тебранишда энергиянинг анчагина қисми занжирнинг электр қаршилиги мавжудлиги туфайли Жоуль-Ленц қонунига биноан энергия иссиқликка айланади ва энергиянинг бир қисми атроф-муҳитга тарқалиб кетади. 10.3-расмда сўнувчи тебранишнинг графиги кўрсатилган.

Контурда сўнмайдиган электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш учун энергия сарфи ўрнини тўлдириб туриш керак.

1913 йилда уч электродли лампа ёрдамида сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш усули кашф қилинди. Бу усул лампани генератордан иборат бўлиб, бу генератор қуйидаги қисмлардан иборат:



10.3- расм



10.4- расм

1) Электромагнит тебранишлар ҳосил қилувчи тебраниш контури (10.4- расм).

2) контурдаги тебранишларни ҳосил қилиб, бу тебранишларни таъминлаб турувчи энергия манбаи — ток манбаи;

3) ток манбаидан контурга энергия беришни автоматик равишда таъминловчи электрон лампа.

LC контур сўнмас тебранишлар ҳосил қилувчи контурга айланади. B батарея контурдаги йўқолган энергияни тўлдириб туради. LC контурдаги тебранишлар лампанинг (триоднинг) тўрида ўзгарувчан ЭЮК ҳосил бўлади, чунки L ғалтак, L_1 ғалтак билан индуктив равишда боғланган. Тўр мусбат зарядланганда лампа орқали ўтувчи анод токи кучи ортади ва ток конденсаторни зарядлайди. Лампанинг тўри манфий зарядланганда лампа «берк» бўлади ва C конденсатор L ғалтак орқали разрядланади. Конденсаторнинг даврий равишда зарядланиб туриши контурда сўнмас тебранишларнинг ҳосил бўлиши учун шароит яратиб беради.

3-§. Ўзгарувчан ток ҳақида тушунча

Вақт ўтиши билан катталиги ва йўналиши ўзгариб турадиган токка *ўзгарувчан ток* дейилади. Ўзгарувчан ток манбанинг ЭЮК

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \cos \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (10.3)$$

гармоник қонун бўйича ўзгариб туради ва шу манбага уланган қаршиликдан ўтувчи ток кучи:

$$I \sim \frac{\mathcal{E}}{R} \text{ бўлиб, } I = I_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (10.3')$$

га тенг, чунки умумий занжирдан ўтувчи ток кучланишга нисбатан фаза жиҳатидан бирор φ бурчак силжиб қолади. Бу формулаларда \mathcal{E}_0 ва I_0 — мос равишда ўзгарувчан токнинг ЭЮК ва ток кучининг амплитудалари дейилади, ωt тебраниш фазаси.

Маълумки, ўзгарувчан ток металл рамкани (якорни) доимий магнит (статор) майдонида ўзгармас бурчак тезлик билан айлантириганда рамкани кесиб ўтувчи магнит оқимини вақт бирлиги ичида ўзгариши ҳисобига ҳосил бўлади. Демак, механик энергия электр энергиясига айланади.

Ўзгарувчан токни ҳарактерловчи катталик унинг даври ва амплитудасидир. Ўзгарувчан токнинг реал частотаси СССРда $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = 50$ Гц, АҚШда эса 60 Гц. \odot

Агар занжирдан ток ва кучланиш қўнуниятлари (10.3) ва (10.3') формулалар билан ифодаланса, у ҳолда ўзгарувчан токнинг иши

$$A = \int_0^T \mathcal{E}_m \cos \omega t \cdot I_m (\cos \omega t + \varphi) \cdot dt = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m \cdot I_m \cdot \cos \varphi T.$$

Ўзгарувчан ток қуввати $N = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m \cdot I_m \cdot \cos \varphi$ га тенг. Бу ерда $\cos \varphi$ — қувват коэффициенти деб аталади. Агар занжир актив қаршиликдан иборат бўлса $\cos \varphi = 1$ бўлади. У ҳолда $N = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m \cdot I_m$ ёки $N = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{2}} \cdot \frac{I_m}{\sqrt{2}} = \mathcal{E}_{\text{эф}} \cdot I_{\text{эф}}$. Ўзгарувчан токнинг оний қийматлари нолдан максимум қийматгача ўзгариб туради, шу сабабли I ва \mathcal{E} нинг эффектив қийматларидан фойдаланилади:

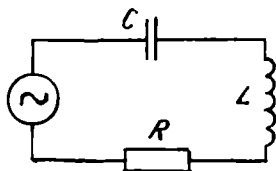
$$I_{\text{эф}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = 0,71 I_m;$$

$$\mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{2}} = 0,71 \mathcal{E}_m. \quad (10.4')$$

Агар омик қаршилик R , сифими C ва индуктивлик L дан тузилган ўзгарувчан ток занжирини қарасак, индуктив қаршилик, сифим қаршилик, актив қаршилик каби катталиклар билан иш кўришга тўғри келади (10.5-рasm).

Ҳалтақдан ўзгарувчан ток ўтиши натижасида $\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt}$ — ЭЮК вужудга келади.

Ток частотаси қанча катта бўлса, $L \frac{dI}{dt}$ ҳам шунча катта бўлади. Демак, ҳалтақнинг индуктивлиги L ва ток частотаси ортган сари ўзиндукция ЭЮК ҳам ортар экан. ЭЮК йўналиши Ленц қондасига асосан



10.5- рasm

бирламчи ток йўналишига тескари, шу сабабли ўзгарувчан ток занжирдаги индукцион ток кучининг камайишига, қаршиликнинг эса ортишига олиб келади.

Маълумки, конденсаторнинг сифими қанча катта бўлса, зарядланиш процессида унинг қопламларида шунча кўпроқ заряд миқдори тўпланади ва ўзгарувчан токнинг частотаси қанча катта бўлса, қопламлардаги заряд занжир орқали шунча қисқа вақт ичиде ўтади. Шу тўғрисида C ва ω ортиси билан ўзгарувчан токнинг эффектив қиймати ортади, занжирнинг қаршилиги камаяди.

Ўзгарувчан ток занжиридаги индуктив ва сифим қаршиликлар қийматлари

$$\left. \begin{aligned} x_L &= \omega L, \\ x_C &= \frac{1}{\omega C} \end{aligned} \right\} \quad (10.5)$$

формулалар билан аниқланади, бунда X_L ва X_C — индуктив ва сифим қаршиликлар. Бу иккала қаршилиқ реактив қаршиликлар деб ҳам юритилади. Юқорида келтирилган (10.5-расм) омик қаршилиқ R ва реактив қаршиликларга (X_L ва X_C) эга бўлган занжирнинг умумий қаршилиги

$$Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (10.5')$$

кўринишда ифодаланади.

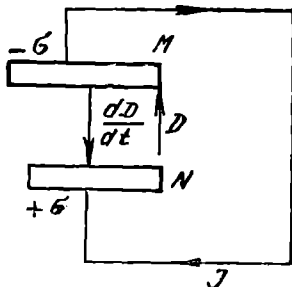
Реактив қаршилиқ ғалтак ва конденсаторнинг ўзгарувчан токка кўрсатган қаршилигидир. Ток ўзгармас бўлса, $Z = R$ бўлади. Демак, индуктивлик ўзгармас токка қаршилиқ кўрсатмайди, яъни ўзгармас ток занжиридаги ғалтакнинг қаршилиги фақат ғалтак симларининг актив қаршилигидан иборат бўлади. Ўзгармас ток конденсатордан ўта олмайди, чунки конденсаторнинг ўзгармас токка бўлган қаршилиги чексиз катта.

4-§. Электромагнит тўлқинлар

Максвеллнинг электромагнит тўлқинлар ҳақидаги ғоялари шундан иборатки, электр майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгариши магнит майдонни юзага келтиради ва аксинча. Максвелл ўзгарувчан электр майдонни юзага келтирувчи магнит майдон билан шу электр майдон орасидаги миқдорий боғланишни аниқлаш учун силжиш токи деб аталувчи катталиқни киритди. Конденсатор уланган электр занжирдан ўзгарувчан ток ўтишини қараб чиқайлик (10.6-расм).

Агар конденсатор вакуумли бўлса бу занжирдан доимий ток ўта олмайди, лекин конденсатор разрядланиши процессида электр индукция вектори \vec{D} вақт бирлиги ичида ўзгариб ток ҳосил қилади. Бу токни Максвелл *силжиш токи* деб атади. Бу токнинг зичлиги:

$$j_{\text{силж.}} = \frac{dD}{dt}, \quad (10.6)$$



10.6- расм

формула билан ифодаланади. Агар, конденсатор қопламалари орасида диэлектрик бўлса, занжирдаги тўла ток ўтказувчанлик токи ва силжиш токининг йиғиндисидан иборат бўлади:

$$J = i_{\text{ўтк.}} + j_{\text{силж.}} \quad (10.6')$$

Ўз навбатида, силжиш токи икки ташкил этувчидан иборат: биринчиси вакуумдаги силжиш токи:

$$j_{\text{вак}} = \frac{dD}{dt} = \epsilon\epsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad (10.6'')$$

ва диэлектрик қутбланиши натижасида ҳосил бўладиган силжиш токи:

$$j_{\text{кутб.}} = \frac{dP}{dt} \quad (10.6''')$$

Демак, (10.6) ва (10.6') формулаларни ҳисобга олиб, тўла ток учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$I_{\text{тўла}} = I_{\text{ўтк.}} + I_{\text{силж.}} = I_{\text{ўтк.}} + I_{\text{вак.}} + I_{\text{кутб.}} \quad (10.11)$$

Шундай қилиб, силжиш токини ўрганишдан биз учун энг муҳим хулоса шундан иборатки, электр токининг (электр майдон индукцияси) вақт бирлиги ичида ўзгариши уярмавий магнит майдон ҳосил бўлишига олиб келади.

Максвелл тўлиқ ток қонуни билан Фарадей индукция қонунини умумлаштириб, ўзининг иккита машҳур қонунини яратди.

Максвеллнинг биринчи қонуни:

$$\oint_L \vec{H} dl = I_{\text{ўтк.}} + I_{\text{вак.}} + I_{\text{кутб.}} = I_{\text{магн.}}; \quad (10.12)$$

Максвеллнинг иккинчи қонуни:

$$\oint \vec{E} dl = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (10.13)$$

(10.12) ва (10.13) формулаларда \oint — ёпиқ контур бўйича

интеграллаш символи, dl — узунлик элементи, $\frac{d\Phi}{dt}$ — магнит оқимининг ўзгариш тезлиги. (10.12) ва (10.13) интеграл тенгламалар кўпгина ҳисоблашларда ишлатилади. Агар ток-ли ўтказгичлар бўлмаса, юқоридаги Максвелл тенгламалари магнит ва электр майдон кучланиши орасидаги аниқ муносабатни кўрсатади:

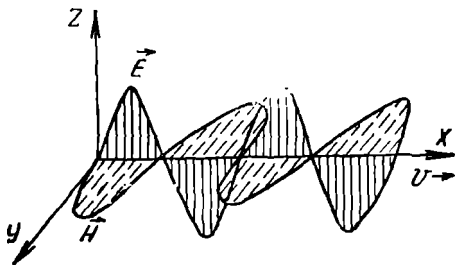
$$\oint_L \vec{H} dl = \frac{d(\epsilon_0 \epsilon E)}{dt} S; \quad \oint_L \vec{E} dl = \frac{d(\mu_0 \mu H)}{dt} S \quad (10.14)$$

Бу тенгламаларнинг физик маънолари қуйидагича: электр майдоннинг вақт бирлиги ичида ўзгариши магнит майдонни ва магнит майдонининг вақт бирлиги ичида ўзгариши электр майдонни вужудга келтиради. Ҳосил бўладиган иккала майдон ҳам уюрмавий характерга эга ва бир-бири билан ҳамбарчас боғлангандир.

Г. Герцнинг тажрибалари ва А. С. Попов томонидан радионинг кашф этилиши Максвелл ғояларининг тўғрилигини исботлади. Максвелл тенгламалари ўзларининг муҳимликлари нуқтаи назаридан физикада Ньютон қонунлари ёки термодинамика қонунлари каби муҳим аҳамиятга эга. Ҳозирги замон физикасида электромагнит майдон материянинг махсус бир кўринишларидан бири бўлиб, бу майдон учун энергия, импульс, масса каби тушунчалар кучга эга.

Г. Герц тажриба ёрдамида оптика қонунлари электромагнит тўлқинлар учун кучга эгаллигини кўрсатди. У электромагнит тўлқинларнинг қайтиши, синиши, дифракцияси ва интерференциясини ўрганиб бу қонуниятлар ёруғлик қонуниятларига ўхшашлигини исботлади. Шундай қилиб, Герц электромагнит тўлқинлари ва ёруғлик табиати бир-бирига ўхшашлигини исбот қилди.

Электромагнит тўлқинларининг бир-бирига перпендикуляр текикликда ётувчи синусоидалар шаклида тасаввур қилиш мумкин, бундай тўлқин синусоидалар кесишган чизиқ бўйлаб тарқалади (10.7-расм).



10.7-расм

Синусоидалардан бири электр майдон кучланганлиги вектори \vec{E} , иккинчиси магнит майдон кучланганлиги вектори \vec{H} нинг тебранишларини ифодалайди. Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқиннинг бирор муҳитда тарқалиш тезлиги шу муҳитнинг электр ва магнит хусусиятларига боғлиқ бўлиб, бу муносабат

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \cdot \mu \epsilon}}, \quad (10.15)$$

кўринишда ифодаланadi, бу формулада $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ — электромагнит тўлқинининг вакуумдаги тезлиги ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), шу туфайли.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (10.15')$$

Демак, электромагнит тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан $\sqrt{\mu \epsilon}$ марта кичик.

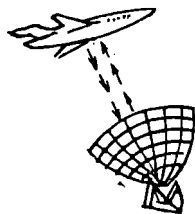
Бир тебраниш даврига тенг вақт ичида электромагнит тўлқиннинг силжиш масофаси тўлқин узунлиги (λ) дейилади.

$$\lambda = cT, \text{ ёки } \lambda = c/v;$$

бунда T — тебраниш даври, v — частотаси.

Электромагнит нурланиши спектри таркибига радиотўлқинлар, инфрақизил нурланиш, кўзга кўринадиган ёруғлик, ультрабинафша, рентген ва гамма нурлар киради. Бу тўлқинлар (нурлар) бир-бирларидан тўлқин узунликлари билан фарқ қилади. Радиотўлқинлар ва ультрақисқа тўлқинларнинг тўлқин узунликлари бир неча километрдан бир неча сантиметрга тўғри келади. Қиздирилган жисмлар инфрақизил, кўзга кўринадиган ёруғлик ва ультрабинафша нурлар тарқатади. Қиздирилган жисм температураси қанча баланд бўлса, тарқалаётган нурларнинг тўлқин узунлиги шунча қисқа бўлади. Рентген нурлари электронларни қаттиқ жисм билан ўзаро таъсир қилиб кескин тормозланиши натижасида, гамма нурлар эса атомларни радиоактив емирилиш процессида ҳосил бўлади.

Радиотўлқинлар Ер юзи бўйлаб тарқалади, бу масала академик В. А. Фок томонидан таҳлил қилинган. Қисқа тўлқинли электромагнит нурланиш ионосферадан қайтиб, атмосферанинг юқори қатлами орқали тарқалади. Электромаг-



10.8- расм

нит тўлқинлар ўз йўлида ҳар хил тўсиқлардан қисман қайтади ва қисман сочилади. Радиотўлқинлар металл объектлар билан ўзаро таъсир қилиб қайтадилар, шу сабабли қайтган радиотўлқинлар ёрдамида объектгача бўлган масофа объектининг ўлчами, объект тезлиги каби параметрлар ўлчанади. Радиотехниканинг бу соҳасига радиолокация дейилади ва бу соҳага Совет физиклари Д. Н. Рожанский ва Ю. Б. Кобзарев томонидан асос солинган.

Радиотўлқинлар ёрдамида буюмларни қидириб топиш, уларнинг ҳаводаги, сувдаги ҳолатларини аниқ билиш мумкин. Масалан, радиолокатор ёрдамида ҳавода учаётган самолётгача бўлган масофани ва бошқа ҳаракат параметрларни ўлчаб олиш мумкин (10.8-расм).

Ҳозирги пайтда электромагнит тўлқинлар ёрдамида қўзғалмас ва ҳаракатланувчи буюмлар тасвирини узатиш (фототелеграфия, телевидение), самолёт ва кемаларни бошқариш (радионавигация). Ер остида масофани аниқ ўлчаш (радиогеодезия), осмон жисмларини ўрганиш (радиоастрономия) мумкин.

ОПТИКА

11-боб. ЁРУҒЛИКНИНГ ТАБИАТИ ВА ГЕОМЕТРИК
ОПТИКАНИНГ АЙРИМ ЭЛЕМЕНТЛАРИ ҲАҚИДА
УМУМИЙ ТУШУНЧАЛАР

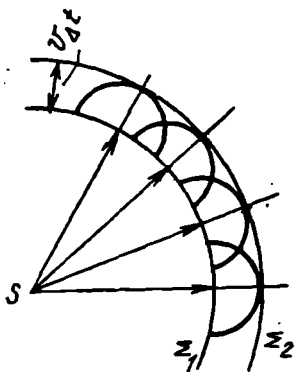
1-§. Ёруғликнинг табиати

Оптика грекча «opticos» — кўраман, деган сўзлан олинган бўлиб, физиканинг бу бўлимида ёруғликнинг табиати, ёруғлик ҳодисаларидаги қонуниятлар ва ёруғлик билан моддаларнинг ўзаро таъсирига доир процесслар ўрганилади.

XVIII асрнинг охирларида Ньютон ўзининг ёруғлик ҳақидаги корпускуляр тасаввурларни илгари сурди. Бу тасаввурга биноан ёруғлик *нурлобчи* жисмдан катта тезлик билан учиб чиқувчи ва тўғри чизиқли траекториялар бўйича ҳаракатланувчи заррачалар оқимидан иборат. Бу назарияга асосан ўтказилган ҳисоблашлар зичроқ муҳитда, ёруғликнинг тезлиги, зичлиги камроқ бўлган муҳитга нисбатан каттароқ эканини кўрсатади. Лекин кейинчалик Фуко томонидан ўтказилган тажриба ёруғлик тезлиги зичроқ муҳитда, зичлиги камроқ муҳитдагига нисбатан кичик бўлишини кўрсатди. Шундай қилиб, Ньютоннинг корпускуляр тасаввури айрим оптик ҳодисалар ва қонунларни тушунтириб беришдан қатъи назар, қийинчиликка учради.

Ньютоннинг замондоши Гюйгенс ёруғликнинг тўлқин назариясини ўртага ташлади. Бу назарияга асосан ёруғлик олам эфирда (яъни эластик муҳитда) тарқалувчи *эластик тўлқин* деб қаралади. Ёруғликнинг тўлқин тасаввурини анализ қилиш учун Гюйгенс ўзининг принципини илгари сурди, бу принцип оптикада «Гюйгенс принципи» деб аталиб, унинг маъноси қуйидагидан иборат. Муҳитнинг ёруғлик тўлқини етиб келадиган ҳар бир нуқтаси, ўз навбатида, ёруғликнинг «янги» — иккиламчи манбаи ҳисобланиб, ўз навбатида ёруғлик тўлқини фронтининг ҳолатини кўрсатади (11.1-расм). Тўлқин fronti деб бир хил фазада тебранувчи нуқталарнинг геометрик ўрнига айтилади.

Фараз қиламиз, t моментда бир жинсли муҳитда тарқалувчи эластик тўлқин \sum_1 фронтга эга бўлсин. Бу фронтнинг ҳар бир нуқтасини эластик тўлқинли янги манбалар



11.1- расм

деб фараз қилсак, Δt вақт-дан сўнг янги Σ_2 фронтни ташкил қилади.

Гюйгенснинг тўлқин назариясини Эйлер, Ломоносов, Юнг, Араго, Фарадей, Максвелл каби буюк олимлар тараққий эттирдилар.

Ньютон ва Гюйгенс назарияларини бирлаштирувчи нарсa — ёруғлик тарқалишини механик равишда тасаввур қилишдир. Бу назарияларнинг тараққиёти процес-

сида, ҳозиргача ўз кучини сақлаб қолган, оптик ҳодисаларни математик анализ қилиш методлари яратилган.

Гюйгенс тўлқин назариясининг камчиликларидан бири — эластик муҳит «олам эфири» тушунчасининг киритилишидир. Бундан ташқари, ёруғлик қутбланиши соҳасидаги тадқиқотлар ёруғлик тўлқини кўндаланг тўлқиндан иборатлигини исбот қилди. Кўндаланг тўлқинлар, одатда, фақатгина қаттиқ жисмлардагина тарқалади. Бу қийинчиликларни электромагнит назария бартараф қилди. Герц электромагнит тўлқинларнинг муҳитлар чегараларида синиши, қайтиши ёруғликнинг синиши ва қайтишига айнан ўхшашлигини тажрибада кўрсатди.

Муҳитнинг электромагнит тўлқинлари учун синдириш кўрсаткичи муҳитнинг электр ва магнит параметрлари билан боғлиқлиги Максвеллнинг

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (11.1)$$

формуласи билан ифодаланади. Бу формулада c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидир. (11.1) формула айрим материаллар учун экспериментал қийматларга мос келади. Лекин кўп материалларда $n \neq \sqrt{\epsilon\mu}$ бўлиб, бунинг аслий сабаби шундан иборатки (11.1) формулада ϵ ва μ ларнинг қийматлари доимий электр ва магнит майдонлари учун ўлчанган. Максвеллнинг электромагнит назарияси эса ўзгарувчан электр ва магнит майдонларини тақозо қилади.

Максвеллнинг электромагнит назарияси, рус физиги П. Н. Лебедев томонидан тажрибада ёруғлик босими ўлчангандан сўнг, яққол исботини топди. Чунки ёруғлик босимини назарий асоси Максвеллнинг электромагнит назария-

сида башорат қилинган эди. Лекин айрим физик эффе́ктлар (фотозэ́ффект, Комптон эффе́кт, ва ҳ. к.) электромагнит назарияси асосида қийин тушунтирилади. Бу эффе́ктлар ёруғликнинг квант назарияси асосида жуда ўнғай тушунтирилади. Шундай қилиб, ҳозирги вақтда ёруғликнинг электромагнит ва квант назариялари ёруғлик табиатини ва унинг муҳит билан таъсирини қониқарли ёритадиган назариялардир.

2-§. Оптиканинг бўлимлари

Даставвал оптика электромагнит тўлқинлар спектрининг кўзга кўринадиган қисмини ўлчаш билан шуғулланар эди, ҳозирги пайтда эса оптика кўриш соҳасидан ташқари ультрабинафша ва инфрақизил миллиметрли *радиотўлқинлар соҳаларини* ҳам ўрганади.

Оптиканинг бир неча бўлимлари бор. Шу бўлимларни қисқагина изоҳлаб ўтамыз.

1. *Геометрик оптика*. Бу оптиканинг асосини ташкил этиб, ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши, қайтиш ва синиш қонунларини ўрганади. Геометрик оптика методлари кўзойнак учун ишлатиладиган линзадан то жуда мураккаб бўлган астрономик телескопларни яшашгача имкон беради.

2. *Фотометрия*. Бу бўлимда инсон учун рационал ёритиш ҳосил қилиш мақсадида ёруғлик нурлари дасталарини ҳосил бўлиш қонуниятларини ўрганилади. Шу сабабли фотометрик қонунларни ўрганишда геометрик оптиканинг физик тасаввурларидан ташқари, инсон кўзи томонидан ёруғликни кўришнинг айрим физиологик аспектилари ҳам ўрганилади.

3. *Тўлқин оптикиси*. Бунда дифракция, интерференция, ёруғликнинг қутбланиши каби оптик ҳодисалар ёруғликнинг тўлқин назарияси нуқтаи назаридан таҳлил қилинади.

4. *Молекуляр оптика*. Бу бўлимда ёруғлик билан муҳит орасидаги ўзаро таъсир ўрганилади. Албатта, бу таъсирда модданинг молекуляр тузилишининг аҳамияти катта. Демак, ёруғликнинг молекулалар билан ўзаро таъсир ўрганилади. Ёруғликнинг синиши, дисперсияси, сочилиши каби эффе́ктлар асосан молекуляр оптикада ўрганилади. Бунда ёруғликнинг анизотропик муҳитда тарқалиши асосий ўринни эгаллайди. Молекуляр оптика спектрал анализнинг назарий асосларини ташкил этади.

5. *Чизиқли бўлмаган оптика*. Бу бўлим янги бўлим бўлиб, Лазер, Мазер каби манбалардан олинган кучли ёруғлик нурларини муҳитда тарқалиши; муҳит билан таъсирлашув процессларини ўрганади.

Бундан ташқари, оптика ёруғлик люменесценциясини, ҳаракатдаги жисмлар оптикасини ўрганади.

3-§. Геометрик оптика элементлари

Оптика соҳасидаги тадқиқотлардан дастлабки даврлардаёқ оптик ҳодисаларнинг қуйидаги тўртта қонуни аниқланган эди:

1. Ёруғликнинг тўғри чизик бўйича тарқалиш қонуни;
2. Ёруғлик дасталарининг мустақиллик қонуни;
3. Ёруғликнинг қайтиш қонуни;
4. Ёруғликнинг синиш қонуни.

Бу қонунларни ўрганишда *ёруғлик нури* тушунчасидан фойдаланилади. Ёруғлик нури деб, ёруғлик энергиясининг тарқалиш йўналишини кўрсатувчи тўғри чизикқа айтилади. Бир жинсли муҳитда ёруғлик тўғри чизик бўйлаб тарқалади. Лекин ёруғлик ўлчами жуда кичик бўлган тешиклардан ўтганда (яъни $\lambda \sim d$) ёруғликнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиш қонуни ўз кучини йўқотади.

Бир ёки бир неча манбадан тарқалувчи ёруғлик нурлари фазонинг бирор нуқтасида ўзаро учрашганда бир-биринга ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди ва ҳар бири ўз йўлида мустақил равишда тарқалади. Ёруғлик оқимини диафрагмалар ёрдамида айрим-айрим ёруғлик дасталарига ажратиш мумкин. Бу ажратилган ёруғлик дасталарининг таъсири мустақил бўлар экан, яъни айрим бир даста ҳосил қиладиган эффект бошқа дасталарнинг ўша вақтда таъсир кўрсатаётганига ёки уларнинг йўқ қилинганлигига боғлиқ эмас. Масалан, фотоаппарат объективига кенг ландшафтдан ёруғлик тушаётган бўлса, у ҳолда ёруғлик дасталарини бир қисмини тўсганимизда бошқа дасталар берадиган таъсир ўзгармайди.

Ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонуларини ўрта мактаб физика курсида батафсил кўрилган. Фақатгина ёруғликни синиш қонуни ўрганилганда синдириш кўрсаткичи муҳитнинг физик хоссаларига ва тушиб синаётган нурларни тўлқин узунлигига боғлиқлигини, яъни

$$n = f(\lambda), \quad (11.2)$$

қонуниятни эсдан чиқармаслик керак. Ёруғликнинг синдириш кўрсаткичи n_1 ва n_2 бўлган муҳитларда тезликлари v_1 ва v_2 нисбий синдириш кўрсаткичи $n_{2,1}$ билан қуйидаги боғланишга эга:

$$\frac{v_1}{v_2} = n_{2,1}. \quad (11.2')$$

Шундай қилиб, нисбий синдириш кўрсаткичи ёруғликнинг синишига қадар ўтган муҳитнинг тезлиги v_1 билан ёруғлик сингандан кейин ўтган муҳитдаги тезлигига нисбати билан ўлчанадиган катталикдир.

Икки муҳитдан қайси бирида ёруғлик тезлиги кичик, яъни, синдириш кўрсаткичи катта бўлса, ўша муҳитнинг оптик зичлиги катта дейилади. Муҳитга турли рангдаги ёруғлик нурлари тушаётган бўлса, тўлқин узунлиги қисқа бўлган нурлар учун синдириш кўрсаткичи катта, тўлқин узунлиги узун нурлар учун синдириш кўрсаткичи кичик бўлади. Ҳар қандай муҳитнинг ҳавога (вакуумга) нисбатан олинган синдириш кўрсаткичи шу муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади. Биз шу бўлимининг 1-§ да кўрдикки, абсолют синдириш кўрсаткичи $n = \frac{c}{v}$ формула билан аниқланади.

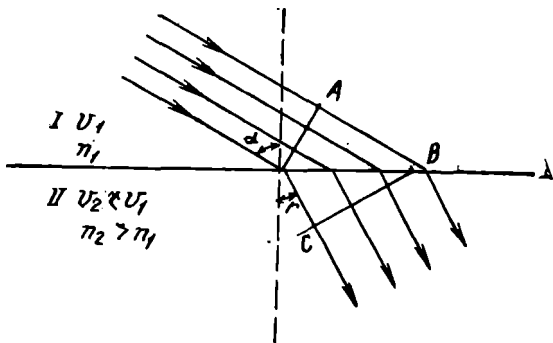
Агар биринчи муҳит учун $n_1 = \frac{c}{v_1}$, иккинчи муҳит учун $n_2 = \frac{c}{v_2}$ эканлигини ҳисобга олсак, муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичини

$$n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (11.2'')$$

кўринишда ифодалаш мумкин. (11.2'') формула билан асосан иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи иккинчи муҳит абсолют синдириш кўрсаткичининг биринчи муҳит абсолют синдириш кўрсаткичига нисбати билан ўлчанади.

Ёруғликнинг синиш қонунини тўлқин назарияси (Гюйгенс принципи) асосида тушунтирса ҳам бўлади.

Манбадан чиқаётган ёруғлик турли йўналишларда тарқалади. Бирор моментда тебранишлар етиб борган нуқталарнинг геометрик ўрни *тўлқин fronti* деб аталади. Тўлқин fronti фазонинг тўлқин процесси содир бўлаётган соҳасини ҳали тўлқинлар ҳосил бўлмаган соҳасидан ажратиб туради. Бир хил фаза билан тебранаётган нуқталарнинг геометрик ўрни тўлқин сирти деб аталади. Тўлқин сиртларининг шакли текислик ва сферадан иборат бўлади. Агар бирор моментда тўлқин fronti бирор вазиятни эгаллаган бўлса, бирор вақт ўтгандан сўнг янги вазиятни олади. Бу ҳодисани биз кўрганимиздек (1-§ га қ.), Гюйгенс принципи изоҳлаб беради. Ёруғлик тўлқини етиб борган ҳар бир нуқта ўз навбатида иккиламчи тўлқинлар маркази бўлади. Бирор пайтда эса иккиламчи тўлқинларни ўровчи сирт тарқалаётган тўлқиннинг



11.2- расм

шу пайтда эгаллаган вазиятини кўрсатади. Шундай қилиб, Гюйгенс принципи ёруғлик тўлқинининг тарқалиш йўналишини тушунтиради. Мисол сифатида, ясси тўлқинни икки муҳит чегарасида синишини Гюйгенс принципи билан тушунтирайлик. Бунда биринчи тўлқиннинг тезлигини v_1 билан, иккинчи муҳитда v_2 билан белгилаймиз. 11.2- расмдан кўринадик, I муҳитдаги тўлқин A нуқтаси маълум τ вақт ичида B нуқтага етиб келгунча O марказий нуқтадан чиққан иккиламчи нур C нуқтага етиб келади. Шунинг учун $AB = v_1 \tau$; $OC = v_2 \tau$;

$$\Delta OAB \text{ дан: } OB = \frac{AB}{\sin \alpha} = \frac{v_1 \tau}{\sin \alpha}; \quad (11.3)$$

$$\Delta OBC \text{ дан: } OB = \frac{OC}{\sin r} = \frac{v_2 \tau}{\sin r}. \quad (11.3')$$

(11.3) ва (11.3') нинг чап томонлари ўзаро тенг бўлгани учун:

$$\frac{v_1 \tau}{\sin \alpha} = \frac{v_2 \tau}{\sin r} \text{ ёки } \frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (11.3'')$$

$$v_1 = \frac{c}{n_1} \text{ ва } v_2 = \frac{c}{n_2} \text{ эканини ҳисобга олиб,}$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1}, \text{ ёки } \frac{\sin \alpha}{\sin r} = n_{2,1} \quad (11.3''')$$

ифодани ёза оламиз. Бу формула ёруғликнинг синиш қонунини ифодалайди. Шундай қилиб, Гюйгенс принципи синиш қонунини изоҳлаб бера олишини кўрдик. Худди шундай метод билан ёруғликнинг қайтиш, тўла ички қайтиш қонунларини ҳам тушунтириш мумкин.

4-§. Ферма принципи

Биз кўрдикки, оптик бир жинсли муҳитда ёруғлик нурлари тўлқин сиртларига тик равишда йўналган бўлиб, улар бир-бири билан кесишганларида (маълум физик шароитда) интерференция ҳодисасини бермай, бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда мустақил тарқалишни давом эттиради.

Агар ёруғлик нури томонидан, A ва B нуқталар орасидаги ҳақиқий босиб ўтиладиган йўлни қарасак, бу йўл шу икки нуқта орасидаги экстермал T вақт ичида босиб ўтилган йўлдир. Бу қонунга *Ферма принципи* деб аталади ва қуйидаги математик ифодалар билан ёзилади:

$$\delta T = \delta \int_A^B \frac{dl}{v} = 0 \text{ ёки } \delta \int_A^B ds = 0, \quad (11.4)$$

бу ерда δ — вариация симболи (чексиз кичик миқдорда ўзгариш симболи); dl — A ва B нуқталар орасидаги узунлик элементи; $v = v(x, z)$ — муҳитда ёруғлик тезлиги; $ds = n dl$ — элементар йўлнинг оптик узунлиги $n = n(x, z)$ — муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи.

Ёруғлиқнинг тўғри чизиқ бўйича тарқалиш, қайтиш ва синиш қонунлари Ферма принципнинг хусусий ҳолларидир. Масалан, оптик бир жинсли муҳитда ёруғлик тарқалиши қонунини кўрсак:

$$\delta \int_A^B ds = n \delta \int_A^B dl = 0 \quad (11.4')$$

кўринишга эга бўлади. Бу математик ифоданинг физик маъноси шундан иборатки, A ва B нуқталар орасида ёруғлик энг қисқа масофа орқали тарқалади.

Ёруғлик нурларининг оптикада кузатиладиган ўз йўлидан қайтиш қонунини ҳам Ферма қонунининг хусусий ҳолларидан биридир. Масалан, агар нур биринчи муҳитдан иккинчи муҳитга α бурчак остида тушиб r бурчак билан синса, шу нурни қайтадан r бурчак остида иккинчи муҳитдан биринчи муҳитга йўналтирсак, α бурчак билан синиб чиқиб кетади, яъни нур тушиб синган йўлидан чиқиб кетади. Буни муҳитларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари орқали:

$$\textcircled{2} \quad n_{1,2} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{1}{n_{2,1}} \quad (11.5)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

5-§. Ёруғликнинг сферик сиртларда синиши

Кундалик турмушда ва техникада қўлланиладиган оптик асбоблар ҳар хил типдаги линзалар системасидан таркиб топган. Оптик асбобларнинг ишлаш принципи бир ёки бир неча линзалар системаси ёрдамида буюмларнинг тасвирини ҳосил қилишга асосланган. Геометрик оптиканинг алоҳида бўлимларидан бирида ҳар хил оптик системаларда буюмларнинг тасвирини ҳосил қилиш усуллари ўрганилади. Тасвир ҳосил қилиш пайтида қуйидаги шартлар бажарилади деб фараз қилинади:

1. Ёруғлик бир жинсли муҳитда тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади ва нурлар бир-бири билан учрашганда интерференция ҳодисаси рўй бермайди (демак, ёруғлик нурлари мустақил);

2. Ёруғлик нури синдириш кўрсаткичи n_1 бўлган муҳитдан синдириш кўрсаткичи n_2 бўлган муҳитга синиб ўтиш пайтида қуйидаги муносабат кучга эга: $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin r$; бунда α ва r — тушиш ва синиш бурчаклари.

3. Ёруғлик нурлари $\sin i = \lg i \approx i$ шартни қаноатлантирувчи кичик бурчаклар остида тушади ҳамда S нуқтадан чиққан нурларнинг ҳаммаси S' нуқтада кесишади, бундай нурларга параксиал нурлар дейилади (11.3-расм).

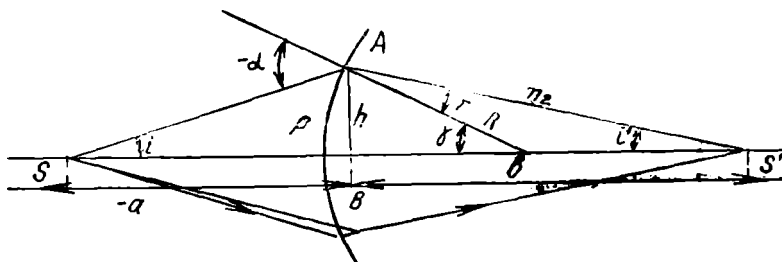
Масофаларни P нуқтадан бошлаб нур йўналиши бўйича мусбат ишора билан, тескари йўналишда эса манфий ишора билан ҳисоблаймиз. Юқоридаги шартлар бажарилганда P ва B нуқталар қарийб бир-бири билан устма-уст тушади, шунинг учун манбадан сиртгача бўлган масофа:

$$SP \approx SB \approx -a.$$

Сиртдан тасвиргача бўлган масофа эса

$$PS' \approx BS' = b.$$

11.3-расмдан кўриниб турибдики, $-\alpha = \gamma - i$ ва $-r = \gamma - i'$. Ёруғлик жуда кичик бурчаклар остида тушади деб фараз қилсак, $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin r$ формулани $n_1(-\alpha) = n_2(-r)$



11.3- расм

кўринишда ёза оламиз: $-\alpha$ ва $-r$ лар қийматларини ҳисобга олсак:

$$n_1 (\gamma - i) = n_2 (\gamma - i'). \quad (11.6)$$

11.3-расмдан:

$$\gamma = \frac{h}{R}; \quad i = \frac{h}{a}; \quad i' = \frac{h}{b};$$

буларни ҳисобга олиб, (11.6) формулани

$$n_1 \left(\frac{h}{R} - \frac{h}{a} \right) = n_2 \left(\frac{h}{R} - \frac{h}{b} \right).$$

кўринишда ёзамиз. Бу тенгламани соддалаштирсак,

$$\frac{1}{a} - \frac{n_{2,1}}{b} = \frac{1-n_{2,1}}{R} \quad (11.6')$$

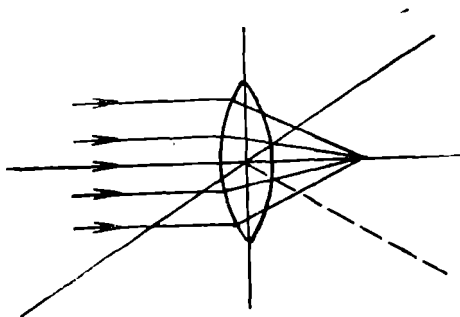
кўринишга эга бўлади. Бу формула ёрдамида a , R , $n_{2,1}$ катталиклар берилганда сирtdан тасвиргача бўлган b масофани топишга ёрдам беради.

6-§. Юпқа линзалар

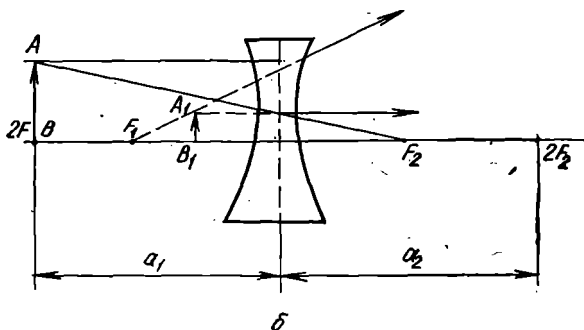
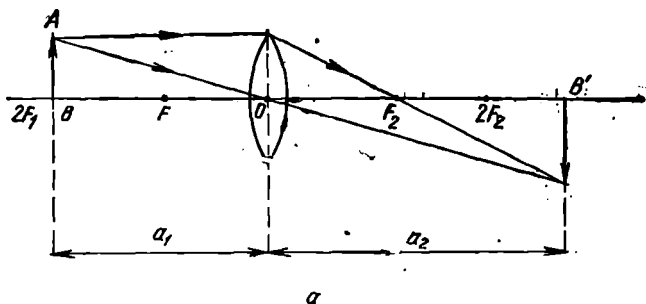
Линза деб, иккала томони сферик сирт билан чегараланган маълум оптик синдириш кўрсаткичига эга бўлган шаффоф жисмга айтилади. Кўп ҳолларда, оптик асбобларда, томонлари сферик шаклга эга бўлган линзалар ишлатилади.

Агар линзанинг қалинлиги d_1 линза сферик юзалари эгрилик радиуси R_1 , R_2 дан кичик бўлса, бундай линзаларга юпқа линзалар дейилади, аксинча бўлган линзалар *қалин линзалар* дейилади.

Линзанинг *бош оптик ўқи* деб линзалар юзаларининг эгрилик марказларидан ва линзанинг марказидан ўтувчи тўғри



11.4- расм



11.5- расм

чизиққа айтилади (11.4-расм). Линзанинг ўртасида, иккала эгрилик марказидан тенг масофада жойлашган O нуқта линзанинг оптик маркази дейилади. Юпқа линзани оптик марказидан ўтиб, бош ўққа тик жойлашган текислик линзанинг бош текислиги дейилади. Оптик марказдан ўтувчи лекин бош оптик ўқ билан кесишмайдиган тўғри чизиқлар қўшимча оптик ўқлар дейилади. Линзанинг бош оптик ўқиға параллел нурлар линзадан ўтиб синади ва бош оптик ўқнинг бир нуқтасида кесишади, бу нуқта линзанинг фокуси (F) дейилади. Бош ва қўшимча оптик марказлар орқали ўтувчи нурлар синмайди.

Юпқа линзанинг умумий формуласи:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = (n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (11.7)$$

бу ерда $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}$, n_2 , n_1 — линза материали ва уни ўраб олган муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари. R_1 ва R_2 — линза сиртининг эгрилик радиуси, a_1 ва a_2 — оптик

марказдан буюмгача ва тасвиргача бўлган масофалар (11.5-расм). Юқорида келтирилган юпқа линзанинг формуласи параксиал нурлар учунгина тўғридир. Линзанинг фокус масофаси

$$F = \frac{1}{(n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)} \quad (11.7')$$

формуладан аниқланади. У ҳолда юпқа линзанинг формуласи

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{F} \quad (11.7'')$$

кўринишида ёзилади.

Бош оптик ўқ устида оптик марказдан иккала томонда бир хил масофада жойлашган нуқталар линзанинг бош фокуси дейилади.

11.5-а расмда бош оптик ўққа тик жойлашган AB буюмнинг йиғувчи линзадаги тасвири кўрсатилган. A^1B^1 тасвир буюмга нисбатан катта, лекин тескари бўлади.

Сочувчи линзада тасвир тўғри, мавҳум ва кичиклашган бўлади (11.5-б расм).

Линзанинг чизиқли катталаштириши:

$$\frac{A_1B_1}{AB} = \frac{a_2}{a_1}. \quad (11.7''')$$

Линзанинг оптик кучи:

$$D = \frac{1}{F}. \quad (11.8)$$

Линзанинг оптик кучи диоптрия деб аталган катталиқ билан аниқланиб, бир диоптрия деб фокус масофаси $F = 1$ м бўлган линзанинг оптик кучига айтилади:

$$D = \frac{1}{F} = \frac{1}{\text{м}} = \text{м}^{-1}; \quad (11.8')$$

Оптик кучлари D_1 ва D_2 лардан иборат бўлган икки линза бир-бирига яқин қўйилса, оптик кучлари алгебраик йиғинди $D = D_1 + D_2$ га тенг. Линзанинг оптик кучи линзанинг асосий характеристикаларидан иборат бўлиб,

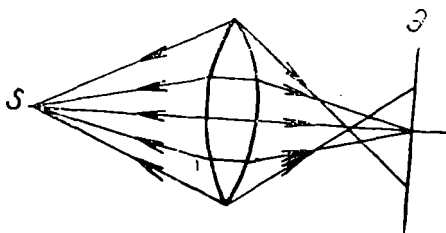
$$D = (n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (11.8'')$$

формула билан аниқланади. Йиғувчи линзалар учун $D > 0$, сочувчи линзалар учун $D < 0$.

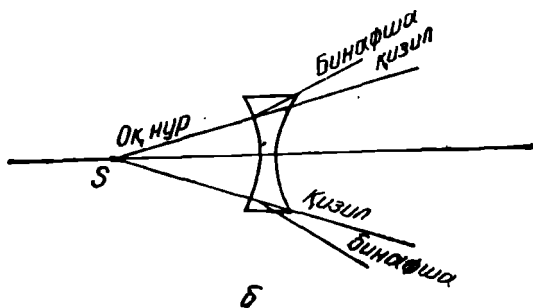
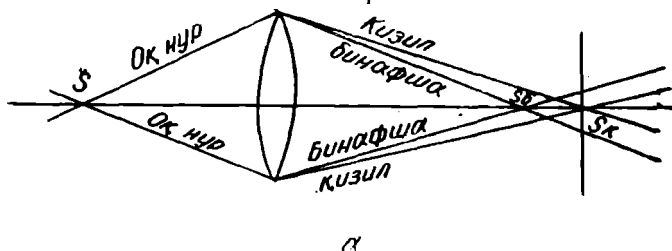
7- §. Линзаларнинг нуқсонлари

Биз линзада тасвир ясашда фақат параксиал нурлардан фойдаландик. Агар катта бурчак ташкил қилувчи нурлардан фойдаланилса, параксиалликдан воз кечилса, оптик системаларда сферик абберация мавжуд бўлади. Агар нурлар монохроматик бўлмаса, у ҳолда линзанинг синдириш кўрсаткичи $n = n(\lambda)$, яъни λ га боғлиқ бўлгани учун дисперсия ҳодисаси рўй беради. Бу эса тасвирни бузишга олиб келади. Биз қуйида ана шу нуқсонларнинг айримлари билан танишиб чиқамиз.

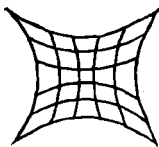
1. *Сферик абберация.* Линзанинг четки қисмлари нурларни ўрта қисмига қараганда кучлироқ синдиради, натижа-



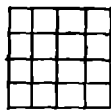
11.6- расм



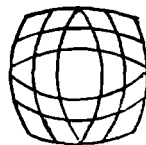
11.7- расм



a



b



b

11.8- расм

да нуқтанинг тасвири экранда ёйилган доғ кўринишида ҳосил бўлади, бу эса тасвирнинг бузилишига олиб келади (11.6- расм). Сферик абберрация нуқсони синдириш кўрсаткичи ҳар хил бўлган йиғувчи ва сочувчи линзалардан комбинациялар тузиш йўли билан ҳамда параксиал нурлар ишлатилиши натижасида йўқотилади.

2. *Хроматик абберрация.* Ёруғликнинг дисперсия ҳодисаси туфайли оқ нур линзадан синиб ўтиш пайтида рангларга (спектрларга) ажралади, масалан, бинафша рангли ёруғлик нурлари қизил рангли ёруғлик нурларига нисбатан линзага яқинроқ жойда кесишади. Натижада тасвир рангларга бўйлиб кўринади (11.7-расм). Хроматик абберрация дисперсия катталиклари ҳар хил бўлган қавариқ ва ботиқ линзалардан иборат оптик системаларни танлаш йўли билан йўқотилади.

3. *Дисторсия.* Линза чизиқли катталаштиришининг ҳар хил қийматга эга бўлиши натижасида тасвир қийшайиб кўринади (11.8- *a* ва *b* расм). Масалан, чизиқли катталаштириш линза бош оптик ўқига яқинлашган сари камайиб борса, ёстиқсимон дисторсия (11.8-*a* расм), аксинча, чизиқли катталаштириш бош оптик ўққа яқинлашган сари ортиб борса, бочкасимон дисторсия (11.8-*b* расм) кузатилади (11.8-*b* расмда дисторсия ҳодисасига учрамаган тасвир кўрсатилган). Геодезия ишларида, аэрофотосъёмкалар олишда дисторсия жуда катта хатоликларга олиб келиши мумкин. Бу нуқсонлардан қутулиш учун мураккаб оптик системалардан фойдаланишга тўғри келади.

Бундан ташқари, агар линзага тушаётган нур билан бош оптик ўқ орасидаги бурчак катта бўлса, буюм ўзининг тасвирига ўхшамайди. Линзанинг бу камчилигини астигматизм деб аталади. Буюм тасвири эллипс, айлана, кесма шаклида бўлиб қолиши мумкин. Бу нуқсон фотографияда, умуман, катта қийинчиликлар туғдиради. Бу нуқсонни тугатиш учун махсус линзалар системаси яратилиб, бу системага *анастигматлар* дейилади.

Шуни қайд қилиш керакки, амалда оптик асбобларнинг ҳамма нуқсонларини бир йўла тугатиб бўлмайди. Шу сабабли оптик асбоблар қандай конкрет мақсадларга мўлжалланган бўлса, ўша мақсадлар учун зарарли бўлган нуқсонларни бутунлай йўқотиш мумкин.

8-§. Оптик асбоблар

Агар предмет жуда кичик бўлса ёки кўзимиздан жуда узоқда жойлашган бўлса, бундай ҳолларда кўриш бурчаги жуда кичиклашади ва биз предметларни аниқ кўра олмаймиз. Нормал кўз учун минимал кўриш бурчаги $\varphi_{\min} \approx 1' \cong \cong 3 \cdot 10^{-4}$ рад. Бундай пайтларда предметларни кузатиш учун оптик асбоблар ишлатилади. Бу асбобларнинг асосий вазифаси буюмларни кўриш бурчагини катталаштиришдан иборатдир. Бундан ташқари кўпгина оптик асбоблар фан ва техниканинг ҳар хил соҳаларида ишлатилади. Шу сабабли оптик асбоблардан айримларининг ўзига хос хусусиятлари билан қисқагина танишамиз.

Энг кенг тарқалган оптик асбоблардан бири *лупадир*. Лупа — майда предметларни кўриш учун фойдаланиладиган қисқа фокусли икки томони қавариқ линзадан (ёки линзалар системасидан) иборат. Кўпинча лупанинг фокус масофаси 1 см дан 10 см гача бўлади. Лупанинг бурчакли катталаштириб кўрсатиши

$$\gamma = \frac{a_0}{f}, \quad (11.9)$$

формула билан ифодаланади. Бу формулада γ — лупанинг бурчакли катталаштириши; f — линзанинг фокус масофаси; $a_0 = 25$ см бўлиб, кўзнинг энг яхши кўриш масофасидир. Лупа 2,5 дан 25 мартагача катталаштириб кўрсатади.

Микроскоп — объектив ва окуляр каби оптик системалардан иборат бўлиб, кичик предметларни жуда катта қилиб кўрсатиш учун ишлатилади. Микроскопнинг бурчакли катталаштириб кўрсатиш коэффициентини:

$$\gamma = \gamma_1 \cdot \gamma_2,$$

бу ерда $\gamma_1 = \frac{\Delta}{f_1}$ — объективнинг катталаштириши; $\gamma_2 = \frac{a_0}{f_2}$ — окулярнинг катталаштириши ёки

$$\gamma = \frac{a_0 \Delta}{f_1 f_2}, \quad (11.9)^3$$

бу ерда, f_1 ва f_2 — мос равишда объектив ва окулярнинг фокус масофалари; $a_0 = 25$ см — нормал кўзнинг энг яхши кўриш масофаси (см ҳисобида); Δ — объективнинг орқа фокал текислигидан шу объектив берадиган тасвир текислигигача бўлган масофа (см ҳисобида берилган). Тахминий ҳисоблаганда Δ объектив ва окуляр орасидаги масофага тенг бўлади. Оддий микроскопларнинг объективлари 6 дан 90 мартагача, окулярлари эса 4 дан 20 мартагача катталаштириб, натижавий катталаштириш 24 дан 1800 мартагача етади.

Демак, микроскопнинг катталаштириб кўрсатиши объектив ва окулярнинг катталаштириб кўрсатишига боғлиқ. Лекин объектив ва окуляр фокус масофаларини ўзгартириб, катталаштиришни хоҳлаганимизча ошира олмаймиз, чунки ёруғликнинг тўлқин хусусияти туфайли оптик системанинг катталаштириш қобилиятига чек қўяди. Шу сабабли микроскоп учун катталаштириш чегарасида деган тушунча киритилади. Бу тушунчага асосан микроскопда алоҳида-алоҳида ажратиб кўриладиган икки нуқта орасидаги энг кичик масофа:

$$L \geq \frac{\lambda_0}{2n \sin i} \quad (11.10)$$

— микроскопнинг ажратиб кўрсата олиш қобилияти деб аталади; бунда λ_0 — предметга тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги; n — предмет ва объектив орасидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи; i — апертура бурчаги (объектив оптик ўқи билан предмет четига тушаётган нур орасидаги бурчак); $n \sin i$ — объективнинг сонли *апертураси* деб аталади (тахминан бирга тенг). Одатдаги оқ нур ёрдамида, оддий микроскопда ўлчами тахминан $2,5 \cdot 10^{-6}$ см бўлган предметни кўриш мумкин. Нормал кўришга эга бўлган инсон кўзи 25 см масофадан ўлчами 0,05 мм (50 мкм) бўлган предметни кўриши мумкин.

Узоқни кўриш учун мўлжалланган трубалар (телескоплар, узоқликни ўлчаш трубалари ва ҳ. к.) ҳам объектив ва окулярдан иборат бўлиб, бу трубаларни катталаштириб кўрсатиш коэффициентлари

$$\gamma = \frac{f_1}{f_2} \quad (11.11)$$

формула бўйича ҳисобланади. Бу формулада: f_1 ва f_2 — объектив ва окулярнинг фокус масофалари. Телескоплар $25 \div 200$ марта, узоқни кўриш трубалари эса $6 \div 25$ марта катталаштиради. Телескопнинг объективи — фокуси узун бўлган линзалар системасидан иборат.

9-§. Асосий фотометрик катталиклар

Оптик диапазонга тўғри келадиган электр магнит тўлқинларнинг ($\lambda \approx 10^{-8} \div 3,4 \cdot 10^{-3}$ м) энергетик параметрларини ўлчаш билан шуғулланадиган оптиканинг бўлимига *фотометрия* дейилади. Соддароқ қилиб айтганда, кўзга кўринадиган ёруғлик таъсирларини ўлчаш билан шуғулланадиган бўлими фотометрия дейилади. Фотометрия — ёруғлик энергиясининг оқими, ёруғлик кучи, ёритилганлик, равшанлик, ёритувчанлик каби физик катталиклар билан иш кўради.

Кўзга кўринадиган ёруғлик нурлари спектрал таркибигагина боғлиқ бўлиб қолмай, кўзнинг ёруғлик спектрига бўлган сезгирлиги (кўриш функцияси $U_{(\lambda)}$) га ҳам боғлиқ. Шу сабабли кўзнинг нисбий спектрал сезгирлиги деган тушунча киритилиб, бу тушунча математик шаклда

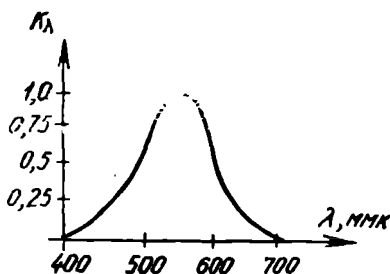
$$K_{\lambda} = \frac{U_{\lambda}}{U_{\lambda \text{ макс}}} \quad (11.12)$$

каби ёзилади, бунда K_{λ} — кўзнинг нисбий сезгирлиги, $U_{\text{макс}}$ — кўзнинг маълум тўлқин узунлигидаги нурга бўлган максимал кўриш функцияси. Нормал кўз учун $\lambda = 5,55 \cdot 10^{-7}$ м = 5550 нм тўлқин узунлигида $K_{\lambda} = 1$ (11.9-расм).

Ёруғлик оқими Φ деб бирор юзадан вақт бирлиги ичида ўтувчи ёруғлик энергиясини кўрсатувчи физик катталиқка айтилади, яъни:

$$\Phi = \frac{Q}{t}, \quad (11.12')$$

бунда Q — ёруғлик энергияси, t — вақт. Ёруғлик кучи бирлиги Бутуниттифоқ метрология илмий текшириш институтининг фотометрик лабораториясида ясалган ёруғлик эталонининг $\frac{1}{60 \text{ см}^2}$ юзасидан нормал йўналишда чиқаётган ёруғлик



11.9- расм

кучининг $\frac{1}{60}$ қисмига

тенг. Бу birlikка кандела (кд) дейилади. Бу ёруғлик кучининг янги эталони бўлиб, халқаро бир шамнинг (эски эталоннинг) ёруғлик кучи 1,005 кд га тенг.

Ёруғлик оқимининг бирлиги Люмен (Лм) бў-

либ, у 1 канделали ёруғликнинг 1 стерадиан фазовий бурчак бўйича юборилган оқимидир:

$$\Phi = 4\pi I = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ стр} = 1 \text{ кд} \cdot 4\pi = 12,5 \text{ Лм. (11.12'')}$$

Ёритилганлик юза бирлигига перпендикуляр тушаётган ёруғлик оқими билан характерланади, яъни $e = \frac{\Phi}{S_n}$. Ёритилганлик бирлиги люкс (Лк) бўлиб, у 1 м² юзага текис перпендикуляр тушаётган 1 Лм оқимга мос келадиган ёритилганликдир:

$$1 \text{ люкс (Лк)} = \frac{1 \text{ люмен (Лм)}}{1 \text{ м}^2}. \quad (11.12''')$$

Равшанлик деб, юза бирлигидан юзага перпендикуляр йўналишда ҳар бир квадрат метрдан 1 кандела ёруғлик кучи берадиган юзанинг равшанлиги олиниб, равшанлик бирлиги— «кандела тақсим квадрат метр» бўлади. Демак, равшанлик $B = \frac{I}{S_n} = \frac{I}{S \cdot \cos \varphi}$. Бу ерда φ — ёруғлик нури йўналиши билан шу ёруғлик тарқатаётган юзага ўтказилган перпендикуляр орасидаги бурчак. Илмий адабиётда «нит», «стильб»; «апостильб», «ламберт» каби бирликлар ҳам учрайди. Бу бирликлар $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ бирлигидан, 1 $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ ҳисобидаги 1, 10⁴, $\frac{1}{\pi}$, $\frac{10^4}{\pi}$ каби қийматларга эга. Демак, «нит», «стильб» «апостильб» «ламберт» лар $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ нинг бошқача қийматларидир. «Нит» билан $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ фақат номи билан фарқ қилади.

Равшанлиги йўналишга боғлиқ бўлмаган сиртга Ламберт қонунига бўйсунувчи сирт дейилади. Яъни ёққан қор қатлами, абсолют қора жисм, ва бошқалар Ламберт ёруғлик манбаларига мисол бўла олади. Ёруғликнинг интенсивлиги ҳам худди равшанликка ўхшаш $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ ҳисобида ифодаланади.

Люмен ҳисобида ифодаланадиган маълум ёруғлик оқими берадиган эталонга эга бўлган ҳолда, бу оқимни ватт ҳисобида аниқлаш ҳамда ёруғлик ва энергетик бирликлар орасидаги муносабатни топиш мумкин бўлар эди. Лекин шунга айтиш керакки, кўзнинг турли тўлқин узунлигига нисбатан сезгирлиги жуда турлича бўлганлиги сабабли кўзнинг энергетик сезгирлиги ҳақида ҳеч нарса айтиб бўлмайди.

$\lambda = 555 \text{ нм}$ тўлқин узунлиги учун 1 люмен оқимдан вужудга келадиган ёруғлик сезгиси ҳосил қилиш учун зарур бўлган қувватни аниқлайдиган энергетик эквивалентни ўл-

чаш мумкин. Ўлчашларга биноан, бу A фактор, яъни ёруғ-лиқнинг энергетик эквиваленти

$$A = 0,00160 \frac{\text{Вт}}{\text{Лм}},$$

га тенг. Ҳозирги пайтда ишлатиладиган ёруғлик ва энергетик бирликларни жадвали қуйидаги жадвалда келтирилган.

Ёруғлик ва энергетик бирликлар

Катталиклар	Белгиси	Ёруғликка оид бирлик	Символи	Энергетик бирлик
Ёруғлик оқими	Φ	люмен	лм	ватт
Ёруғлик кучи	I	кандела	кд	ватт/стера- диан
Равшанлик	V	кандела/м ²	кд/м ²	ватт/стера- диан
Ёритилганлик	E	люкс	лк	ватт/м ²

12- боб. ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

1- §. Ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси

Ёруғлик тўлқинларининг бир-бири билан қўшилиб, бир-бирини кучайтириши ва сусайтириш ҳодисаси *ёруғлик интерференцияси* дейилади. Ёруғлик тўлқинлари бир-бирларини кучайтириши ёки сусайтиришлари учун улар когерент бўлишлари керак. Агар иккала тўлқин частоталари тенг бўлса ва бу тўлқинларнинг фазалари фарқи вақт давомида ўзгармас бўлса, бу тўлқинлар *когерент тўлқинлар* дейилади.

Фараз қилайлик, бир хил частотали икки тўлқин $x_1 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$ ва $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$ бир томонга йўналган бўлиб, улар қўшилсин. Бу икки тўлқин қўшилганда натижавий тебраниш амплитудаси косинуслар теоремасидан топилади:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1), \quad (12.1)$$

$\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ — фазалар фарқи бўлиб, биз кузатаётган вақт давомида ўзгармайди.

(12.1) тенгламанинг хусусий ҳолларини анализ қилиб, қуйидаги хулосаларга келамиз:

1) агар $\alpha_2 - \alpha_1 = 0; 2\pi; 4\pi; \dots; 2k\pi$. (бунда $k = 0, 1, 2, 3 \dots$), бўлса,

$$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1; \quad A = A_1 + A_2; \quad (12.1')$$

агар $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi; 3\pi; 5\pi; \dots; (2k + 1)\pi$ бўлса:
 $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1; A = A_1 - A_2$ (12.1'')

Биринчи ҳолда қўшилаётган тўлқинларнинг кучайиши, иккинчи ҳолда эса сусайиши кузатилади. Агар тўлқин амплитудалари $A_1 = A_2$ бўлса, (12.1'') ҳолда ёруғлик тўлқинлари қўшилиб тўла сўниши кузатилади. Одатда ёруғлик тўлқинлари қўшилиб, бир-бирларини кучайтириш ва сусайтириш шартлари фазалар фарқи билан эмас, балки тўлқинлар йўлларининг фарқи Δ билан ифодаланadi. Фаза $\varphi = \pi$ га тенг бўлса, тўлқин $\frac{\lambda}{2}$ га тенг йўлни босиб ўтади. Демак, иккала тўлқин қўшилиб, бир-бирини максимал кучайтириш учун бу тўлқинлар йўли фарқи жуфт сонли $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлиши керак, яъни:

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda; \quad (12.2)$$

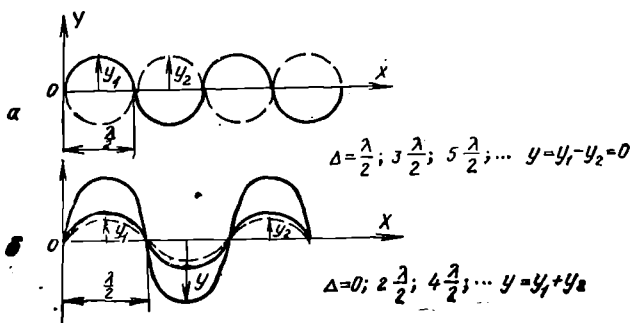
худди шунга ўхшаш тўлқинлар бир-бирларини сусайтириш шarti тоқ сонли $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлиши керак, яъни;

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (12.2')$$

бунда $k = 0, 1, 2, \dots$ бўлиб, y интерференциянинг максимумлар ва минимумлар тартиби дейилади.

12.1-расмда ҳар хил амплитудага эга бўлган тўлқинлар интерференциясининг ҳосил бўлиши тасвирланган.

Агар тўлқинлар йўллари фарқи тоқ сони $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлса (12.1-а расм), тўлқин сусаяди (агар $y_1 = y_2$ бўлса, $y = 0$).



12.1- расм

Агар тўлқинлар йўллари фарқи жуфт сонли $\frac{\lambda}{2}$ га тўғри келса, тўлқинлар бир-бирини кучайтиради (агар $y_1 = y_2$ бўлса, $y_{\text{макс}} = (12.1-б \text{ расм})$).

Когерент тўлқинлар олиш учун иккита бир хил частотали ва доимий фазалар фарқи билан тебранувчи манбалар керак. Лекин иккита мустақил манбадан чиқаётган тўлқинларнинг фазолари фарқи доимий бўлмайди, чунки икки манбада икки хил атом нурланиши мавжуд (буларнинг тебраниш фазалари фарқи доимий бўлмайди). Шунинг учун амалда когерент тўлқинлар (нурларни) олиш учун бир манбадан чиқаётган ёруғликда иккита ёруғлик дастасини ажратиб олиш керак.

Агар шу ажратилган иккала нурни махсус оптик қурилмалар ёрдамида қўшсак, экранда интерференция манзарасини кузатамиз. Иккала когерент тўлқинни экранда учрашув йўли (манба билан экран орасидаги йўл) ҳар хил бўлиб, маълум Δ фарққа эга.

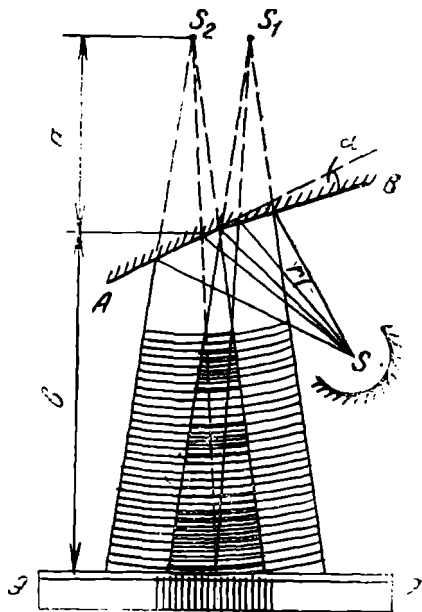
2-§. Когерент нурларни олиш усуллари

Биз юқорида қайд қилганимиздек икки мустақил ёруғлик манбадан масалан, икки шам ёки икки электр лампочкадан чиқаётган ёруғлик нурлари бир-бири билан учрашиб, интерференция бермайди, чунки улар когерент эмас. Когерент тўлқин ҳосил қилиш учун турли хил мустақил атомлар нурланиши ярамайди. Шу сабабли когерент нурларни олиш усуллари бўлиши, Френель бикўзгуси, Бийе биллизиаси, Френель биризмаси, Ллойд кўзгуси ва ҳ. к. қурилмалар фақатгина биргина атомнинг (ёки жипс жойлашган атомлар группасининг) нурланишидан тўлқинларнинг (нурнинг) икки системасини ҳосил қилишга асосланган. Ана шу усуллардан айримларини кўриб ўтамиз.

1. *Френель бикўзгуси.* Бу методда иккита когерент тўлқин ҳосил қилиш ёруғлигининг бир-бирига қарийб 180° бурчак ҳосил қилиб жойлашган OA ва OB кўзгулардан қайтишига асосланган (12.2-расм). S манбадан чиқаётган ёруғлик тўлқинлари OA ва OB кўзгулардан қайтганда, \mathcal{E} экранга иккита когерент нур тушиб бу нурлар худди S_1 ва S_2 маълум манбалардан чиқаётгандек тарқалади. Бу нурлар экранда интерференцион полосалар ҳосил қилиб, марказий ёруғлик полосадан бу полосаларнинг ихтиёрий k — максимум полосагача бўлган масофа $x_k = \frac{k\lambda l}{d}$ бўлиб, полосалар сони эса

$$N = \frac{4a^2 br}{\lambda(r+b)} \quad (12.3)$$

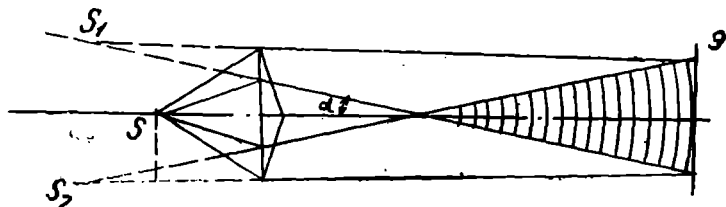
формула ёрдамида топилади, λ — интерференция берадиган монохроматик нурнинг тўлқин узунлиги l — эса мавҳум манбадан экрангача бўлган масофа, d — 2 та мавҳум манбалар орасидаги масофа, a , b , r — масофалари 12.2-расмда кўрсатилган. (12.3) формуладан кўришиб турибдики, экранда ҳосил бўладиган интерференцион полосалар сони тўлқин узунлигига тескари пропорционалдир. Масалан, қизил нур тўлқин узунлигини тахминан $\lambda = 700$ нм, бинафша нурнинг тўлқин узунлигини $\lambda = 400$ нм деб олсак, (12.3)дан кўришиб туриптики, бинафша нурлар учун интерференцион полосалар сони қизил нурга нисбатан кўпроқ бўлади.



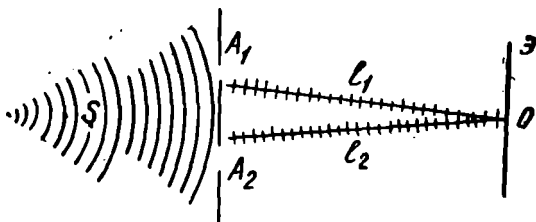
12.2- расм

2. *Френель бипризмаси.* Бир бутун шиша бўлагидан умумий асосга эга бўлган иккита призма ясалган бўлиб, уларнинг синдириш бурчаги α жуда кичик миқдорга эга. S манбадан (12.3- расм) бу бипризмага ёруғлик тушса, бу нурлар иккала призмада синиб, худди S_1 ва S_2 мавҳум манбалардан чиқаётгандек тарқалиб Э экранга тушади ва экранда интерференцион манзара кузатилади.

3. *Юнг тирқишлари.* Ёруғликнинг нуқтавий манбаи S дан бир хил ораликда A_1 ва A_2 тирқишлар жойлаштирилади. Экранда эса ёруғлик интерференцияси кузатилади (12.4- расм).



12.3- расм



12.4- расм

12.4- расмда экраннинг ўртасида ҳосил бўладиган интерференцион манзара кўрсатилган. Агар O нуқтадаги (ёки пастда, ёки юқорида l_1 ва l_2 нурларни учраштирадик, у ҳолда $\Delta l = l_2 - l_1$ ёки $\Delta l = l_1 - l_2$ йўллар фарқи ҳосил бўлиб, интерференцион манзара максимум ва минимумлари (12.2) ва (12.2') формулалар билан ҳисоблаш мумкин.

3-§. Оптик йўлнинг узунлиги

Агар ёруғлик абсолют синдириш кўрсаткичи n бўлган муҳитда l масофани босиб ўтса, шу геометрик узунлик l ни n га кўпайтмасига йўлнинг *оптик узунлиги* s дейилади, яъни:

$$s = n l. \quad (12.4)$$

Фараз қиламиз, битта манбадан икки когерент нур чиқиб абсолют синдириш кўрсаткичлари n_1 ва n_2 бўлган икки хил муҳитда тарқалиб l_1 ва l_2 масофаларни босиб ўтсин. У ҳолда икки когерент тўлқиннинг фазалари фарқи $\Delta \varphi$:

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (s_2 - s_1), \quad (12.4')$$

бу формулада $s_2 = n_2 l_2$, $s_1 = n_1 l_1$; λ — вакуумда ёруғликнинг тўлқин узунлиги.

Агар икки нурнинг оптик йўллари бир-бирига тенг бўлса, яъни $s_1 = s_2$ бўлса, бу йўллар таутохрон йўллар дейилади. Таутохрон йўлларда тарқалаётган нурларда фазалар фарқи ҳосил бўлмайди. Стигматик тасвирлар берадиган оптик системаларда линзадан ўтиб, бош оптик ўқнинг бирор нуқтасида тўпланадиган нурларнинг оптик йўллари узунлиги таутохрондир, яъни фазалар фарқи ҳосил қилмайди.

$\Delta l = l_1 - l_2$ катталики икки нур оптик узунликларининг фарқи бўлиб, фазалар фарқи $\Delta \varphi$ билан

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s, \quad (12.4'')$$

кўринишда боғланган. Агар $\Delta s = \frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлса, фазалар фарқи $\Delta \varphi = \pi$; бир оптик узунликни иккинчи бир оптик узунликка нисбатан $\frac{\lambda}{2}$ га узайишига (ёки қисқаришига) биринчи тўлқинни π марта кечикиши (ёки илгари кетиши) тўғри келади. Бу иккала тўлқин суперпозиция қилинганда амплитудалари бир-биридан ажратилади, агар амплитудалар тенг бўлса, қўшилган (суперпозиция қилинган) тўлқин амплитудаси нолга тенг бўлади.

Иккала когерент тўлқиннинг интерференцияси Δs жуда катта бўлмаганда кузатилади. Агар $\Delta s \geq \tau c$ бўлса (τ — атомнинг нур чиқариш вақти, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги), тўлқинлар когерент бўлмасликлари ва интерференция бермасликлари мумкин. Бу ҳақиқатга яқин тахминдир, чунки $\tau \sim 10^{-8}$ с; $c = 10^8$ м/с бўлса, $\Delta s \approx 3$ м га тўғри келади. Бу эса жуда катта макроскопик масофадир.

Агар оптик узунликлар фарқи $\Delta s \ll \tau c$ ёки

$$\Delta \lambda < \frac{\lambda^2}{\Delta s} \quad (12.4''')$$

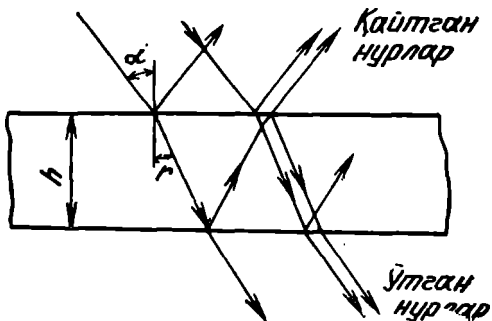
шартни бажарсагина, ёруғлик нурлари интерференция беришлари мумкин.

4-§. Юпқа плёнкаларда интерференция ҳодисаси

Совун плёнкаси (нардаси) даги ёки сув сиртида ёйилган нефть юпқа плёнкаларини ёруғлик нурида ҳар хил рангга бўялиб кўриниши юпқа плёнкаларда ёруғлик интерференцияси ҳодисаси натижасида ҳосил бўлади. Қалинлиги h бўлган юпқа плёнка (12.5-расм) берилган бўлиб, бу плёнкага ёруғлик нури α бурчак билан тушиб, r бурчакка синган бўлсин. Тушаётган нурнинг бир қисми плёнка сиртидан қайтади, синган нурнинг бир қисми (плёнка шаффоф бўлганлиги учун) плёнканинг қуйи чегарасидан, яъни плёнка ва суюқлик чегарасидан қайтиб, бир қисми плёнкадан ташқарига синиб чиқиб кетади. Тушаётган, синган, қайтган ва ўтган нурлар 12.5-расмда кўрсатилган.

Плёнка сиртидан плёнкага синиб ўтиб, унинг қуйи чегарасида қисман қайтган нур, плёнка сиртидан қайтган нур билан учрашгунча; уларнинг босиб ўтган йўлларида қуйидагича оптик йўл фарқи ҳосил бўлади:

$$\Delta = 2hn \cos r + \frac{\lambda}{2}, \quad (12.5)$$



12.5- расм

бу формулада $\frac{\lambda}{2}$ — плёнканинг сиртидан қайтганда ярим тўлқин узунлиги йўқотилишини кўрсатади, n — плёнканинг синдириш кўрсаткичи бўлиб, плёнкани ўраб олган ҳавонинг синдириш кўрсаткичидан катта. Аксинча, агар плёнка атрофидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи плёнканинг синдириш кўрсаткичидан катта бўлганда ҳам ёруғлик нури плёнканинг қуйи чегарасидан қайтганда $\frac{\lambda}{2}$ йўл йўқотиб, йўллар фарқи худди

(12.5) кўринишда бўлади. Демак, сиртда қайтган ва сиртдан плёнкага синиб ўтиб, плёнканинг иккинчи чегарасидан қайтиб, яна юзага чиққан нурлар йўллари фарқи Δ , муҳит ва плёнканинг синдириш кўрсаткичлари муносабатларига боғлиқ эмас экан. Фараз қиламиз, плёнка устки томонидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи $n_{\text{уст}}$ ва плёнка остидаги муҳитнинг синдириш кўрсаткичи $n_{\text{ост}}$ бўлсин. Агар $n_{\text{уст}} < n < n_{\text{ост}}$ бўлса, қайтган нурлар, (11.5-расм) йўллари фарқи

$$\Delta = 2hn \cos r \quad (12.5')$$

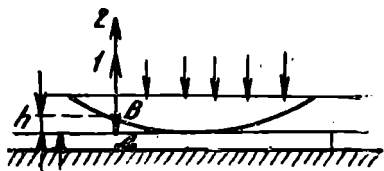
бўлиб, бу формулада $\cos r$ ни $\cos r = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}$ га алмаштириб

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad (12.5'')$$

ифодани оламиз. (12.2') шартларга асосан $\Delta = k\lambda$ шарт бажарилса—интерференцион максимум, $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ шarti

бажарилса—интерференцион минимум кузатилади. Ҳосил бўлган интерференцион полосалар тенг оғмали полосалари дейила-

ди, чунки ясси параллел пластинага бир хил бурчак остида тушувчи нурлар пластинкадан қайтувчи нурларнинг бурчаклари бир хилдир.



12.6- расм

Юпқа плёнкалар пона шаклида ҳам бўлишлари мумкин. Бу пластиналарда ҳар қайси қалинликда алоҳида интерференцион полосалар кузатилади, шу сабабли бу интерференцион полосалар тенг қалинлик интерференцион полосалари дейилади.

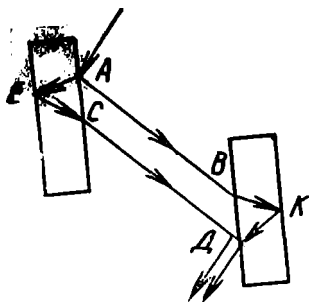
Хусусий ҳолларда, эгрилик радиуси катта ($R \sim 10 \div 100\text{м}$) бўлган ясси-қавариқ линзаларни ясси параллел пластинкалар устига ўрнатиб ёритилганда (12.6- расм) тенг қалинликка эга бўлган интерференцион манзараларни кузатиш мумкин. Ҳосил бўлган ҳаво понасининг қалинлиги h бўлсин. Ёруғлик нурининг A ва B нуқталаридан қайтишига эътибор берсак, B нуқтадан, яъни линза — ҳаво чегарасидан ёруғлик нурининг бир қисми (2) қайтиб кетади, иккинчи қисми (1) эса A нуқтадан, ҳаво-шиша пластинка чегарасидан қайтади. Натижада нурларнинг (12.2) ва (12.12') формулаларда изоҳлангандек, оптик йўллар фарқлари ҳосил бўладикки, бу шартлар бажарилганда интерференцион полосаларни кузатамиз. Бу полосалар тенг қалинликка эга бўлган полосалар бўлиб, бутун ҳаво понаси бўйича кузатилса (линза периметри бўйлаб), интерференцион манзара ҳалқа шаклида кузатилади ва бунга Ньютон ҳалқалари дейилади. k - тартибли қайтган нурларда кузатилган ёруғ ҳалқа радиуси $r_k = \sqrt{\left(k - \frac{1}{2}\right) \lambda R}$ формула билан аниқланади. Бу ерда λ — тушувчи тўлқин узунлиги, R — линзанинг эгрилик радиуси.

Тенг оғмалик ва тенг қалинлик интерференцион полосаларини кузатиш техникада шаффоф деталлар сиртларини ишлашни сифатини текширишда ёки улар қирраларини параллел ёки параллел эмасликларини текширишда кенг фойдаланилади. Масалан, тенг оғмалик интерференцион полосалари методи билан шаффоф пластинкалар қирраларини параллеллиги $0,01$ мкм гача аниқликда ўлчанади.

6.

5- §. Интерферометрлар

(12.5') ва (12.5'') формулалар, асосан, ёруғлик интерференцияси ҳодисасининг хусусий формулаларидан бўлиб, интерференция ҳодисаси асосида синдириш кўрсаткичларини, предмет.



12.7- расм

ларнинг ўлчамларини, ёруғлик тўлқин узунлигини ва бошқа қатор физик катталикларни ўлчаш мумкинлигини кўрсатади. Шу мақсадлар учун ишлаш принципи ёруғлик интерференциясига асосланган оптик асбоблар—интерферометрлар ишлатилади. Масалан, муҳитларнинг синдириш кўрсаткичларини ўлчаш учун Жамен интерферометри, юлдузларнинг бурчакли ўлчамларини ўлчаш учун юлдузлар интерферометрлари, деталларнинг сиртларига механик ишлов бериш сифатини текшириш учун А. А. Лебедевнинг поляризацион интерферометри ва ҳ.к ҳар хил техник мақсадлар учун ишлатилади. Биз шуларнинг айримлари ҳақида тўхталиб ўтамиз.

1. **Жамен интерферометри** (12.7-расм). Интерферометр иккита силлиқ параллел ёқли шиша пластинкалардан иборат. Агар пластинкалар параллел бўлса D нуқтада учрашувчи нурларда йўллар фарқи бўлмайди ва кузатиладиган интерференцион манзара—тенг оғмали полосалардан иборат бўлади.

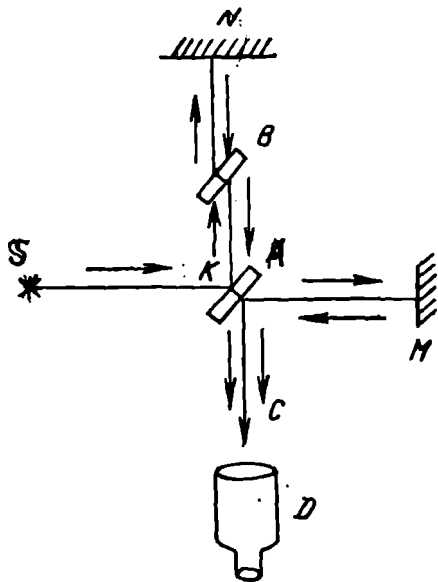
Агар AB ёки CD нурлар йўлига маълум синдириш кўрсаткичига (n_1) эга бўлган бирор шаффоф муҳит қўйсак, $ABKD$ ва $AECD$ йўллар $\Delta = 2hn \cos r_1 - 2hn \cos r_2 + (n_1 - 1)d$ га тенг бўлади. Бу ерда h — пластинка қалинлиги, r_1 ва r_2 — пластинкалардан нур синиш бурчаклари n — шиша пластинканинг, n_1 — муҳитнинг синдириш кўрсаткичи, d — муҳитнинг қалинлиги.

Агар ёруғлик йўллари фарқи тўлқин узунлиги λ билан ифодаланса ва $n\lambda$ га тенг бўлса, интерференцион манзаралар m полосага силжийди. Силжишнинг $\frac{1}{10}$ улуши анча сезиларли даражада бўлади. Шундай қилиб, Жамен интерферометри ёрдамида нурларнинг бирига қўйилган муҳитнинг синдириш кўрсаткичларини жуда катта аниқлик билан ўлчаш мумкин. Жамен интерферометрини интерференцион *рефрактомер* деб ҳам аталади.

2. **Майкельсон интерферометри** (12. 8- расм). Бу интерферометр масофаларни юқори аниқлик билан ўлчашга ёрдам беради. Ёруғлик нури s — манбадан ярим шаффоф A пластинкага тушиб, бир қисми пластинка сиртидан қайтиб N кўзгуга, бир қисми эса пластинкадан ўтиб M кўзгуга тушади. Шундай қилиб, ўзаро перпендикуляр йўналишларда l_1 ва l_2 масофаларни ўтади. M ва N кўзгулардан қайтгандан сўнг

198

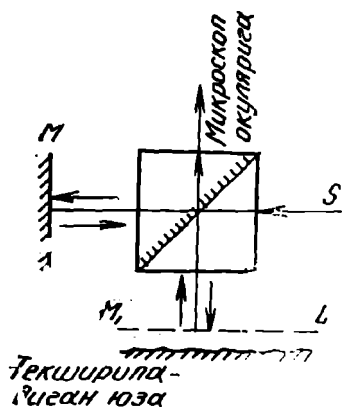
яна ярим шаффоф A пластинкага қайтиб, $\Delta = 2(l_1 - l_2)$ йўллар фарқи ҳисобига интерференцияланади ва $KС$ чизиқ бўйича тарқалади ҳамда D кўриш трубасига томон йўналади. B пластинка компенсатор ролини бажаради, чунки агар B пластинка бўлмаса (B пластина қалинлиги, шаффофлиги бўйича A билан бир хил лекин кумуш плёнка билан қопланмаган шу сабабли ярим шаффоф эмас) N кўзгуга борувчи нур A пластинкадан бир марта ўтган бўлар эди. B пластинка қўйилгандан сўнг M кўзгуга борувчи нур каби N



12.8- расм

кўзгуга борувчи нур ҳам пластинкадан уч марта ўтади. Кўриш трубаси орқали тенг оғмалик интерференцион полосалари кузатилади. Агар микрометрик винг билан N кўзгуни маълум (масалаи, $\frac{\lambda}{2}$ масофага сурсак) интерференцион полосаларни бир полосага суради (силжитади). Агар кўзгулардан бирининг ўрнига сирти дефектли деталь ўрнатсак, кузатиладиган интерференцион ҳалқа ёки полоса ёрдамида деталь сиртининг нуқсонлари аниқланади.

3. В. А. Линник интерферометри (12.9-расм). Бу интерферометр билан деталлар сиртига ишлов бериш сифатини текшириш мумкин, агар маълум микро ғадир-будурликлар бўлса, уларнинг чуқурлигини, баландлигини баҳолаш мумкин. S' манбадан чиққан нур призма диагонали сиртига келиб (диагонал сирт ярим шаффоф бўлганлиги сабабли) иккига бўлинади. Бир қисми идеал силлиқ сиртга эга бўлган M кўзгуга бориб қайтади, бири эса ғадир-будур деталь сиртидан қайтади. Микроскопда текшириляётган сиртдаги ғадир-будурликлар ҳисобига интерференцион полосаларнинг эгилганини кузатамиз ва уларнинг чуқурликлари, ўлчамларни баҳолаймиз.



12.9- расм

сида амалга оширилади. Оптиканинг бирлашган бу қонунига Гюйгенс — Френель принципи дейилади. Бизга маълумки, Гюйгенс принцигига асосан тўлқин фронтининг ихтиёрий нуқтасини тебранишнинг *мустақил иккиламчи манбаи* деб қараш мумкин. Френель эса бу принципини тўлдирди. У Гюйгенс принцигига тўлқинлар интерференцияси тўғрисидаги го-яни киритиб, бу принципга физик маъно берди. Шу тўғрисида элементар тўлқинларнинг Гюйгенс томонидан соф формал равишда киритилган ўрам сирти аниқ физик мазмунга эга бўлиб, бу сиртда элементар тўлқинларнинг ўзаро интерференцияланиши тўғрисида натижаловчи тўлқин интенсивлиги анча сезиларли бўлади. Шундай қилиб, Гюйгенс — Френель принципи тўлқин оптиканинг асосий тушунчаси ёруғлик дифракцияси масаласини ҳал этишда энг зарур, керакли тасав-вур бўлиб қолди. Тўлқин fronti қисман тўсиб қўйилса, ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишдан оғади. Бу ҳодисага ёруғлик дифракцияси дейилади.

2-§. Френелнинг зоналар методи

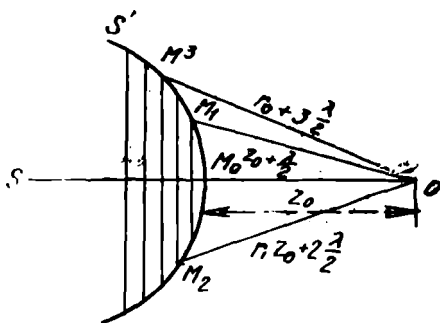
Дифракцион манзараларда ёруғлик интенсивлиги тақси-моти Гюйгенс — Френель принцигига асосан, Френелнинг зоналар методи ёрдамида ўрганилади. Френелнинг зоналар методи қараб чиқамиз. Фараз қилайлик. S — ёруғлик манбаи берилган бўлсин. Бу манбанинг O нуқтада ҳосил қилган ёруғлигини ҳисоблаймиз (13.1-расм). S манба S' тўлқин сиртини ҳосил қилган бўлсин. S манбанинг таъсири S'

Шундай қилиб, интерферо-метрлар ёрдамида масофаларни жуда катта аниқлик билан ўл-чаш мумкин. Кўзгу, линза ва призмалар сиртини ниҳоят да-ражада пухта текшириб кўриш замонавий оптик асбоблар тай-ёрлашда муҳим аҳамиятга эга.

13-б о б. ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

1-§. Гюйгенс — Френель принципи

Дифракция ҳодисасининг анализи Гюйгенс принципи ва интерференция қонунлари асо-



13.1- расм

сирт устида жойлашган манбачалар билан алмаштирилади. Бу алмаштиришни амалга ошириш учун Френель S' сиртни ҳалқали зоналарга бўлиб чиқади. Бу ҳалқалар шундай бўлинганки, зоналар чегарасида O нуқтагача бўлган масофалар бир-биридан $\frac{\lambda}{2}$ га фарқ қилади, яъни:

$$M_1O - M_0O = M_2O - M_1O = M_3O - M_2O = \dots = \frac{\lambda}{2}. \quad (13.1)$$

Агар тўлқин сирти S' дан O нуқтагача бўлган масофа r_0 бўлса, зоналарни яшаш учун радиуси:

$$r_k = r_0 + k \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (13.1')$$

бўлган сфералар чизилади. Бу сферанинг маркази O нуқтада бўлиб, сфераларнинг S' сирт билан кесишган жойлари Френель зоналари чегараларини аниқлайди. k -Френель зонасининг радиуси (ρ_k):

$$\rho_k^2 = \frac{r_0 R}{r_0 + R} k \lambda \quad (13.1'')$$

шартдан топилади. k -зона сиртининг юзи эса

$$S_k = \frac{\pi r_0 R}{r_0 + R} \lambda, \quad (13.1''')$$

формула ёрдамида ҳисобланади. Бу ерда R — тўлқин сиртининг радиуси.

Шундай қилиб, фронт сирти тенг катталикларга эга бўлган Френель зоналарига бўлинади. O нуқтада ҳосил бўлган

Ёруғлик интенсивлиги масаласи ҳар қайси зонани шу нуқтага таъсирини ҳисобга олиш билан ҳал этилади. Албатта O нуқтада зоналар улушини ҳисобга олишда қўйидаги шартларга амал қилинади:

1) қўшни зоналардан чиқаётган тўлқинлар қарама-қарши фазаларда учрашганлари учун бир-бирларини сусайтиради;

2) SO_i ва OM_i лар орасидаги бурчак катталашган сари зонанинг таъсири камайиб боради; шу сабабли зоналардан чиқаётган ёруғлик тўлқинлари амплитудалари $a_1 > a_2 > a_3 \dots$ тенгсизликларни қаноатлантиради.

Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйича тарқалиши юқорида келтирилган мулоҳазаларнинг хусусий ҳолидир. Тўла ёруғлик тебранишининг O нуқтага етиб келадиган амплитудалари йиғиндиси:

$$a = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 \dots$$

ёки

$$a = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2} \right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2} \right) + \dots \quad (13.2)$$

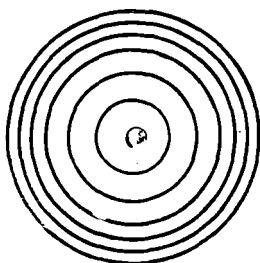
Қўшни зоналардан келаётган амплитудалар яқин бўлганлиги учун:

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2}; \quad (13.2')$$

Тўла тўлқин сирти томонидан O нуқтада ҳосил қилинаётган ёруғлик тўлқини амплитудаси, Френель марказий зонаси бераётган амплитуданинг ярмига тенг:

$$a = \frac{a_1}{2}. \quad (13.3'')$$

Демак, S' тўлқин сирти ҳамма томонга ёруғлик нуруни тарқатишидан қатъи назар, O нуқтада ҳосил бўлаётган интерференция ҳисобига ёруғлик марказий зонадан O нуқтага тор канал орқали тарқалгандек етиб келади.



13.2- расм

Бу мулоҳазалардан кўриниб турибдики, Гюйгенс — Френель принципига асосан ёруғликни тўғри чизиқ бўйлаб тарқалишини ҳам тушунтириш мумкин. Бу принципга асосан параллел нурулар берган дифракцияни, Фраунгофер дифракциясини ҳам тушунтириш мумкин.

Френель зоналари мавжудлигини, тажрибада зоналар пластинка ёрдамида кузатиш мумкин. Бу ҳалқачалар радиуслари Френель зоналари радиусларига

тенг, N эса дифракцион панжаранинг узунлик бирлигига тўғри келадиган тирқишлар сони. Ҳозирги пайтда дифракцион панжаралар алюминий кўзгуга олмос билан тилим ҳосил қилиш йўли билан ясалади. Мавжуд қурилмалар (машиналар) 1мм масофага 2000 гача тилим жойлаштириши мумкин. Бундай дифракцион панжаралар ёруғликни қайтариш ҳисобига ишловчи панжаралар дейилади. Дифракцион панжаралар спектрал анализ асбобларида (спектрографларда ва спектрометрларда) мураккаб спектрал нурларни дисперсиялаб берувчи призма ўрнида ҳам ишлатилади.

5-§. Оптик асбобларнинг ажратиш қобилияти

Оптик (интерференцион) асбобларда иккита бир-бирига жуда яқин бўлган интерференцион полосани бир-биридан бирмунча узоқлаштириб яққол кўрсата олиш хусусияти шу асбобларнинг ажратиш қобилияти дейилади. Дифракцион панжараларда ҳам худди шундай: иккита ёнма-ён жойлашган спектрал чизиқларни ажратиш кўрсата олиш қобилияти мавжуд. Оптик асбобларнинг ажратиш қобилиятларини Рэлей тадқиқ қилган. Рэлей ғоясига асосан оптик асбобларнинг ажратиш қобилияти:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda}, \quad (1.38)$$

шарти билан ифодаланади. Бу формулада $\Delta \lambda$ — иккита спектрал чизиқ (интерференцион полоса) тўлқин узунликлари орасидаги энг кичик фарқ, яъни $\lambda_1 = \lambda$ ва $\lambda_2 = \lambda + \Delta \lambda$ спектрал чизиқларнинг тўлқин узунликлари орасидаги фарқ. Интерференцион (дифракцион) спектрометрлар учун Рэлей шarti:

$$R = \frac{\lambda}{d \lambda} = kN \quad (13.9)$$

кўринишда ёзилади; k — спектрларнинг максимал тартиби, N — ёруғликнинг интерференция берувчи дасталари сони ёки дифракцион панжара тирқишлари сони. Ҳозирги замон оптика саноати ишлаб чиқараётган панжаралар доимийси $d \leq 10^{-5}$ см бўлган дифракцион панжаралар билан иш кўради. Бу имкониятлар ажратиш қобилияти призмали спектрографларникидан юқори бўлган дифракцион панжарали спектрографларни ишлаб чиқаришга ва фан-техникада кенг қўллашга имконият беради.

Призмали спектрал асбоб призмасининг ажратиш қоби-
ляти:

$$R = l_0 \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad (13.10)$$

формула билан ифодаланеди. Бу формулада φ — тўлқин узунлиги λ га тенг бўлган ёруғликнинг призма томонидан оғдириш бурчаги, l_0 — призмадан чиқаётган нур дастасининг кенглиги.

Агар призма энг кам оғиш бурчаги остида жойлаштирилган бўлса:

$$R = a \frac{dn}{d\lambda}; \quad (13.11)$$

бу ерда a — призма асосининг узунлиги, n — призманинг абсолют синдириш кўрсаткичи.

Умуман олганда, оптик асбоблардан уларнинг ажратиш чегарасидан ташқарида ҳам фойдаланиш мумкин. Бу ҳолда буюмларнинг аниқ ўлчамларини ҳисобга олиб бўлмайди, лекин буюмларнинг жойини топиш, уларнинг ҳаракатини кузатиш учунгина ишлатилади.

6-§. Кўп ўлчовли структураларда дифракция

Табиатда оптик шаффоф, лекин оптик зичликлари ҳар ерда ҳар хил бўлган муҳитлар учрайди. Масалан, метеорологик оптикада атмосферадаги фазовий анизотропия жуда қизиқ дифракцион манзараларни беради. Ёмғир томчиларидаги дифракция — камалакни беради. Майда муз парчаларидаги дифракция Қуёш ва Ой атрофида айланалар ҳосил қилади. Туман томчилари атрофидаги дифракция Қуёш ва Ер атрофида чамбараклар ҳосил қилади ва шунга ўхшаш қизиқ ҳодисалар кузатилади. Фақат бунда: дифракциялар ҳосил бўлиши учун, локаль анизотропик муҳитларнинг геометрик ўлчамлари дифракцияланувчи нурнинг тўлқин узунлигига яқин бўлиши керак.

Агар муҳитда, локаль анизотропик соҳаларнинг ўлчамлари катта бўлса, дифракцияни асосан сочилган нурлар беради. Шу соҳалар ўлчамларига қараб ҳар хил нурлар дифракциясини кузатамиз. Агар анизотропик соҳа ўлчамлари нисбатан катта бўлса, қизил нурлар дифракцияси, нисбатан кичик бўлса бинафша нурлар дифракциясини кузатамиз. Молекуляр оптикада суюқликлар критик опалесценция ҳолатида бўлганидаги дифракция, суюқликларда ультратовуш тўлқинлари тарқалгандаги дифракция кенг ўрганилиб, буларнинг илмий аҳамияти каттадир.

мос келиб, агар бу зонали пластинкани (13.2-расмга қаранг) нуқтавий ёруғлик манбаидан R масофага, O нуқтадан r_0 масофага жойлаштирсак, пластинка жуфт Френель зоналарини беркитади, тоқларини ўтказди.

3-§. Тор тирқишдаги ёруғликнинг дифракцияси

Агар эни b бўлган тор тирқишга параллел нурлар тушса, бу тирқишдан ўтган нурларни линза орқали фокусласак, экранда ёруғликнинг максимум ва минимумларини кузатамиз (13.3-расм). Бу максимум ва минимумлар (тирқишдан дифракцияланиб ўтган нурлар интерференцияси билан тушунтирилади.

Нурларни параллел тушишдан оғиши, яъни эни b бўлган тирқишда дифракцияланиши φ бурчак остида бўлсин, у ҳолда тирқишнинг четки элементар қисмларидан чиққан нурларнинг оптик йўллар фарқи $\Delta = b \sin \varphi$ бутун тўлқин узунликларига ($k\lambda$) тенг бўлса ва минимум ярим тўлқин узунликларига $(2k + 1)\frac{\lambda}{2}$ тенг бўлса, максимум шартлари бажарилади. Демак, дифракцияланган нурларнинг интерференцияларида минимумлар шarti: $b \sin \varphi = k\lambda; k = 1, 2, 3, \dots$ (13.4)

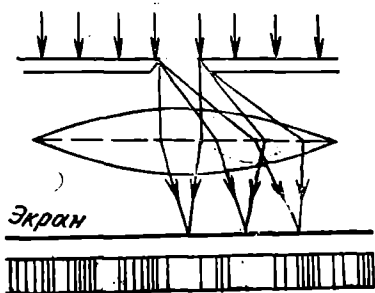
Максимумлар шarti эса

$$b \sin \varphi = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, k = 1, 2, 3, \dots \quad (13.4')$$

формулалар билан ифодаланади.

Агар тирқиш ўлчами ўзгармаса; ҳар хил рангдаги ёруғлик нурларнинг дифракцион оғиши ҳар хил бурчаклар остида бўлади. Агар тирқишга оқ ёруғлик тушса, марказий максимум оқ бўлиб атрофдаги максимумлар эса симметрик равишда турли ранглардаги ёруғликлардан иборат бўлади. Ҳақиқатан (13.4') формулага асосан қизил нур ($\lambda = 0,76$ мкм) каттароқ бурчакка оғган бўлади, бинафша нур ($\lambda = 0,40$ мкм) жуда кичик бурчакка оғган бўлиб, шу иккала нур орасида қолган рангдаги нурлар жойлашган бўлади. Агар тушаётган параллел нурлар монохроматик нурлар бўлса, биз экранда қора, оқ полосаларни кузатамиз.

Дифракцияланган нурларнинг ихтиёрӣ φ бурчак



13.9- расм

Йўналишидаги интенсивлиги аналитик ҳисобланган ва қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 [b \pi / \lambda \cdot \sin \varphi]}{[(b \pi / \lambda) \sin \varphi]^2}, \quad (13.5)$$

Бу ерда I_0 — эни b бўлган тирқишга тушаётган бирламчи тўлқиннинг интенсивлиги.

4-§. Дифракцион панжара ва унинг қўлланилиши

Дифракцион панжара деб, шаффоф бўлмаган оралиқлар билан ажратилган тирқишлар системасига айтилади. Тирқиш ва шаффоф бўлмаган оралиқни ўз ичига олувчи d масофа дифракцион панжаранинг доимийси ёки даври бўлиб ҳисобланади (13.4-расм).

Расмдан кўришиб турибдики, панжарага параллел тушаётган нурлар маълум φ бурчакка огади ва маълум йўллар фарқига эга бўлади. Масалан, I ва II нурлар орасидаги йўллар фарқи: $\Delta_1 = d \sin \varphi$, I ва III нурлар орасидаги йўллар фарқи эса $\Delta_2 = 2 d \sin \varphi$ га тенг ва ҳоказо.

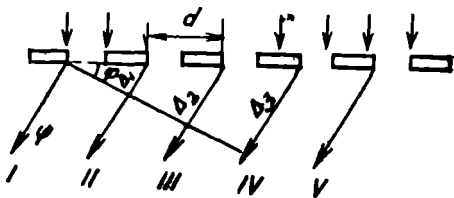
Агар

$$\Delta = d \sin \varphi = k \lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (13.6)$$

шарти бажарилса у ҳолда бу нурларнинг фазалари $2 k \pi$ га фарқ қилиб бир-бирини интерференция натижасида кучайтиради. Шунинг учун бу шарт дифракцион панжаранинг интерференцион максимумлар шarti дейилади, k эса максимумлар тартибидир. Аксинча дифракцияланган нурлар учун минимумлар шarti:

$$\Delta = d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 0, 1, 2 \dots) \quad (13.7)$$

(13.6) ва (13.7) формулаларда d — дифракцион панжара доимийси. Одатда дифракцион панжара доимийси $d = \frac{1}{N}$ га



13.4- расм

Уч ўлчовли панжарада бўладиган дифракция ҳодисаси катта аҳамиятга эгадир. Қисқа тўлқиндаги, яъни рентген нурларининг металлларнинг кристалл панжарасидан қайтгандаги дифракцияси Лауэ томонидан кашф қилинди. Агар монокроматик рентген нурлари кристалл юзага θ бурчак остида тушса, у ҳолда кристаллнинг атомлари дифракциялаб қайтарган нурларнинг интерференцион максимум шarti Вульф — Брег формуласи билан аниқланади:

$$2d \sin \theta = k \lambda, \quad (13.12)$$

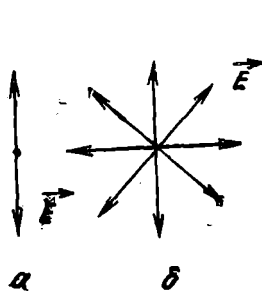
бу ерда d — иккита кристалл панжара қатлами орасидаги масофа.

Агар кристалл панжара доимийси маълум бўлса, у ҳолда рентген нурларининг тўлқин узунлигини дифракцион манзара — лауэграммадан фойдаланиб топилади ва аксинча.

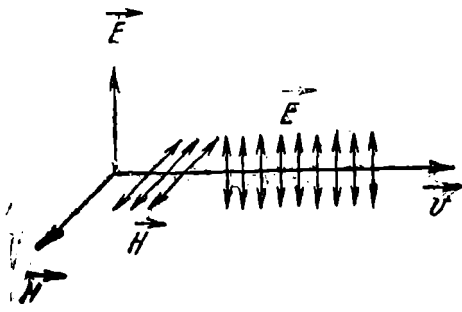
14-б о б. ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

1- §. Табиий ва қутбланган ёруғлик

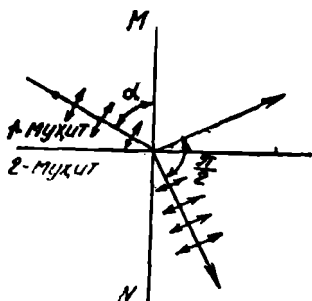
Электр ва магнит векторлари ҳар хил йўналишлар бўйича йўналган ёруғликлар *табиий* ёки *қутбланмаган* ёруғлик дейилади. (Одатда, электр, магнит векторлари ва уларнинг тарқалиш йўналиши ўзаро перпендикуляр бўлади.) Электромагнит тўлқинлари кўндаланг тўлқинлар бўлиб, \vec{E} ва \vec{H} векторлар тўлқинининг йўналиш текислигига тик текисликларда тебранади. \vec{E} вектор тебранаётган текисликка тебраниш текислиги, магнит вектори тебранаётган текисликка *қутбланиш текислиги* дейилади. Одатда ёруғлик манбаида атомларни макроскопик *нур чиқарувчилар (вибраторлар)* деб қаралади. Бу микровибраторларнинг ўқлари бир-бирига нис-



14.1- расм



14.2- расм



14.3- расм

баган тартибсиз жойлашган, шу сабабли манбадан чиқадиган ёруғлик қутбланмаган ёруғликдир. Лекин битта атомдан нурланаётган (агар атом нурланиш қобилиятига эга бўлса) ёруғлик қутбланган бўлади.

Демак, қутбланган нурда \vec{E} вектор бир текисликда, бир йўналишда жойлашган (14.1-а расм), табиий нурда \vec{E} векторлар бир текисликда, ҳар хил йўналишда жойлашган бўлади (14. 1-б расм). 14. 2-расмда

\vec{E} ва \vec{H} векторлар ва уларнинг йўналиш текисликлари кўрсатилган (\vec{v} — электромагнит тўлқиннинг тезлиги).

Кундузги ёруғликни қутбланмаган, табиий ёруғлик деса бўлади. Электр лампочкаси 15 ÷ 20% гача, симоб лампаси 5 ÷ 8% гача қутбланган нур бўлади. Люминесцент лампа эса деярли қутбланган нур бўлади. Демак, ёруғликнинг сунъий манбалари қисман ёки тўла қутбланган нур беради.

2-§. Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши

Икки изотроп диэлектрик муҳитлар чегарасида ёруғлик қайтганда ёки синганда ёруғликнинг қутбланиши ҳодисаси кузатилади яъни электр (ёки магнит) векторлари маълум бир йўналишда бўлган ёруғлик тўлқинларининг ажралиш ҳодисаси юз беради. Қайтган нурда электр векторининг тебранишлари асосан тушиш текислигига тик йўналган бўлиб, 14.3-расмда, нуқталар билан белгиланган. Синган нурда эса тушиш текислигига параллел нурлар кўпроқ бўлади. Геометрик оптика қонуналарига асосан иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан синдириш кўрсаткичи:

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin r}$$

Иккинчи томондан (14.3-расмдан):

$$\alpha + r = \frac{\pi}{2} \text{ бўлган ҳол учун}$$

$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{\sin}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha;$$

$$\operatorname{tg} \alpha = n_{2,1} \quad (14.1)$$

Бу Брюстер қонунини ифодалайди, бунда α бурчак Брюстер бурчаги деб аталади.

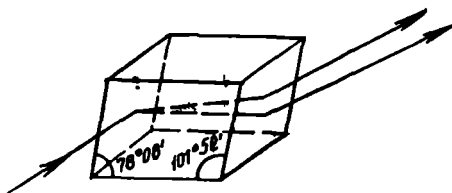
Демак, ёруғлик Брюстер бурчаги остида тушганда қайтган ва синган нурлар йўналиши ўзаро перпендикуляр қутбланган бўлади. Масалан, табиий ёруғлик нури шиша пластинкага тушиш бурчаги 56° бўлганда, қайтган нур тушиш текислигига перпендикуляр йўналишда тўла қутбланган бўлади.

Брюстер қонуни электр токини ўтказувчи металллардан ёруғлик нур қайтганда бажарилмайди. Бу қонун ёруғликнинг диэлектриклардан қайтгандагина бажарилади.

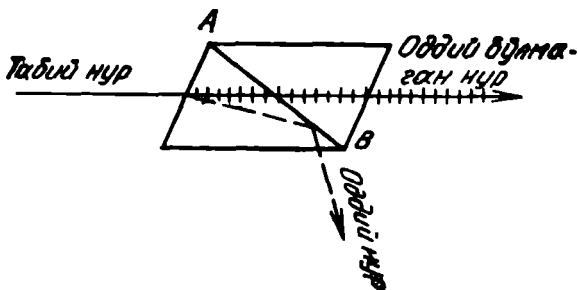
3-§. Ёруғликнинг иккига ажралиб синушида қутбланиши

Агар табиий нур анизотроп муҳитга, масалан исланд шпати кристалига тушса, нур иккига ажралиб синади (14.4-расм), демак, нур иккига бўлинади. Бу нурларни бирини оддий нур дейилса, иккинчисини оддий бўлмаган нур дейилади. Оддий нур учун кристаллга киришда ва ундан чиқиб кетишда ёруғликнинг синуш қонунлари бажарилади. Исланд шпатининг бу нур учун синдириш кўрсаткичи $n = 1,659$. Лекин оддий бўлмаган нур учун исланд шпатининг синдириш коэффициенти n_e — доимий бўлмай, тушаётган нурнинг кристали бўйлаб йўналишига, яъни тушиши бурчагига боғлиқ. Оддий бўлмаган нур учун исланд шпатининг синдириш коэффициенти $n_e = 1,659 \div 1,486$.

Оддий ва оддий бўлмаган нурларни бир-биридан ажратиш учун Николь призмасидан фойдаланилади. Николь призмаси «Канада бальзами» (канада қарағайдан чиқадиган



14.4- расм



14.5- расм

елим) ёки глицерин билан бирлаштирилган (AB чизиқ бўйича) исланд шпатининг икки бўлагидан иборат (14.5-расм). Табiiй нур Николь призмасига кириб оддий ва оддий бўлмаган нурларга ажралиб кетади. Оддий нур канада бальзам билан ёпиштирилган чегарага борганда, тўла ичга қайтиш шартлари амалга ошадиган ҳолларда, тўла қайтади, оддий бўлмаган нур эса ўтиб кетади.

Николь призмаси қутбланган нур олишга ёрдам берганлиги учун *поляризатор* деб аталади. Шу призмадан ўтган нурнинг қутбланиш текислигига мос келган призманинг (поляризаторнинг) текислиги *қутблантириш текислиги* дейилади. Агар шу Николь призмаси қутбланган нурнинг қутбланиш текислигини аниқлаш учун ишлатилса, бу призмага *анализатор* дейилади. Агар иккита Николь призмаси бир оптик ўқ ўртасида бир-бирига тик жойлашган бўлса, яъни уларнинг қутблантириш текисликлари ўзаро тик бўлса, улар ёруғлик нурини деярли ўтказмайди.

Демак, Николь призмасидан поляризатор ва анализатор сифатида фойдаланиш мумкин. Қутбланган нурларни олиш учун поляризацион ёруғлик филтрлари ҳам ишлатилади. Бундай филтрларга поляроидлар дейилади.

4-§. Малюс қонуни

Агар поляризатор ва анализаторларнинг қутбланиш текисликлари бир-бирига параллел бўлса (яъни орасидаги бурчак $\varphi = 0$ бўлса), нурларнинг ютилиши бўлмаган тақдирда қутбланган нур анализатор орқали ҳеч заифлашмасдан ўтади. Агар анализаторни поляризаторга нисбатан $\alpha = 90^\circ$ га бурсак, у ҳолда анализатор поляризатордан келаётган қутбланган нурни умуман ўтказмай қўяди.

Демак, анализатордан ўтган қутбланган (ёруғликнинг интенсивлиги поляризатор ва анализатор қутблантирувчи текисликлари орасидаги бурчакнинг косинусининг квадратиغا боғлиқ. Бу қонунни Малюс топган бўлиб,

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (14.2)$$

бу формулада I — поляризатор ва анализатор орқали ўтган ёруғликнинг интенсивлиги, I_0 — поляризатордан ўтган ёруғликнинг интенсивлиги. Бу қонунга асосан ҳамма поляризация асбобларда ёруғлик нури интенсивлигини ҳисоблаш мумкин.

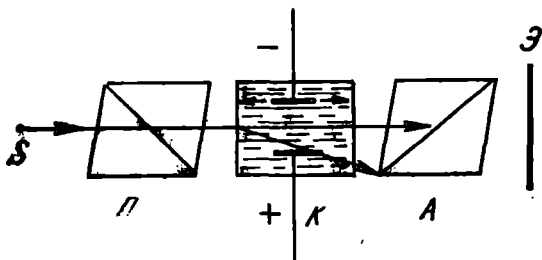
Одатда ёруғлик поляризатор ва анализаторлардан ўтганда қайтиш, ютилиш ҳисобига маълум миқдорда исроф бўлади. Шу анализатордаги исрофни ҳисобга олиб Малюс қонунини:

$$I = \sigma I_0 \cos^2 \varphi \quad (14.2')$$

кўринишда ёзамиз. Бу формулада $\sigma = 1 - k$ анализатор поляризаторларни тиниқлик коэффиценти ва k — ютилиш коэффиценти дидир.

5-§. Сунъий анизотропик муҳитда ёруғликнинг қутбланиши

Оптик муҳитларни ташқи физик таъсирлар ёрдамида (масалан, ташқи электр, магнит майдонлар, механик босим ва ҳоказо таъсирлар), сунъий равишда анизотропик муҳитда айлантириб юбориш мумкин. 1875 йилда Керр ўзгармас электр майдон таъсири остида суюқ диэлектрикларда сунъий анизотропик ҳосил бўлишини ва бу муҳитдан ёруғлик ўтганда нурнинг иккиланиб синуши ҳодисаси юз беришини кузатди. Бу эффект Керрнинг *электрооптик эффекти* дейилади. Керр тажрибасининг моҳияти қуйидагича: K ясси пластинкали конденсатор суюқ диэлектрик ичига солинган бўлиб (14.6-расм) — бу конденсатор қопламалари электр токи таъсирида бўлади,



14.6- расм

Агар поляризатор ва анилизаторларнинг қутблантирувчи текисликлари ўзаро тик бўлса, яъни $P \perp A$, электр майдон бўлмаса, муҳит изотроп бўлади, ва иккига ажралиб сениш ҳодисаси кузатилмайди. Агар ўзгармас бир жинсли электр майдон берилса, суюқ диэлектрик сунъий анизотропик муҳитга айланиб, ёруғликни шу муҳитда иккига ажралиб сениш ҳодисаси кузатилади, натижада $P \perp A$ бўлганда ҳам қутбланган ёруғлик анилизатордан ўтади (14. 6-расмда: A — анилизатор, P — поляризатор). Натижада Э экранда қутбланган оддий ва оддий бўлмаган нурлар интерференциясини кузатамиз.

Оддий ва оддий бўлмаган нурларники оптик йўллари орасидаги фарқ:

$$\Delta = l(n_e - n_o) = K l E^2. \quad (14.3)$$

Бу формулада: K — Керр доимийси, l — нурнинг муҳитдаги геометрик йўл узунлиги (см), E — электр майдон кучланганлиги (СГСЭ системасида). Керр эффектнинг физик моҳиятини П. Ланжевен ва М. Борнлар ташқи электр майдон таъсирида муҳит молекулаларининг қутбланиш жараёнига асосланиб тушунтириб бердилар. Керр конденсатори жойлаштирилган диэлектрик муҳит температураси кўтарилиши билан қутбланиш жараёни бузилади ва юқорида қайд қилинган эффект сусаяди. Керр эффектидан фан ва техникада юқори частотали ёруғлик импульсларини олишда, қисқа вақтли экспозицияда фотографияга олиш ишларида ва бошқа мақсадларда фойдаланилади.

Агар диэлектрик магнит майдонга жойлаштирилса ҳам, сунъий анизотропия ҳосил бўлади. Бу эффект Керр эффектига ўхшаш ҳолда Коттон — Мутон эффекти дейилади. Бу ҳолда оддий ва оддий бўлмаган нурларнинг оптик йўллари фарқи магнит майдоннинг кучланганлиги квадратига пропорционал бўлиб, қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\Delta = l(n_e - n_o) = C l H^2 \quad (14.4)$$

Бу ерда C — муҳитнинг хоссаларига боғлиқ бўлган доимий миқдор. Бу ҳодисанинг физик назарияси Керр ҳодисасининг назариясига ўхшайди.

6-§. Қутбланиш текислигини айланиши

Айрим кристаллар, эритмалар ва бошқа моддалар ўзларидан ўтаётган ёруғлик нуруни қутбланиш текислигининг вазиятини бузиб (айлантириб) юборади. Бундай моддаларга *оптик актив моддалар* дейилади. Бундай моддаларнинг молекулалари симметрик бўлмайди ва иккита қарама-қарши жой-

лашган антисимметрик молекулалар—антиподлар) ҳосил қилади. Бу икки хил антиподларининг физик хоссалари бир-бирларига ўхшайди, лекин улар ёруғлик нурунинг қутбланиш текислиги чапга ёки ўнгга айлантириш қобилияти билангина фарқ қилади. Агар бу иккала антипод модда бир-бири билан тенг миқдорда бўлса, бунга *рацематлар* дейилади. Рацематлар қутбланиш текисликларини айлантирмайди, яъни оптик актив эмас. Кўп табиий моддалари: қанд эритмаси, углеводлар, оқсиллар, гармонлар қутбланиш текислигини айлантиради. Қанднинг ўзи ҳам, лавлаги қандими ёки мева қандими бўлишига қараб, қутбланиш текислигини айлантиришлари мумкин. Қутбланиш текислигини қаттиқ жисмларда кристалларда ҳам айланиши кузатилади. Масалан: кварцда айлантириш йўналиши бўйича 2 хил: ўнгга айлантирувчи — *мусбат* ва чапга айлантирувчи — *манфий* кварцлар деб аталувчи ҳоллар мавжуд экан.

Қутбланиш текислигининг айланиш бурчаги поляриметрлар билан ўлчанади.

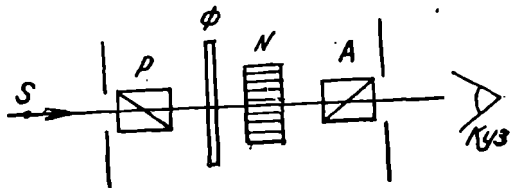
Агар эритма l узунликдаги поляриметр трубкасига солинган бўлса, оптик актив модда концентрацияси c бўлса, қутбланиш текислигини айланиш бурчагини

$$\varphi = [\varphi]lc \quad (14.5)$$

формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин. Бу формулада $[\varphi]$ — эритманинг айлантириш доимийси, бу доимийлик тўлқин узунлигига ва температурага боғлиқ бўлиб, тўлқин узунлигининг квадратиغا тескари пропорционаллигини, яъни

$$[\varphi] \sim \frac{1}{\lambda^2} \quad (14.5')$$

эканлигини Био топган. $[\varphi]$ нинг маълум бир эритувчи, тўлқин узунлиги ва температурага оид қийматини топиб, эритилган актив модданинг концентрациясини аниқлашда (14.5), (14.5') формулалардан фойдаланиш мумкин. Агар $[\varphi]$ градус ҳисобида, l дм ва $[C]$ г/см³ ҳисобида ифода-



14.7- расм

ланса, у ҳолда $[\varphi]$ доимий солиштирма айлантириш дейилади. Масалан, қамишдан олинган шакарнинг сувдаги эритмаларидан $t = 20^\circ\text{C}$ да сариқ нур ($\lambda = 589$ нм) ўтказилганда $[\varphi] = 66^\circ 46'$ бўлган.

Актив моддаларнинг концентрациясини ўлчашнинг бу методи *сахариметрия методи* деб аталиб, у ишончли ва тезкор методдир. Шу сабабли бу метод камфора, какоин, никотин ва айниқса шакарли моддалар ишлаб чиқаришда эритмадаги модда миқдорларини аниқлашда қўлланилган асосий метод бўлиб қолди. Кристаллда қутбланиш текислигининг айланишини кузатиш схемаси 14.7-расмда келтирилган. Агар поляризатор P нинг қутблантириш текислиги анализаторнинг қутблантириш текислигига тик бўлса, қутбланиш текислиги муҳитдан ўтганда айланмаса, у ҳолда анализатордан ёруғлик ўтмайди. Агар оптик актив кристалл бўлса N орқали S майдан тушиб ўтаётган ёруғлик қутбланиш текислигининг айланиши ҳисобига анализатордан нур ўтиши кузатилади (Φ — монохроматик нур берувчи ёруғлик фильтри). Қутбланиш текислигининг айланишини сунъий йўл билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Масалан, оптик активликка эга бўлмаган изотроп моддалар ташқи магнит майдон таъсирида анизотропик (оптик актив) бўлиб қолиши мумкин. Бу ҳолда қутбланган нур билан магнит майдон йўналиши бир-бирига мос келсагина рўй беради. Бу эффектга Фарадейнинг *магнитооптик эффекти* дейилади ва қутбланган нур бензол, шиша, спирт, бензин каби моддалардан ўтганда аниқ кузатилади. Қутбланиш текислигининг магнит майдонида айланиш бурчагини аниқлаш формуласи қуйидагича:

$$\varphi = V l H. \quad (14.6)$$

Бу формулада V — Верде доимийлиги бўлиб, бу коэффициент модданинг физик хоссаларига, унинг температурасига ва моддага тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғлиқ; l — моддадан ўтаётган ёруғлик нурининг йўли узунлиги, H — ташқи магнит майдон кучланганлиги. Бу эффект Керр эффектига ўхшаш бўлиб, ёруғлик нурини юқори частоталарда модуляция қилишда ишлатилади.

15- боб. ЁРУҒЛИК ДИСПЕРСИЯСИ

1-§. Ёруғликнинг нормал ва аномал дисперсияси

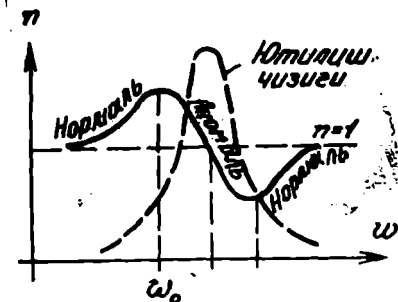
Муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичининг ёруғлик частотасига (ёки $\lambda = \frac{c}{\nu}$ тўлқин узунлигига) боғлиқ бўли-

ши ёруғликнинг шу муҳитдаги дисперсияси дейилади ва математик шаклда

$$n = f(\lambda) = \varphi(\omega), \quad (15.1)$$

Функция орқали ифодаланади. Бу формуладан $\omega = 2\pi\nu$ ёруғлик тўлқинининг циклик частотаси.

Агар частота ортиши билан абсолют синдириш кўрсаткичи ортиб борса, бундай дисперсия *нормал*



15.1-расм

дисперсия дейилади, аксинча частота ортиб бориши билан синдириш кўрсаткичи камайса, бундай дисперсия *аномал дисперсия* дейилади. Нормал ва аномал дисперсия графиклари 15.1-расмда келтирилган.

Умумий ҳолларда синдириш кўрсаткичининг частотага (тўлқин узунлигига) боғлиқ бўлган барча физик процесслар дисперсия деб аталади.

Ёруғлик призмадан ўтганда ҳар хил нурларга ажралиб спектр бериши — ёруғлик дисперсиясининг натижасидир.

Ёруғликнинг дисперсияси ҳодисасини ўз атомлари билан эластик боғланган электронлар — оптик электронлар асосида тушунтирилади. Ёруғлик шаффоф муҳитда тарқалганда ёруғлик тўлқинидаги электр векторлар таъсирида муҳитнинг электронлари, ўша векторлар частотасига мос равишда тебранади. Натижада мажбурий тебранаётган электронлар иккиламчи тўлқинларни тарқатади. Бу тўлқинларнинг частоталари тушаётган нур электр тўлқинлари частотасига тенг бўлади. Бирламчи ва иккиламчи тўлқинлар орасида фазалар фарқи ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган натижаловчи тўлқин ҳам бирламчи ва иккиламчи тўлқинга нисбатан фазалар фарқига эга бўлади ва тарқалиш тезлиги ҳам у тўлқинларникидан фарқ қилади.

Ҳар хил тўлқин узунлигига эга бўлган ёруғлик муҳитда ҳар хил тарқалиш тезлигига эга бўлади, чунки $n = \frac{c}{v}$.

Дисперсиянинг электрон назариясини Зельмейер яратган, Лоренц — Лорентц уни ривожлантирган ва Рождественский тажрибаларда батафсил текширган. Бу назарияга асосан, муҳит атомларини хусусий частота ω_0 га эга осциляторлар деб фараз қилиниб, шу атомдаги оптик электронга тушаётган ёруғлик ва атом томонидан таъсир қилувчи кучларни ҳисоб-

та олган ҳолда муҳитнинг синдириш кўрсаткичини тушаётган ёруғлик частотасига боғлиқ формуласи келтириб чиқарилади, яъни:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (15.1')$$

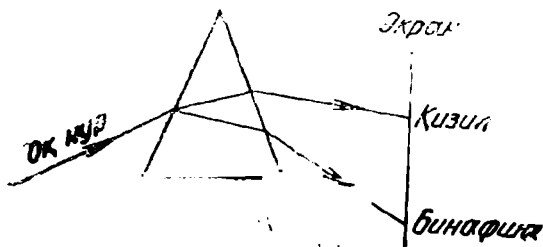
Бу формула *дисперсион формула* дейилади. Бунда: ω — бирламчи тўлқиннинг, ω_0 — электронларнинг хусусий тебранишининг циклик частотасидир. N — шу модданинг ҳажм бирлигидаги атомлар (молекулалар) сони, m — электроннинг массаси, e — электроннинг заряди. Агар муҳитда (дисперсия берувчи муҳитда) ҳар хил хусусий частоталарга эга бўлган $N_1, N_2, N_3 \dots$ ҳар хил атомлар мавжуд бўлса, (15.1') формулани:

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N_1 e^2}{m(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{4\pi N_2 e^2}{m(\omega_2^2 - \omega^2)} + \dots \quad (15.1'')$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу формуладан кўриниб турибдики, агар $\omega < \omega_1$ $\omega < \omega_2$, яъни $\lambda > \lambda_1$, $\lambda > \lambda_2$ бўлса, тўлқин узунлиги катта бўлган нурлар учун тўлқин узунлиги кичик нурларга нисбатан муҳитнинг синдириш кўрсаткичи кичикдир. Демак, $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ тенгсизлик кучга эга. Бундай дисперсияни биз нормал дисперсия деб атадик. Шунга ўхшаш $\frac{dn}{d\lambda} > 0$

бўлса, бундай дисперсия аномал дисперсия деб аталади. Хулоса қилиб айтганда, шиша призмага оқ нур туширилиб дисперсия ҳодисаси кузатилганда қизил нур бинафша нурга нисбатан кичикроқ бурчак билан оғиши керак (15.2- расм). Нормал дисперсияни ўрганиш билан И. Ньютон шуғулланган.

Агар призмага тушаётган нурлар тўлқин узунликларини камайтириб борсак, тушаётган нурлар частотаси призма атомларида электронларнинг тебраниш частотасига мос ке-



15.2- расм

лиши мумкин, яъни $\omega = \omega_0$. Бу соҳада муҳитнинг синдириш кўрсаткичи кескин ўзгариб кетади, аввал бошида кескин ортади, сўнг камаяди.

Тўлқин узунлигининг бу соҳасига *аномал дисперсия соҳаси* дейилади. Аномал дисперсия ҳодисаси ташқи электромагнит майдоннинг частотаси муҳит атомларидаги электронлар тебраниш частотасига мос келганда, яъни нурнинг резонанс ютилишида юзага келади. Аномал дисперсия ҳодисасини тадқиқ қилиш моддалар атом ва молекулаларининг хусусий тебраниш частоталарини ўрганишга ёрдам беради.

Ёруғликнинг дисперсия ҳодисаси ҳар хил оптик система-ларда ишлатилади. Бу эффектни ҳам фойдали, ҳам зарарли томонлари бор. Масалан, фотоаппарат, микроскоп, телескоп линзаларида дисперсия *хроматик aberрация* ҳодисасига сабабчи бўлиб, бу ҳодиса тасвирларни бузиб кўрсатади. Лекин спектрал анализни дисперсиясиз кўз олдимишга келтира олмаймиз.

2- §. Спектрал анализ ҳақида тушунча

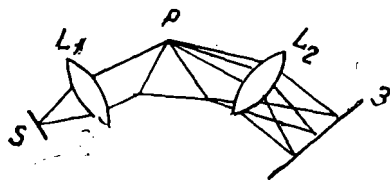
Юқорида қайд қилганимиздек, оқ ёруғлик призмадан ўтганда маълум тўлқин узунликларига эга бўлган нурларга ажралади. Ана шу ёруғликнинг аниқ тўлқин узунлигига эга бўлган қисмига *спектр* дейилади. Ҳар бир модданинг чиқарган (нурлаган) ёруғлик оқимини призма орқали спектрларга ажратсак, уларнинг спектрлари турлича бўлишини кўрамиз.

Олинган спектрларга асосланиб модданинг таркибини сифат ва миқдорий томондан ўрганадиган физик методга *спектрал анализ* дейилади. Спектрал анализ қурилмасининг энг оддий схемаси 15.3- расмда келтирилган. *S* манбадан чиққан нур, объектив орқали ўтиб, *P* призмага тушади ва дисперсияга учраб *L₂* линза орқали фокусланиб экранга тушади. Экранда эса ҳар хил рангли спектрал полосаларни кўрамиз, яъни экранда спектрлар ҳосил бўлади.

Экранда ҳосил қилинаётган спектрларни кузатиш методларига қараб спектрал аппаратлар бир неча гурӯпага бўлинади.

а) спектрлар экранда расмга олинади. Бундай спектрал аппаратлар *спектрографлар* дейилади;

б) спектрлар оддий кўз билан кузатилади.



15.3- расм

Бундай спектрал аппаратлар *спектроскоплар* дейилади;
 в) спектрларни кузатиб, уларнинг тўлқин узунлиги ва интенсивлиги ўлчанади. Бундай асбоблар *спектрометрлар* дейилади.

Спектрлар фотоэлемент ёки бошқа фотоэлектрик асбоблар ёрдамида ҳам ўлчаниши мумкин. Спектрал асбобнинг асосий элементи дисперсия берувчи система бўлиб, призмадан ёки дифракцион панжаралардан иборат бўлиши мумкин. Биз кўраётган спектрал қурилмада шиша призмадир. Нормал дисперсия соҳасида n билан λ орасидаги боғланиш $n = f(\lambda)$ функциянинг ошкор равишда ёзилган:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \quad (15.2)$$

Қоши формуласи кўринишида бўлади. Бу формулада a , b , c — призманинг материални характерловчи катталиклар. Одатда призманинг материали енгил ва оғир флинт, баритли флинт, кварц кристалли, флюоритлардан иборат бўлиши мумкин. Призманинг ажратиш кўрсатиш қобилияти дифракцион панжараникига ўхшаш $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ катталик билан характерланади.

Ёруғликнинг дисперсияси туфайли ҳосил қилинган спектр *дисперсион спектр* дейилади. Ёруғлик чиқараётган ҳар қандай жисм спектр ҳосил қилади, бундай спектр *нурланиш спектри* дейилади. Ҳар хил моддалардан чиқадиган ёруғликнинг спектрал таркиби хилма-хил бўлади. Лекин шунга қарамай, барча спектрларни учта асосий группага бўлиш мумкин: туташ спектрлар, чизиқли спектрлар, полосали (йўл-йўл) спектрлар.

Туташ спектрларни асосан чўгланган моддалар чиқариб, бу спектрлар моддаларнинг химиявий таркибига боғлиқ бўлмасдан, кўпроқ моддалар атомларининг ўзаро таъсирига кўпроқ боғлиқдир. Бу спектрда ранглар бирдан иккинчисига ўтиб боради.

Чизиқли спектрлар кенг қора оралиқ билан ажралган кўп сонли рангли чизиқлардан иборат бўлиб, бу спектрларни бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдиган уйғонган атомларда электронлар бир энергетик орбитадан иккинчи орбитага (одатда, юқори орбитадан пастки орбитага) ўтганда чиқаради. Чизиқли спектрлар — спектрларнинг асосий туридир. Бу спектрларни Бор атоми типидagi *атом спектрлари* ҳам дейилади.

Полосали (йўл-йўл) спектрлар алоҳида бир группа бўлиб жойлашган кўп сонли рангли йўллардан иборат. Бу

спектрлар таркибида атомларга парчаланмаган молекулалари бўлган моддалар ҳосил қилиб, кўпинча бу спектрларни *молекуляр спектрлар* деб ҳам аталади. ☺

Ҳар қандай химиявий элементнинг атомлари тўлқин узунлиги нуқтаи назаридан барча бошқа атомларнинг спектрига ўхшамаган спектр ҳосил қилади: улар маълум тўлқин узунлигидан нурлар тўпламини чиқаради. Бундай моддаларнинг химиявий таркибини аниқлашнинг спектрал методи — спектрал анализда фойдаланилади. Спектрал анализ ёрдамида мураккаб модда таркибидаги элементнинг массаси 10^{-13} кг дан кам бўлмаган тақдирда ҳам аниқлаш мумкин.

Газлар (моддалар) қандай спектрал чизиқларни чиқарса, худди шундай спектрал чизиқларни ютади. Агар туташи спектр берувчи манбадан чиққан ёруғлик сийраклашган бу ёки газ орқали ўтказилиб, сўнгра спектроскоп тирқишига туширилса, ҳосил бўлган спектрда шу газнинг нурланиш спектр чизиқларига мос келувчи (ёки йўлларига мос келувчи) қора чизиқлар пайдо бўлади. Бундай спектрлар *ютилиш спектрлари* дейилади. Қуёш атмосфераси (фотосфера) нинг ютилиш спектри ана шундай ютилиш спектрига мисол бўла олади. 1817 йилда немис физиги Фраунгофер Қуёш спектрида кўплаб қора чизиқлар боғлигини кузатди. Булар ютилиш спектрлари бўлиб, *фраунгофер чизиқлари* дейилади. Қуёш билан Ер атмосфераси орасидаги газлар атомлари ўз чиқариши мумкин бўлган спектрларни ютиб қолади. Ҳар қандай жисм тегишли нурларни ютиш қобилиятига эга бўлиб, жисмларнинг бундай ютиш қобилияти танлаб ютиш деб аталади.

Спектрал анализнинг фан ва техникада аҳамияти катта. Бу метод ёрдамида Қуёш, юлдуз ва туманликларнинг таркиби ўрганилган, Менделеев даврий системанинг 25 дан кўпроқ элементлари топилган. Бу метод ҳозирги кунда геология, металлургия, химия фан ва техниканинг бошқа соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

16- боб. ЁРУҒЛИКНИНГ ЮТИЛИШИ ВА СОЧИЛИШИ

1- §. Ёруғликнинг ютилиши

Ёруғликнинг ютилиши деб, ёруғлик дастаси бирор муҳитдан ўтаётганда шу муҳит қатламида ютилишига, яъни унинг интенсивлигининг камайишига айтилади. Ёруғликнинг ютилгандаги энергияси муҳитнинг исшига, атом ёки молекулаларни уйғотишга сарф бўлади. Ютилган ёруғлик кванти ютувчи муҳит электронлари билан ўзаро таъсирлашиб, ўз энергиясини уларга узатади. Ёруғлик ютилганда унинг

интенсивлигининг камайиши қуйидаги қонуният билан ифодаланади:

$$I = I_0 e^{-kl}, \quad (16.1)$$

бу формулада I_0 — муҳитга тушаётган ёруғлик интенсивлиги, k — муҳит хоссасига боғлиқ бўлган ютиш кўрсаткичи, l — l қатламдан ўтган ёруғлик интенсивлиги, k — ютилган ёруғлик частотаси (ёки тўлқин узунлиги λ) га боғлиқ, лекин унинг интенсивлигига, демак, ютилувчи муҳит қатламининг қалинлигига боғлиқ эмас. Формулада $l = \frac{1}{k}$ деб олинса, $\frac{I_0}{I} = e = 2,72$ бўлади, яъни бундай муҳитда ёруғлик интенсивлиги $e = 2,72$ марта камаяди. (16.1) ифодага Бугер — Ламберт қонуни дейилади.

Ёруғликнинг ютилиш коэффициенти ёруғликнинг частотасига (тўлқин узунлигига) боғлиқ. Атом ёки молекулалари ўзаро таъсирлашмайдиган (паст босимдаги газ ёки металл буғлари) учун ютиш коэффициенти баъзи тўлқин узунликлари учун нолга тенг бўлади. Айрим моддалар учун ёруғлик интенсивлиги жуда катта бўлганда Бугер — Ламберт қонунидан оғиш юз беради: I_0 ортиши билан k камая боради. Бу ҳодиса ёруғлик ютилишининг квант назарияси асосида тушунтирилади. Бу назарияга асосан ёруғликнинг катта интенсивлигида моддада атомнинг уйғонган ҳолатининг давом этиш вақти катта бўлган атомлар кўпроқ ҳосил бўлиши мумкин.

Агар ютувчи муҳит унча зич бўлмаган эритма бўлса, бу эритма учун Бэр қонуни, яъни

$$k = A c, \quad (16.1')$$

кучга эга. Бу формулада A — эриган модданинг хоссаларига ва ёруғлик частотасига боғлиқ бўлган доимийлик, c — эриган модда концентрацияси.

Агар эритма юқори концентрацияли бўлса, бу эритмалар учун Бэр қонуни бажарилмайди, чунки эритмадаги ионлар ўзаро таъсир қила бошлашса, A — эритма концентрациясига боғлиқ бўлиб қолади.

Бэр қонунини ҳисобга олсак, ёруғликнинг ютилиш қонуни

$$I = I_0 e^{-Acl}, \quad (16.1'')$$

кўринишга эга бўлиб, бу формула Бугер — Ламберт — Бэр қонуни дейилади ва бу қонун электромагнит тўлқинларнинг кенг спектри учун ўринлидир.

Ёруғликнинг ютилиш спектри k нинг ёруғлик частотасига боғлиқлиги билан аниқланади. Масалан, агар муҳит атомлари сийрак жойлашган газ бўлса, ютилиш спектри — чиқиқли спектр кўринишига эга, агар муҳит сийрак молекулалардан иборат бўлса, спектр полосали кўринишига эга бўлади.

Металларда эркин электронлар мавжудлиги сабабли металлларнинг ютиш коэффициенти жуда катта, юпқа қатлами ҳам ёруғликни деярли тўла ютади. Ёруғлик таъсирида эркин электронларнинг ҳаракатчанлиги кучаяди, катта частотали ток ҳосил бўлади. Натижада ёруғлик энергияси металлнинг ички энергиясига айланиши туфайли, интенсивлиги тез камаяди. Ярим ўтказгичлар ёруғликни металллардан камроқ ютади. Диэлектрикларда эса ёруғлик ярим ўтказгичларга нисбатан камроқ ютилади. Чунки диэлектрикларда эркин электронлар йўқ, барча электронлар боғланган. Боғланган электронларнинг мажбурий тебраниш частотаси катта, амплитудаси кичик бўлади, демак, ютиш коэффициенти ҳам кичик. Диэлектрикнинг ютиши селектив характерга эга, яъни ютилган ёруғликнинг частотаси электроннинг мажбурий тебраниш частотасига мос келгандагина ютилиш коэффициенти ортади. Ёруғликнинг ютилиш ҳодисасидан моддалар тузилишининг ўрганишида гелиотехникада ва химия сановатида, фототехникада, оптоэлектроникада кенг фойдаланилади.

2-§. Ёруғликнинг сочилиши

Агар ёруғлик оптик бир жиқсли бўлмаган (анизотроп) муҳитда тарқалса, у албатта атрофга сочилади. Бу ҳодиса ёруғликнинг сочилиши дейилади. Ёруғликнинг электромагнит тўлқин назарияси нуқтаи назаридан ёруғлик тўлқини анизотропик муҳит атомлари билан ўзаро таъсир этиб, уларда мажбурий тебраниш уйғотади. Ана шу мажбурий тебраниш тўлқинлари муҳитда тарқалганда атрофга қисман сочилади.

Бугер — Ламберт — Бэр қонунида ёруғлик ютилиши кўрсаткичи k икки ҳаддан иборат:

$$k = k_{ю} + k_c \quad (16.2)$$

бу формулада: $k_{ю}$ — ёруғликнинг ҳақиқий ютилиш коэффициенти ва k_c — сочилиш коэффициенти. Демак, ёруғлик интенсивлиги ютилиш ва сочилиш ҳисобига камаяди. Ёруғликнинг сочилиши ҳисобига муҳит нур чиқара бошлайди.

Агар муҳитда ёруғлик тўлқин узунлигига нисбатан катта ўлчамли молекулалар бўлса, ёруғлик геометрик оптика қонунига асосан ҳар хил бурчак остида қайтади. Агар муҳит-

даги молекулалар ўлчами ёруғлик тўлқини узунлигига қарийб тенг бўлса, у ҳолда ёруғлик бу молекулалар билан ўзаро таъсир қилиб, дифракцион сочилиш ҳодисаси юз беради. Айрим ҳолларда муҳитдаги молекулалар ўлчами ёруғлик тўлқини узунлигидан кичик бўлиши мумкин. У ҳолда ёруғлик тўлқини молекулалар диполь моментлари билан ўзаро таъсир қилиб, ёруғлик сочиши мумкин. Шундай қилиб, ёруғликнинг сочилиши ҳодисаси анча мураккаб ҳолидир.

Рэлей сочилаётган ёруғлик интенсивлиги билан унинг частотали (тўлқин узунлиги) ўртасида қуйидаги боғланиш мавжудлигини кўрсатди:

$$I \sim v^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}, \quad (16.2')$$

ва бу ифодага Рэлей қонуни дейилади. Бу қонундан кўришиб турибдики, тўлқин узунлиги катта бўлган ёруғлик нурлари кучсизроқ сочилади.

Агар ёруғлик шаффоф бўлмаган оптик муҳитдан ўтса, бу муҳитдан асосан тўлқин узунликлари нисбатан катта бўлган қизил нурлар ўтиб, кўк нурлар сочилади. Ёруғликнинг сочилиш ҳодисаси ҳатто, оптик шаффоф муҳитларда ҳам кузатилиб, бу ҳодисага молекуляр сочилиш дейилади, чунки ёруғликнинг бундай «тоза» муҳитларда сочилишининг сабаби моддаларда юз берадиган зичлик флуктуациясининг молекуляр - кинетик табиатга эгалигидир.

17 б о б. КВАНТ-ОПТИК ҲОДИСАЛАР

1-§. Иссиқлик нурланиши ва Кирхгоф қонуни

Агар жисмлар маълум даражада мусбат температурага эга бўлса, улар ташқи муҳитга нурланиш тарқатади. Бу нурланиш ҳам ёруғлик нури каби электромагнит ҳодисаларга киради. Иссиқлик нурланиши интенсивлиги нурни чиқарувчи жисм температурасига боғлиқ. Тўлқин узунлиги ҳар қандай қийматга эга бўлган электромагнит нурланиш модда таркибидаги электр зарядларининг, яъни электрон ва ионларнинг тебранишлари оқибатида вужудга келади. Моддани ташкил этган ионларнинг тебранишларидан паст частотали (инфрақизил) нурланиш пайдо бўлади, чунки ионларнинг массалари катта бўлиб, тебраниш частотаси электронларникидан кичик бўлади. Электронлар тебраниши ҳосил бўлган нурланиш юқори частотали бўлади. Инфрақизил ва ультрабинафша нурланишларни ҳосил қилиш худди шу асосда тушунири-

лади. Табиатда энг кўп учрайдиган нурланиши — бу иссиқликдан нурланишидир.

Агар бир неча жисм иссиқликдан изоляция қилинган система ичида жойлашган бўлса, улар иссиқлик энергияси нурланиши ва иссиқлик энергияси ютиши натижасида ўзаро термодинамик мувозанатда бўлади. Бу ерда Прево қондаси кучга эга бўлади. Бу қондага асосан, термодинамик мувозанатда бўлган икки жисм ҳар хил миқдорга эга бўлган энергияни ютса, уларнинг иссиқлик нурланиши интенсивлиги ҳам ҳар хил бўлади.

Жисмлар маълум нур чиқара олиш қобилиятига эга бўлади. Жисмларнинг нур чиқара олиш қобилияти, яъни нурланиш қобилияти деб юза бирлигидан атрофга чиқариладиган ёруғлик оқимига айтилади ва

$$E_{\nu, T} = \frac{\Phi_{\nu}}{S} \quad (17.1)$$

формула билан ифодаланади. Бу формулада: $E_{\nu, T}$ — нур чиқариш қобилияти, Φ_{ν} — нурланиш оқими, S — юза. Нурланиш қобилияти нурланишнинг спектрал зичлиги билан қуйидагича боғланган: $E_T = \int_0^{\infty} E_{\nu, T} \cdot d\nu$. СИ системада нур чиқара олиш қобилиятининг бирлиги — Вт/м^2

Жисмларнинг ёруғликни ютиш қобилияти (A_{λ}) ёки жисмларнинг *монохроматик ютиш коэффициенти* деб, ютилган ёруғлик оқими ($d\Phi'_{\nu}$) ни тушаётган ёруғлик оқими ($d\Phi_{\nu}$) га нисбатига айтилади ва

$$A_{\nu} = \frac{d\Phi'_{\nu}}{d\Phi_{\nu}} \quad (17.2)$$

формула билан ифодаланади: A_{ν} — ўлчамсиз катталик. Бу катталик нурланиш частотаси ва жисмнинг температурасидан ташқари, жисмнинг материалига, шаклига ва юзининг силлиқлигига боғлиқ.

Агар жисм тушаётган ёруғлик оқимини тўла ютса, бундай жисмга *абсолют қора жисм* дейилади. Абсолют қора жисм учун $A_{\nu} = 1$. Реал жисмлар абсолют қора эмасдир, лекин оптик хоссаларига қараб уларнинг айримлари абсолют қора жисмга яқинлигини кўрсатиш мумкин (масалан, куя, қора бахмал ва ҳ. к.).

Жисмнинг нур чиқариш қобилиятининг спектрал зичлиги ва нурни ютиш қобилияти ($A_{\nu, T}$) орасида маълум нисбат бўлиб, бу нисбат

$$\frac{E_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = \epsilon_{\nu, T} \quad (17.3)$$

билан ифодаланади ва Кирхгоф қонунини ифодалайди. Бу қонунга асосан ихтиёрӣ тўлқин узунлиги ва температура учун жисмларнинг нур чиқариш қобилиятини, нур ютиш қобилиятига нисбати ҳамма жисмлар учун бир хил бўлиб, абсолют қора жисмни нур чиқариш қобилияти $\epsilon_{\nu, T}$ га тенг. $\epsilon_{\nu, T}$ Кирхгоф функцияси ҳам дейилади. Шундай қилиб, Кирхгофнинг функцияси абсолют қора жисмнинг нурланиш қобилиятидир.

2-§. Абсолют қора жисмнинг нурланиш қонуни

Абсолют қора жисм нурланиши қонунлари, абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти (ϵ_T ва $\epsilon_{\nu, T}$) ning нурланиш частотаси ва температурага боғлиқлигини кўрсатади.

Га. *Стефан — Больцман қонуни*. Бу қонунга асосан абсолют қора жисмни интеграл нур чиқариш қобилияти ϵ_T абсолют температурага қуйидагича боғлиқ:

$$\epsilon_T = \sigma T^4, \quad (17.4)$$

бу ерда σ — Стефан — Больцман универсал доимийси бўлиб, $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² · град га тенг.

б. *Вин қонуни*. Абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти

$$\epsilon_{\nu, T} = c\nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (17.5)$$

кўринишида ифодаланади. Бу формулада: $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ — универсал

функция, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, ν — ёруғлик тўлқини частотаси. Вин эмпирик равишда $\epsilon_{\nu, T}$ функциянинг графигини аниқлади. $\epsilon_{\nu, T}$ максимумига тўғри келган нурланиш тўлқин узунлиги λ_m ёки частотаси ν_m температура билан қуйидагича боғлиқ экан:

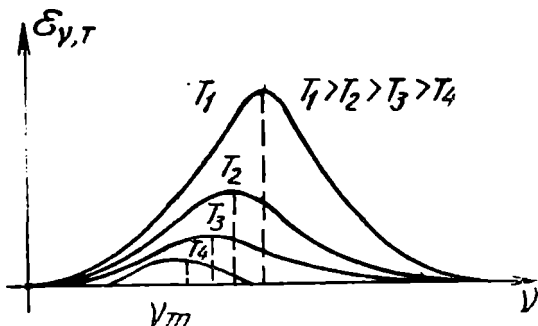
$$\nu_{\max} = T/a, \quad (17.6)$$

Бу формула Виннинг силжиш қонунини ифодалайди.

Бу қонунга асосан абсолют қора жисмнинг максимал нур чиқариш қобилияти частотаси бу жисмнинг абсолют температурасига тўғри пропорционал.

Г Частота ўрнига тўлқин узунлигини киритиб, Вин қонуни

$$\epsilon_{\lambda, T} = \frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right), \quad (17.7)$$



17.1- расм

кўринишда ҳам ёзиш мумкин. ν ҳолда абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятини максимал қийматига тўғри келувчи тўлқин узунлиги: λ

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (17.6')$$

бу ерда b — Вин доимийлиги бўлиб, $0,002898 \text{ м} \cdot \text{град}$ га тенг. Вин қонунига асосан абсолют қора жисм максимал нур чиқариш қобилиятининг жисмнинг температурасига ва нурланаётган ёруғлик частотасига боғлиқлигини тушунтириш қийин эмас (17.1-расм). Расмдан кўриниб турибдики, агар жисмнинг температураси қанча юқори бўлса, нур чиқариш қобилияти ҳам, частотаси ҳам шунча ортади. Демак, частота максимал нурланишга мос (тўлқин узунлиги ҳам) температура ўзгариши билан силжийди. Виннинг силжиш қонунининг моҳияти ҳам шунда.

в. Рэлей — Жинс қонуни. Абсолют қора жисм бир неча бир-бири билан ўзаро таъсир этмовчи осциляторлардан (нур чиқарувчи атом ёки молекулалардан) иборат бўлсин. Бундай осциляторлар кўпинча, гармоник осциляторлар ёки радиацион осциляторлар деб ҳам аталади. Агар радиацион осциляторларнинг ўртача энергияси $\bar{\epsilon}(\nu)$ билан белгиласак, (ν — осциляторнинг хусусий частотаси) осциляторни нур чиқариш қобилияти

$$\epsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{\epsilon}(\nu) \quad (17.8)$$

формула билан ифодаланади. Молекуляр физикадан маълумки, иссиқлик мувозанати шароитида эркинлик даражалари бў-

йича энергия тенг тақсимланади ва $\bar{\epsilon}(\nu) = kT$, шу сабабли (17.8) ни

$$\epsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (17.8')$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ифода Рэлей — Жинс формуласи дейилади.

Классик физика қонунига асосан, жисмнинг температураси баланд бўлса (яъни катта частотали нурланишда) жисмнинг нур чиқариш қобилияти қиймати чексизликка интилади. Бу эффектни физикада «ультрабинарша ҳалокати» эффекти дейилади. Лекин жисмнинг нур чиқариш қобилияти чексизликка интилиши нотўғри тушунчадир, бу классик физика, яъни макрожисмлар физикаси асосида келиб чиққан тушунчадир. Классик физикага асосан ҳар қандай термодинамик система энергияси узлуксиз ўзгариши ва натижада ҳар қандай энергия олиши мумкин.

Бу қийинчиликни Планк ўзининг квант назарияси асосида ҳал қилди. Бу назарияга асосан хусусий ν частотага эга бўлган радиацион осцилятор энергияси квантлаган ва энергияни маълум узлукли миқдорда (маълум энергия кванти миқдори — фотон) чиқариши ва ютиши мумкин. Энергия кванти,

$$\epsilon_0 = h\nu \quad (17.9)$$

формула билан ифодаланади. Бу формулада $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Ж · с бўлиб, Планк доимийси дейилади. Бу назарияга асосан осцилятор энергиясини унинг частотасига боғлиқлиги қуйидаги Планк формуласи билан аниқланади;

$$\bar{\epsilon}(\nu) = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}; \quad (17.10)$$

бу ифодани (17.8) формулага қўйсақ, абсолют қора жисм нур чиқариш қобилияти учун Планк формуласини оламиз. Бу формула қуйидагича кўринишга эга:

$$\epsilon_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (17.11)$$

Рэлей — Жинс, Вин, Стефан — Больцман қонунлари Планк формуласининг хусусий ҳолларидир. Масалан, агар $h\nu \ll kT$ бўлса, Рэлей — Жинс формуласини оламиз, кайта частоталар соҳасида (яъни $h\nu \gg kT$ бўлганда) Планк формуласи тахминан

$$\epsilon_{\nu, T} \approx \frac{2\pi h\nu^2}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{T}} \quad (17.12)$$

кўринишга келади. Иссиқлик нурланиш қонунлари теплотехникада, оптик пирометрияда, металлургияда, астраномияда осмондаги жисмлар температурасини ўлчашда кенг фойдаланилади.

3-§. Фотозлектрик эффект

Агар ёруғлик моддага тушса, ёруғлик энергияси модда атомлари электронларига таъсир этиб, бу электронларни моддадан уриб чиқариши мумкин. Бундай эффект физикада, *фотозлектрик эффект* дейилади. Фотозэффект ҳодисаси бўлиши учун тушаётган ёруғлик кванти фотон энергияси атомлардаги электронларнинг ионланиш энергиясига тенг ёки катта бўлиши керак. Фотозэффект икки хил бўлади: ташқи фотозэффект ва ички фотозэффект. Агар ёруғлик фотон таъсирида модда атомидан чиққан электр (фотозэлектрон) шу моддадан ташқарига чиқиб кетса, бундай фотозэффект *ташқи фотозэффект* дейилади. Агар фотозэлектрон маълум энергетик ҳолатлардан (зоналардан) эркин электронлар энергетик ҳолатига ўтиб, шу моддада қолса (масалан, ярим ўтказгичларда) бундай фотозэффект *ички фотозэффект* дейилади. Газларда ҳам фотозэффект ҳодисаси кузатилади, яъни фотоионизация ҳодисаси рўй беради. Ҳатто, ядрода ҳам фотозэффект ҳодисаси юз беради, масалан, γ -нурлар ядрода ютилиб натижада нуклонлар чиқиши ядро фотозэффектига мисол бўлади, чунки γ -нурлар ҳам ёруғлик нури каби электромагнит тўлқинлардан иборат.

Агар фотон энергияси атомларнинг ионланиш энергиясига тенг бўлса, $h\nu$ ёруғлик кванти асосан электронларни атомдан уриб чиқариш (ионлаш) учун сарф бўлади, яъни

$$h\nu_{\min} = A, \quad (17.13)$$

A — электронларнинг моддадан чиқиш иши. (A газларда электронларнинг ионланиш энергиясига тенг, ярим ўтказгичларда эса тақиқланган зона миқдорига тенг). Бу формулада

$h\nu_{\min} = h\frac{c}{\lambda}$ бўлганда фотозэффект ҳодисаси бошланади. Шу сабабли ν_{\min} чегаравий частота ёки фотозэффект *бошланиш частотаси* дейилади. Фотозэффект ҳодисасининг бошланиши нисбатан паст частота ёки узунроқ тўлқин узунликларда содир бўлганлиги учун частотага тўғри келувчи тўлқин узунлигига фотозэффектнинг *қизил чегараси* дейилади. Агар фотон энергияси атомларни ионланиш энергиясидан каттароқ бўлса, у ҳолда электрон фотон таъсири остида атомдан озод бўлиб, унга маълум кинетик энергия ҳам берилади. Бу ҳо-

диса ташқи фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси бўлиб, фотоэффект ҳодисаси учун энергия сақланиш қонунини ифодалайди. Яъни

$$h\nu = A + E_k \quad (17.14)$$

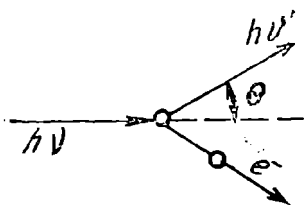
Бу формулада $A = e\phi$ электронларни моддадан чиқиш иши (ϕ — ионланиш потенциали, e — электроннинг заряди), E_k — электронга берилган кинетик энергия.

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунига асосан озод электронлар томонидан фотон ютилмайди. Шу сабабли фотоэффект ҳодисаси атомлар, молекулалар, ионлар ва кристалл панжараларда боғланган электронларга фото таъсир этгандагина кузатилади.

Ташқи фотоэффект ҳодисасини ва унинг қонунларини биринчи марта улуғ рус олими А. Г. Столетов каниф этган бўлиб, ўрта мактаб физика курсида бу масалага батафсил тўхталиб ўтилган. Курсимизнинг III бўлимининг 12-§ да қайд қилинганидек, фотоэлектрик эффектдан фотоэлектрон автоматикада, ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантириш ва бошқа мақсадларда кенг фойдаланилади.

4-§. Комптон эффекти

Ёруғлик фотонлари электронлар ва нуклонларга тушганда сочилади. Сочилиш натижасида фотонларнинг частоталари (ёки тўлқин узунликлари) ўзгаради. Бу ҳодисани А. Комптон 1923 йилда кузатган. Худди шу каби сочилиш бошқа заррачаларда, масалан, протонларда ҳам рўй бериш мумкин. Комптон эффектининг физика фанидаги аҳамияти катта, чунки ёруғлик фотонларини бошқа заррачалар билан худди эластик шарлар тўқнашганидек ўзаро таъсир қилишини кўрсатади. Комптон эффектининг схемаси 17.2-расмда келтирилган. Бу эффектга энергия ва импульснинг сақланиш қонунларини татбиқ этиш мумкин, чунки ёруғликнинг электрон билан ўзаро таъсир этиб, сочилиши фотон ва электрон орасидаги «бильярд ўйинига» таққослаш мумкин (Комптон шундай таққослаган). Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:



17.2- расм

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2, \quad (17.15)$$

Электроннинг тўқнашувдан кейинги тезлиги v катта бўл-

са, унинг массаси $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ эканини ҳисобга олиб (17.15) формулани қуйидагича ёзамиз:

$$h\nu + m_0 c^2 = h\nu' + \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}. \quad (17.16)$$

бунда $h\nu$ ва $h\nu'$ — тушувчи ва сочилувчи фотонлар энергияси; $m_0 c^2$ — электроннинг тинч ҳолатдаги энергияси, $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ — фотон таъсиридан сўнг электрон энергияси.

Ҳаракат миқдори (импульс) нинг сақланиш қонуни эса:

$$\frac{\vec{h\nu}}{c} = \frac{\vec{h\nu'}}{c} + m\vec{v}. \quad (17.17)$$

Бу тенглама вектор характериға эға. Фотоннинг сочилиш бурчағи θ ни ҳисобға олиб, косинуслар теоремасига асосан, v ва v' ларни $\lambda = \frac{c}{v}$ ва $\lambda' = \frac{c}{v'}$ лар билан алмаштириб, сочилганда тўлқин узунлигининг ўзгариши учун қуйидаги формулани оламиз:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (17.18)$$

бу формулада $\Lambda = \frac{h}{m_0 c}$ — Комптон тўлқин узунлиги дейилади ва электрон учун $2,425 \cdot 10^{-10}$ см, нейтрон (ёки протон) учун $1,32 \cdot 10^{-13}$ см. (17.18) формуладан кўриниб турибдики, Комптон эффектида тўлқин узунлиги ўзгариши фотоннинг сочилиш бурчағи θ га боғлиқ.

5-§. Ёруғлик босими

Ёруғлик босими ҳақидаги ғояни Кенлер айтган бўлиб, у кометалар думлари шаклиға ўша босим сабаб бўлади деб билган. Ёруғлик босими ҳақидаги ғоя Ньютоннинг зарралар оқиб чиқиши (яъни корпускуляр) назариясидан ҳам келиб чиқади; бу назарияға асосан, ёруғлик зарралари ўзларини қайтараётган ёки ютаётган жисмларға урилганда импульсларнинг бир қисмини уларға бериши, яъни босим ҳосил қилиши керак.

Умуман олганда, электромагнит тўлқинларнинг бирор юзга тушиб механик таъсир кўрсатишига *ёруғлик босими* дейилади. Ёруғликнинг электромагнит назариясига асосан ёруғлик босимининг ҳосил бўлиши ёруғлик электр ва магнит векторлари билан жисмдаги электронлар орасидаги ўзаро таъсири орқали тушунтирилади. Агар жисмнинг маълум юзига нормал тушаётган электромагнит тўлқинлар энергиясини W , ёруғликнинг қайтиш коэффициентини R деб белгиласак, шу юзга берилган ёруғлик босими p :

$$p = \frac{W}{c} (1 + R) = \omega (1 + R), \quad (17.19)$$

бу ерда: c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, ω — электромагнит нурулининг ҳажмий зичлиги.

$p = \frac{W}{c}$ — абсолют қора жисм учун ёруғлик босими ($R = 0$);

$p = \frac{2W}{c}$ — абсолют қайтарувчи жисм учун ёруғлик босими ($R = 1$).

Ёруғликнинг квант назариясига асосан жисмлар сиртига бўлган ёруғлик босими ёруғлик импульсининг жисмнинг атом ва молекулаларига берилиши билан тушунтирилади. Жисм сиртига W энергия берувчи (1 см^2 юзга, 1 с вақт ичида)

ёруғлик фотонларининг оқими $N = \frac{W}{h\nu}$ бўлсин ва ҳар қай-

си фотон импульси жисмга $\frac{h\nu}{c}$ импульс беради, агар фотон

қайтса, жисм $\frac{2h\nu}{c}$ импульс олади. Шундай қилиб, фотон-

лар томонидан жисмга берилган умумий импульс:

$$(1 + R) N \frac{h\nu}{c} = \frac{W}{c} (1 + R). \quad (17.19')$$

(17.19) ва (17.19') ларни таққосласак, ёруғлик босимини ҳисоблашда ёруғликнинг электромагнит ва квант тасаввурлари бир хил хулоса беради. Ёруғлик босимини 1900 йилларда улуғ рус олими П. Н. Лебедев тажрибада ўлчади. Кометалар Қуёшга яқинлашганда уларнинг думларини ҳосил бўлиши шу кометаларга бўлган ёруғлик босими билан тушунтирилади. Лекин ҳозирги вақтда кометалар думларининг ҳосил бўлишига ёруғлик босими эмас, балки Қуёшдан чиқаётган п отонлар «оқими» сабабчи бўлса керак, деган тахминий мулоҳазалар бор.

6-§. Рентген нурлари



17.3- расм

Рентген нурлари олиш учун махсус рентген трубкалари ишлатилади (17.3- расм). Бу трубкада катод (K) ва анод (A) орасида катта кучланиш мавжуд, шу туфайли катод қизиганда ундан чиққан электронларнинг катод-анод оралигида эга бўладиган кинетик энергияси

$$E_k = eV = \frac{mv^2}{2} \quad (17.20)$$

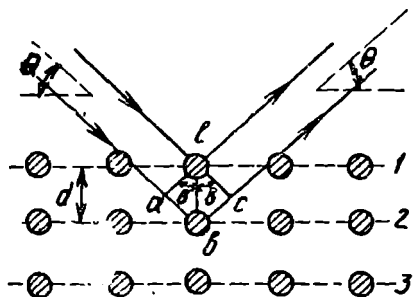
формула билан аниқланади. Бу формулада e — электроннинг заряди, V — катод ва анод орасидаги потенциал, m — электроннинг массаси, v — электронларнинг катод ва анод орасида олган тезлиги.

Катоддан катта тезлик билан чиққан электронлар анодга бориб урилади. Натижада электронлар ҳаракати кескин тормозланади ва қисқа тўлқин узунлигига эга бўлган узлуксиз спектрли электромагнит тўлқинлар нурланиши ҳосил бўлади. Бу нурланишга тормозланишдаги рентген нурланиши дейилади. Агар катод ва анод орасидаги потенциал оширилса ($\sim 10^6$ В гача), электронлар тезлиги ~ 100000 км/с га етади. Бу электронлар анодга урилганда тормозланиш нурланишидан гашқари *характеристик рентген нурланиши* ҳосил бўлади. Бу нурланишнинг спектри чизиқли спектр бўлади. Бу нурланишни тезлаштирилган электронлар томонидан уйғотилган аноднинг атомлари чиқаради. Шу сабабли бу нурланишнинг спектри анод материалнинг химиявий таркибига боғлиқ.

Агар битта электроннинг энергияси тўлалигича битта фотон ҳосил қилишига сарф бўлса, у ҳолда фотонларнинг максимал частотаси ёхуд рентген нуридаги минимал тўлқин узунлиги λ_{\min} ни ҳисоблаш мумкин. Демак, $eV = h\nu_{\max}$.

$$\text{Бундан } \nu_{\max} = \frac{eV}{h} \text{ ва } \lambda_{\min} = \frac{hc}{eV} \quad (17.21)$$

Рентген нурлари тўлқин хусусиятга эга эканини 1912 йилда Лауэ, Фридрих ва Кнipping рентген нурларини кристалл панжарадаги дифракциясига асосан кашф этган. Рентген нурлари қисқа тўлқин узунлигига эга бўлгани учун улар оддий дифракцион панжараларда дифракцияланмай, кристалл панжарадан ўтганда (ёки қайтганда) дифракцияла-



17.4- расм

ди шу бурчак остида қайтади. Иккинчи қатламдан қайтган нурлар биринчи қатламдан қайтган нурларга нисбатан:

$$ab + bc = 2d \sin \theta$$

бўлган каттароқ масофани ўтади. Бу формулада d — кристалл атомлари (ёки ионлар) қатламлари орасидаги масофа.

Диффракция ҳодисасини берган нурларнинг интерференцияси қуйидаги шартни қаноатлантириши керак:

$$2d \sin \theta = k \lambda, \quad (17.22)$$

яъни рентген нурлари қўшни қатламлардан қайтиб бир-бирларини кучайтиришлари учун бу нурлар ўтган йўллари фарқи $k \lambda$ га тенг бўлиши керак. (17.9) формула Вульф — Брэгг формуласидир. Бу формула 1913 йилда рус олими Г.В. Вульф ва инглиз олими У. Л. Брэгг томонидан келтириб чиқарилган.

Рентген нурлари диффракциясидан қаттиқ жисмлар, суюқликлар ва газлар структурасини ўрганишда, яъни рентген структура анализидида кенг фойдаланилади.

7-§. Ёруғлик люминесценцияси ҳақида тушунча

Люминесценция — газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг ёруғлик, ультрабинафша ва радиоактив нурлар таъсирида нурланиш ҳодисасидир. Моддаларда люминесценция ҳосил бўлиши учун бирор ташқи нурланиш манбаи бўлиши керак. Люминесценция иссиқлик нурланиши, мажбурий ва тормозланиш нурланишидан фарқ қилади. Люминесценция ҳодисаси тунда баъзи ҳашаротларнинг, минералларнинг, чириётган дарактнинг шуълаланиши кўринишларида жуда қадим замонлардан маълум бўлган ҳодисадир. Лекин бу ҳодиса асосан XIX аср охирларида илмий равишда системали ўрганила бош-

ланди. Люминесценция ҳодисаси турлича бўлади. Масалан, ионолюминесценция, катодолюминесценция, радиолюминесценция, рентгенолюминесценция, электролюминесценция ва ҳ.к. Люминесценцияланиш вақтига қараб моддалар флуоресценция (спонтан — қисқа вақтли шуълаланиш) ва фосфоресценция (узоқ вақтли шуълаланиш) хусусиятларига эга моддаларга ажралади. Люминесценция соҳасини ривожлантиришда академик С.И. Вавилов ташкил этган совет физиклари мактабининг роли катта. С.И. Вавиловнинг ҳам бу соҳани ривожлантиришдаги ҳиссаси катта. Масалан, спонтан, мажбурий ва рекомбинацион люминесценция турлари фарқини биринчи бўлиб С.И. Вавилов тушунтириб берган. Кейинчалик люминесценциянинг резонанс тури борлиги ҳам аниқланди.

Люминесценция турларига қисқача изоҳ берамиз. Фотолюминесценция — ташқи ёруғлик манбаидан моддага оптик нурланиш тушганда ҳосил бўлган люминесценция; катодолюминесценция — моддани электронлар билан бомбардимон қилганда ҳосил бўлган люминесценция; хемилюминесценция — химиявий реакциялар натижасида ҳосил бўлган люминесценция: электролюминесценция моддалардан электр токи ўтганда ҳосил бўладиган люминесценция ва ҳ.к.

Юқорида келтирилган турларидаги люминесценция ҳосил бўлишининг физик механизми асосан битта, у ҳам бўлса, ташқи энергия (ёруғлик энергияси, химиявий, электр ва ҳ.к. энергиялари) ҳисобига модда атомлари ва молекулаларида электронлар уйғониши ва маълум вақт ичида уйғонган ҳолатда бўлиб, сўнгра аввалги нормал ҳолатига ёруғлик кванти чиқариб қайтишидир. Люминесценция берувчи моддалар *люминофорлар* дейилади.

Фотолюминесценция ҳодисасига қисман тўхталиб ўтамиз. Биз юқорида кўрдикки, фотолюминесценция бу асосан кўзга кўринадиган ёки ультрабинафша нурлар таъсирида ҳосил бўлади. Фотолюминесценция спектри люминофор материалига қараб чизиқли ва узлуксиз бўлиши мумкин. Люминофорнинг ютиш спектри ва фотолюминесценция спектри орасидаги боғланиш Стокс қондасига асосан аниқланади. Стокс қондаси қуйидагидан иборат: фотолюминесценция тўлқин узунлиги шу люминесценцияни уйғотувчи ёруғлик нури тўлқин узунлигидан катта.

Стокс қондасидаги тўлқин узунликлар фарқи ташқи манбадан тушаётган ёруғлик энергиясининг ҳаммаси люминесценцияга сарф бўлмаслигини кўрсатади. Бу ҳодиса қуйидаги оддий формула билан ифодаланади:

$$h\nu = h\nu_{\text{люм.}} + W_0, \quad (17.23)$$

бунда $h\nu$ — ташқи манбадан люминофорга тушаётган ёруғлик фотонининг энергияси, $h\nu_{\text{люм.}}$ — фотолюминесценция фотонининг энергияси, W_0 — фотолюминесценциядан бошқа процессларга сарф бўладиган энергия.

Тажрибада антистокс ҳодисаси, яъни Стокс қондасига хилоф ҳодиса ҳам кузатилади. Бунинг моҳияти қуйидагича. Агар ташқи манбадан люминофорга ёруғлик кванти ($h\nu_{\text{ют.}}$) тушса, люминесценция берадиган ёруғлик кванти $h\nu_{\text{люм.}}$ бўлса, антистокс ҳодисасининг математик ифодаси қуйидагича ёзилади:

$$h\nu_{\text{люм.}} = h\nu_{\text{ют.}} + \beta kT, \quad (17.24)$$

бу формулада β — люминофор материалига боғлиқ бўлган доимийлик, k — Больцман доимийси, T — люминофорнинг абсолют температураси бўлиб βkT — люминофор атом ва молекулаларининг иссиқлик энергияси. Ана шу энергиянинг ютилган квант ($h\nu_{\text{ют.}}$) га берилиши ҳисобига фотолюминесценция ёруғлигининг тўлқин узунлиги люминесценцияни уйғотадиган ёруғлик тўлқин узунлигидан кичик бўлади ($h\nu_{\text{люм.}} > h\nu_{\text{ют.}}$). (17.24) формуладан кўриниб турибдики, температура кўтарилиши билан антистокс ҳодисаси аниқроқ кузатилиши керак.

Ёруғликнинг люминесценция ҳодисасининг фотолюминесценция чиқишидаги физик тушунчани физика курсига киритилишини тақозо қилади. Агар бу физик катталикини γ ҳарфи билан белгиласак:

$$\gamma = \frac{h\nu_{\text{ют.}}}{h\nu_{\text{люм.}}}. \quad (17.25)$$

Идеал ҳолларда $\gamma = 1$, яъни люминофор томонидан қанча ёруғлик кванти ютилса, фотолюминесценцияда ҳам шунча квант қатнашади. Лекин реал ҳолларда $\gamma < 1$ ёки $\gamma > 1$ бўлади. Демак, фотоактив бўлмаган ютилишлар рўй беради. Бу ютилишлар ҳисобига экситонлар уйғотилиши ёки люминофор қизиши мумкин. Миқдори $\gamma < 1$ (ёки $\gamma \ll 1$) бўлган фотолюминесценция чиқишига фотолюминесценциянинг *эффектив чиқиши* дейилади. Бу процесснинг физик моҳияти фотолюминесценцияга боғлиқ бўлган махсус курсларда ба- тафсил ёритилади.

8-§. Флуоресценция ва фосфоресценция ҳодисалари

Биз юқорида эслатиб ўтгандек, люминесценция бериш вақтига қараб люминесцент нурланиш флуоресцент ва фосфоресцент нурланишларга бўлинади. Одатда кўпгина люминофор моддалар учун люминесцент нурланиш 10^{-8} с дан бир неча соат ва суткаларга чўзилиши мумкин. Агар люминесцент нурланиш $10^{-8} \div 10^{-9}$ с ичида тугаса, бу нурланиш қисқа муддатли бўлиб, *флуоресцент нурланиш* дейилади. Бундай нурланиш атомлар ва молекуляр ҳолатдаги моддаларда атом ёки молекулаларнинг уйғониши пайти асосида рўй беради. Агар нурланиш узоқ давом этса (минут, соат, сутка) бундай нурланиш *фосфоресцент нурланиш* ёки *фосфоресценция* дейилади. Айрим люминофорларда флуоресценция ва фосфоресценция процесслари бир вақтда кузатилади. Албатта, бу ҳодиса люминофор материаллар тақиқланган зоналар ичидаги (агар улар ярим ўтказгичли кристаллар бўлса) лскал маркалар, уларнинг энергетик чуқурлиги, электр активлиги ва ҳ.к. физик параметрларига боғлиқ. Флуоресценция ҳодисасида ташқи манбадан тушаётган ёруғлик нури ҳисобига уйғонган электронлар нормал ҳолатга қайтганда чиқарган ёруғлиги интенсивлиги экспоненциал қонун билан ифодаланади:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (17.26)$$

Бу формулада I_0 — ёруғликнинг бошланғич интенсивлиги, τ — люминофор учун характерли релаксация вақти, t — люминофор ёритилиши тўхтатилишидан эътиборан ҳисобланган вақт ($\tau \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$ с га тенг бўлиб, молекуляр ва атомларда уйғотилган электронларнинг яшаш вақтини характерлайди).

Фосфоресценция ҳодисасида эса уйғотилган электронларнинг яшаш вақти (рекомбинациягача бўлган вақт) катта бўлади. Шу сабабли бу ҳодиса:

$$I = I_0 (1 + \alpha t)^{-n} \quad (17.26')$$

қонуниятга бўйсуниб, фосфоресценция интенсивлиги камайиши процесси анча вақтга чўзилиши мумкин. (17.26') формулада α, n — ўзгармас миқдорлар бўлиб, $\alpha \sim 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ дан бир неча минг $\frac{1}{\text{с}}$ гача n эса $1 \div 2$ бўлиши мумкин.

Люминесценция ҳодисаси фан ва техниканинг турли тармоқларида кенг қўлланилади. Масалан, моддалар таркиби

люминесцент анализ ёрдамида текширилади (спектрал анализга ўхшаш). Геологик рудалар таркибида олмос ва бошқа минераллар мавжудлигини, уларнинг тозаллигини сифат жиҳатдан жуда тез аниқлашга ёрдам беради. Электр ёритишнинг таннэрхини арзонлаштиришда кундузги люминесцент лампалар ёрдамида, осциллограф, телевизион трубкалар яшашда люминесцент материаллар кенг қўлланилади. Ҳатто элементар заррачаларни қайд қилишда ҳам люминесцент материаллардан фойдаланилади.

18-б о б. НИСБИЙЛИК НАЗАРИЯСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

1-§. Умумий мулоҳазалар

XIX аср охирларига келиб физика фани жуда катта қийинчиликларга дуч келди. Шу давргача классик механика (Ньютон механикаси) қонунлари барча инерциал санақ системалари учун бажарилад ва механик ҳодисаларни тушунтира олар эди. Шунингдек Максвеллнинг электромагнит назарияси ишончли тарзда асосланган бўлиб, ёруғлик ва унинг айрим физик хоссалари шу тенглама ёрдамида тушунтирилар эди. Электромагнит тўлқинининг тарқалиш назариясида «ЭФИР» тушунчаси асосий ҳисобланар эди. Бу вақтларда механик дупёқараш ҳукмрон бўлиб, тўлқиннинг тарқалиши учун албатта моддий муҳит—дунё «ЭФИРи» нинг бўлиши шарт деб қаралар эди. Максвелл тенгламаларни эфирга нисбатан тинч турган санақ системаси учун бажарилади, деб қаралди. Бу тенгламалар Ньютон қонунларига нисбатан алоҳида афзалликка эга бўлган санақ системасини талаб қиларди.

Электромагнит ҳодисаларни механик тушунтириш катта қийинчиликларни юзага келтирди. Экспериментал фактларни асослаш учун баъзи олимлар электромагнит тўлқинни узатувчи «ЭФИР» моддий жисм (масалан Ер) билан биргаликда илашиб ҳаракатланади, деб ҳисобласа, бошқалар моддий жисм эфирга нисбатан ҳаракат қилади-ю, дунё «ЭФИРи» эса мутлақо тинч ту ади, деб ҳисоблашди. Учинчи гуруҳдаги олимлар эса «ЭФИР» моддий жисмга бир оз илашиб, яъни унинг тезлигидан камроқ тезлик билан ҳаракат қилади, деб қарашди.

Бу қарама-қаршиликларни йўқотиш учун Альберт Эйнштейн 1905 йили мутлақо янги ғояни илгари сурди. У иккита оддийгина постулат ёрдамида барча фактларни тўғри тушунтирди ва «ЭФИР» назариясининг пайини кесди.

Эйнштейннинг нисбийлик назарияси классик физиканинг иккита буюк назариялари—механика ва электродинамика назарияларини ўзаро боғлади.

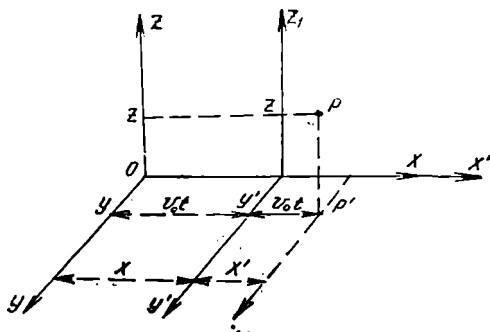
Нисбийлик назарияси фазо ва вақт бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуд ва мутлақо ўзгармасдир, деган дунёқарашдан воз кечишни талаб қилади. Эйнштейннинг фикрича биз уч ўлчовли фазода (чунки вақт фазовий координатларга боғлиқ эмас деб ҳисобланган) яшаётганимиз йўқ, балки бири-бири билан узвий равишда боғланган — фазо ва вақт координатларидан иборат тўрт ўлчовли фазода яшайпмиз.

Нисбийлик назарияси билан биринчи бор танишайтганимизда бу ғоялар бир оз ғалати ва сунъий туюлиши мумкин. Ваҳоланки, бу назариядан келиб чиқадиган ҳодисалар ёруғлик тезлигига яқин тезликдаги ҳаракатларда сезиларли бўлади, бизнинг сезгиларимиз эса кичик тезликлардаги ҳаракатларга асосланган. Агар биз ёруғлик тезлигига яқин тезликларда ҳаракат қилаётган жисмларни кўриб турганимизда эди, нисбийлик назарияси табиий туюлар ва биз осонгина қабул қилган бўлур эдик.

2- §. Галилей алмаштиришлари ва унинг барбод бўлиши

Галилейнинг нисбийлик принципи (ёки классик механика) таъкидлайдики, механика қонунлари барча инерциал санақ системалари учун ўзгармасдир. Масалан, Ньютоннинг иккинчи қонуни ($F=ma$) бирор K инерциал санақ системаси учун бажарилса, шу санақ системасига нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилаётган K' система учун ҳам бажарилади. Иккала санақ системаси ҳам тенг кучли бўлиб, тезликнинг ўзгариш суръати—тезланиш иккала системага нисбатан ҳам бир хилдир.

Бирор P жисмнинг K санақ системасига нисбатан координатаси маълум бўлса, K' системасидаги кузатувчига нис-



18.1- расм

батан координатасини (18.1- расм) Галилей алмаштиришлари ёрдамида қуйидагича ёзилади:

$$x' = x - v_0 t; y' = y; z' = z, t' = t. \quad (18.1)$$

K саноқ системасига нисбатан эса қуйидагича ифодаланеди:

$$x = x' + v_0 t, y = y', z = z' \text{ ва } t = t'. \quad (18.2)$$

Ньютон динамикасида вақт ҳам, масса ҳам абсолют миқдорлардир, яъни уларнинг сон қийматлари барча инерциал саноқ системалари учун бир хил бўлиб, тезликка боғлиқ эмас эди, яъни:

$$m = m' \text{ ва } t = t'. \quad (18.3)$$

Жисмнинг K ва K' саноқ системаларига нисбатан тезликларини ташкил қилувчилари орасидаги боғланишни (18.2) формулалардан вақт бўйича ҳосила олиб топамиз:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + v_0 t) = v'_x + v_0, \\ v_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{dt} = v'_y, \\ v_z &= \frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt} = v'_z. \end{aligned} \right\} \quad (18.4)$$

Бу муносабатларни умумий кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0 \quad (18.5)$$

Демак, жисмнинг K саноқ системасига нисбатан тезлиги \vec{v} , шу жисмнинг K' саноқ системасини нисбатан тезлиги \vec{v}' ва K' нинг K саноқ системасига нисбатан тезлиги \vec{v}_0 нинг вектор йиғиндисига тенг экан. (18.4) ифодалардан вақт бўйича ҳосила олиб, жисмнинг K ва K' инерциал саноқ системаларига нисбатан тезланишлари бир хил эканлигини кўришимиз мумкин, яъни:

$$\left. \begin{aligned} a_x &= a'_x, \\ a_y &= a'_y, \\ a_z &= a'_z. \end{aligned} \right\} \quad (18.6)$$

ёки умумий ҳолда

$$\vec{a} = \vec{a}'. \quad (18.7)$$

Тажрибаларда тасдиқландики, Ньютон динамикасида, яъни классик динамикада барча инерциал саноқ системаларидан

жисмнинг массаси ва тезланиши ҳамда вақт бир хил экан. Демак, динамиканинг асосий қонуни — Ньютоннинг иккинчи қонуни ҳар иккала кўраётган инерциал саноқ системалари учун бир хил кўринишда ёзилар экан, яъни:

$$\left. \begin{aligned} F' &= m'a', \\ F &= ma, \end{aligned} \right\} \quad (18.8)$$

$m' = m$ ва $a' = a$ бўлгани учун

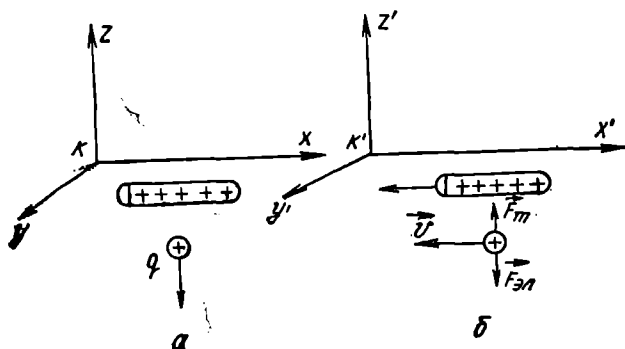
$$F = F' \quad (18.8')$$

Шундай қилиб, барча инерциал саноқ системаларида механик воқеалар бир тарзда рўй беради ва бу воқеалар учун динамика қонунлари бир хил кўринишда ёзилади.

Юқорида баён қилинган принцип Галилей принципи дейилади. Галилей принципининг асосий камчиликларидан бири механик воқеа рўй бераётган система тинч турибдими ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қиляптими деган саволга жавоб бера олмайди.

Классик физиканинг нисбийлик принципи, шунингдек фазо массаси ва вақтнинг ўзгармаслигига айланган назария кўпчилик оддий механик ҳодисаларни тушунтиради, ammo электромагнит ҳодисаларига қўлланганимизда ожиз бўлиб қолади. Бунга яхши изоҳлаш учун шундай мисолни олайлик. Цилиндр шаклидаги ўтказгич текис зарядланган бўлиб, K саноқ системасининг X ўқига параллел жойлашган бўлсин (18.2-а расм) ва K' системага нисбатан тинч турган бўлсин. Айтайлик, ўтказгичдан r масофада қўзғалмас q заряд жойлашган бўлсин. Маълумки, q зарядга ўтказгичдан $F_{эл}$ куч таъсир этади.

K' — системадаги кузатувчига нисбатан зарядланган ўт-



18.2- расм

казгич ва q заряд чапга ҳаракатланаётган бўлади, чунки K' система K га нисбатан ўннга қараб $\vec{v}_0 = const$ тезлик билан ҳаракатда (18.2 б- расм).

Маълумки, ҳаракатдаги зарядлар электр токини ҳосил қилади ва улар орасида магнит таъсири пайдо бўлади. Лорентц кучининг йўналишини топиш қонунидан фойдаланиб, F_m куч электростатик таъсир кучи $F_{эл}$ га қарама-қарши йўналганлигини аниқлаш мумкин. Бунинг натижасида K' системадаги кузатувчи K системадаги кузатувчига нисбатан q зарядга камроқ куч таъсир этяпти, деган хулосага келади. Бундай бўлиши мумкин эмас, чунки физик ҳодисалар барча инерциал саноқ системаларда бир хил бўлиши керак. Шунга ўхшаш кўпчилик зиддиятли масалаларни ҳал этиш нисбийлик назариясига олиб келади.

3-§. Эйнштейн постулатлари. Лорентц алмаштиришлари. Нисбийлик назариясининг асосий хулосалари

А.Эйнштейн кўрсатдики, қуйидаги икки постулатга асосланиб механик ва электродинamik ҳодисалар орасидаги зиддиятларни осонгина тушунтириб бериш мумкин.

1. Ёруғлик тезлиги вакуумда (муҳитсиз фазода) барча йўналишларда ёруғлик манбаи ёки кузатувчининг ҳаракатидан қатъи назар ўзгармасдир; яъни ёруғлик тезлигининг доимийлик принципи.

2. Физик қонунлар бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган саноқ системаларига нисбатан бир хил бажарилади. Бу нисбийлик принципи дейилади.

Ана шу постулатларга асосланган назария махсус нисбийлик назарияси деб аталади.

Юқоридаги постулатларни тасдиқловчи жуда кўп экспериментлар мавжуд, аммо бирортасига зид келувчи ҳеч қандай тажриба йўқ.

Ёруғлик тезлигининг барча йўналишларида ўзгармас эканлигини, ёруғлик тезлиги уни ўтказувчи муҳитнинг тезлигига боғлиқ эмаслигини ёки ёруғлик манбаи ва ёруғлик қабул қилувчи объектнинг тезликларига боғлиқ эмаслигини Физо, Майкельсон — Морли тажрибалари, жуда узоқдан катта тезлик (30 км/с) билан ҳаракатланувчи қўшалоқ юлдузларни кузатиш ва бошқа кўпгина тажрибалар тасдиқлади. Физо тажрибасида ёруғлик тинч ёки ҳаракатдаги сув орқали ўтганда жуда катта аниқлик билан унинг тезлиги ўзгармаслиги исботланган. Майкельсон — Морли тажрибаларида эса ёруғлик тезлиги Ернинг Қуёш атрофидаги орбитада ҳарака-

тига нисбатан турли йўналишларда ўлчанган ва тезлик ўзгармас бўлган. Агар ёруғлик тезлиги манбаининг ҳаракатига боғлиқ бўлганда эди, унда ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан каттароқ тезлик билан сигнал узатиш мумкин бўлар ва олдинги ҳодисани акс эттирувчи ёруғлик сигналидан кейинги ҳодисани акс эттирувчи ёруғлик сигнали ўтиб кетган, бунинг натижасида сабабни оқибатдан кейинроқ кузатган ва ҳодисаларнинг кетма-кетлиги тескари йўналишда кузатган бўлар эдик. Бундай бўлиши мумкин эмас ва ҳеч қандай сигнал ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан катта тезлик билан узатилиши мумкин эмас экан.

Эйнштейннинг иккита постулатидан фазовий координата ва вақтнинг бир-бирига нисбатан тўғри чизиqli текис ҳаракат қилаётган иккита системадаги қийматларини ўзаро боғловчи тенгламалар келиб чиқади. Бу тенгламалар Галилей алмаштиришларига ўхшайди, аммо улардан бутунлай бошқа хулосалар келиб чиқади. Бу тенгламаларни биринчи марта Г.А. Лорентц келтириб чиқарганлиги учун Лорентц алмаштиришлари деб аталади. Агар инерциал системаларнинг ҳаракатлари фақат x ўқи бўйлаб йўналган бўлса, Лорентц алмаштиришлари қуйидагича бўлади:

$$x' = \frac{x - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad (18.9)$$

$$t' = \frac{t - \beta \frac{x}{c}}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (18.9')$$

Бу ерда $\beta = \frac{v}{c}$, v_0 — инерциал санок системаларнинг бир-бирига нисбатан тезлиги, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Агар $v \ll c$ бўлса, $\beta = 0$ бўлади ва Лорентц алмаштиришлари Галилей алмаштиришларига айланади.

Шуни айтиш керакки, Эйнштейнгача Лармор, Лорентц ва Пуанкаре «Эфир» назариясига асосланиб ва кўпгина тахминий фаразларга таяниб юқоридаги тенгламаларга ўхшаш тенгламаларни келтириб чиқаришган эди. Лорентц алмаштиришларидан тезликларни қўшиш қондаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$v' = \frac{v - v_0}{1 - \frac{v \cdot v_0}{c^2}}. \quad (18.10)$$

Бу ерда v — жисмнинг K координата системасига нисбатан

тезлиги v_0 — K' системанинг K системага нисбатан тезлиги. Бу формула v ва v_0 бир томонга йўналган ҳол учун тўғри. Агар v ва v_0 қарама-қарши томонга йўналган бўлса, тезликлар қўшилади:

$$v' = \frac{v + v_0}{\sqrt{1 + \frac{v \cdot v_0}{c^2}}}. \quad (18.11)$$

Агар тезликлардан бирортаси, масалан, v ёруғлик тезлигига тенг бўлганда ҳам йиғинди тезлик c дан катта бўлмайди:

$$v' = \frac{c + v_0}{1 + \frac{cv_0}{c^2}} = \frac{c + v_0}{c + v_0} c = c; \quad (18.12)$$

Демак, юқоридаги формуладан шундай хулоса келиб чиқади: ёруғлик тезлиги барча кузатувчилар учун бир хил бўлиб, c дан катта бўлиши мумкин эмас. Агар $v = v_0 = c$ бўлганда ҳам, (18.12) га асосан, $v' = c$ бўлади.

Нисбийлик назариясидан яна узунликнинг қисқариши, вақтнинг секин ўтиши каби хулосалар келиб чиқади.

Узунликнинг қисқариши. Агар қўзғалмас K системада нисбатан узунлиги l бўлган стерженни K' системадаги кузатувчи кузатса, стерженнинг узунлиги

$$l' = l\sqrt{1 - \beta^2} \quad (18.13)$$

бўлиб, стерженга нисбатан ҳаракатда бўлган кузатувчига стержень узунлиги қисқариб кўринади.

Вақтнинг секин ўтиши. Қўзғалмас ва ҳаракатдаги кузатувчилар битта жисм узунлигини ўлчашда икки хил натижа олишдан ташқари икки ҳодиса орасидаги вақтни ўлчашда ҳам турли натижалар олишади. Агар K' системада соатнинг кўрсатиши t' , K системада соат кўрсатиши t бўлса, t' билан t ўртасида

$$t' = \frac{t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (18.14)$$

боғлиқлик мавжудлигини унча мураккаб бўлмаган мулоҳазалардан келтириб чиқариш мумкин. Бу формуладан кўриниб турибдики, ҳаракатдаги K' системада тинч турган K системага нисбатан вақт секинроқ ўтади, яъни ундаги соат секин юради (соатлар синхрон). Бу ҳодиса узунликнинг қисқариши билан узвий боғлиқ бўлиб, вақтнинг секинлашуви — релятивистик эффектнинг иккинчи томонидир.

4-§. Массанинг ўзгариши. Масса ва энергия орасидаги боғланиш

Нисбийлик назариясининг иккинчи постулатида — барча инерциал саноқ системаларида физик қонунлар бир хилда бажарилади, дейилган. Импульснинг сақланиш қонуни ҳам шу қонунлар жумласига киради. Импульснинг турли инерциал саноқ системаларига нисбатан ўзгармас, яъни $m\vec{v} = \text{const}$ сонда бўлиши учун

$$\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \text{const} \quad (18.15)$$

бўлиши керак экан. Демак, бунинг учун ҳаракатдаги жисм массаси тинч ҳолатдаги массадан каттароқ бўлиши келиб чиқади, яъни:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (18.16)$$

Бу ерда m_0 — жисмнинг тинч ҳолатдаги массаси ёки хусусий масса дейилади, m — жисмнинг v тезлик билан ҳаракат қилаётган кузатувчига нисбатан массаси, яъни релятивистик массаси.

Юқорида келтирилган тенгламадан кўринадикки, жисм тезлиги ҳеч қачон ёруғлик тезлигига тенг бўлиши эмас, агар $v = c$ бўлса, каср махражи нолга тенг бўлиб, жисм массаси чексиз катта бўлиши керак. Массанинг чексиз катта бўлиши физик маънога эга эмас. Агар $v = c$ бўлса, жисм тезлиги ёруғлик тезлигига тенг бўлади деган хулоса келиб чиқиб, бу ҳам реал физик маънога эга эмас.

Юқорида изоҳланган фактлар асосида релятивистик кўринишда динамиканинг асосий қонуни — Ньютоннинг иккинчи қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right). \quad (18.17)$$

Энди релятивистик механикада жисмнинг массаси ва энергияси орасидаги боғланишни кўрайлик. Содда ҳол учун $v \ll c$ бўлса (18.16) формулани тахминан:

$$m \approx m_0 \left(1 + \frac{1}{2} \beta^2 \right)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу тенгламанинг иккала томони c^2 га кўпайтириб ва $c^2 \beta^2 = v^2$ эканлигини ҳисобга олсак:

$$m c^2 \approx m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (18.18)$$

тенглама ҳосил бўлади. Бу тенгламадан $\frac{1}{2} m_0 v^2$ — жисмнинг ҳаракат кинетик энергияси, $m_0 c^2$ — жисмнинг ички хоссаси билан боғлиқ бўлган катталик ва унинг тинч ҳолатдаги хусусий энергияси дейилади. Хусусий энергия ва кинетик энергиялар йиғиндиси жисмнинг тўла энергиясини ифодалайди:

$$m c^2 = m_0 c^2 + W_k. \quad (18.19)$$

Бу формулада

$$W = m_0 c^2 \quad (18.20)$$

— Эйнштейннинг масса билан энергия орасидаги боғланиш тенгласидир. Шуни қайд қилиш керакки, (18.20) энергия билан масса орасидаги эквивалентлик формуласи эмас, балки энергия билан масса орасидаги боғлиқлик тенгласидир. Демак, нисбийлик назариясига асосан релятивистик механикада масса билан энергия бир-биридан ажралмас катталиклар экан. Эйнштейннинг нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган барча ҳулосаларнинг тўғри эканлигини атом ва ядро ичида содир бўладиган процесслар тўла тасдиқлайди.

Релятивистик механикада нисбийлик назариясидан фойдаланиб, энергия билан импульс орасидаги боғланиш ҳам келтирилиб чиқарилган.

(18.18) га асосан жисмнинг энергияси $W = m c^2$.

(18.15) га асосан жисмнинг импульси $p = m v$ ва $m =$

$= \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ эканлигини ҳисобга олиб, иккала тенгламадан

энергия билан импульс орасидаги қуйидаги муносабатни оламиз:

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}. \quad (18.21)$$

Кўпинча, биз кўраётган фикрни воқеалардан жисмнинг тезлиги $v \ll c$. У ҳолда $\beta = \frac{v^2}{c^2} \approx 0$. Бу шарт бажарилганда

Лорентц алмаштиришлари (18.9) ва (18.9') Галилей алмаштиришлари (18.2) га ўтади. Демак, Галилейнинг нисбийлик принципи ва алмаштиришлари — Лорентц алмаштиришларининг хусусий ҳоли экан.

Шундай қилиб, Галилей алмаштиришлари ўринли бўлиши учун классик механика масалаларида жисмнинг ва ҳаракатланувчи саноқ системаларининг тезликлари ёруғлик тезлигидан жуда кичик бўлиши керак экан.

АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

19- б о б. АТОМ ТУЗИЛИШИ. МАТЕРИЯНИНГ КОРПУСКУЛЯР-ТҮЛҚИН ХОССАЛАРИ. КВАНТ МЕХАНИКАСИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

1- §. Атом тузилиши назариясига кириш

Газлар кинетик назариясини тушунтиришда энг фойдали бўлган атом «бўлинмас»лиги тушунчаси кўп экспериментал фактларни талқин қилишда XIX асрнинг охирларигача энг фойдали таълимот бўлиб келди. Лекин XIX аср охирларига келиб катод нурларининг кашф этилиши, биринчи элементар заррача — электроннинг кашф этилиши, радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши ва бошқа ҳодисалар атом мураккаб тузилишга эга, эканлиги ҳақида далолат берди. Бу ҳодисалар квант характериға эга бўлиб, атом тузилиши ҳақида янги тасаввур, янги модель тузилиши лозимлигини кўрсатди. Атом модели биринчи бор Томсон томонидан ўртага ташланди.

1) **Атомнинг Томсон модели.** Биринчи атом моделини назарий йўл билан 1904 йил Томсон кашф қилади. Унинг фикриға асосан атом би) текис мусбат зарядланган шардан иборат бўлиб, унинг ичида электронлар ҳаракат қилади, дейилади. Атомнинг бундай моделини кексга ўхшатиш мумкин. Томсон ҳисобларига асосан бундай атомнинг радиуси тахминан $\sim 10^{-8}$ см $\sim \text{Å}$ тартибида бўлиши керак. Томсон моделиға асосан атомни массаси унинг бутун ҳажми бўйлаб жойлашган. Атомни атрофида ва ичида кучли электр майдони юзаға келмайди.

Резерфорд модели. Атомнинг планетар ядровий модели. Томсон моделини тўғри-ноғрилигини исботлаш мақсадида 1911 йилда Э. Резерфорд α -заррачалар (α -заррачалар икки марта ионлашган гелий атомидир) билан юпқа олтин пластинкасини (фольгани) бомбардимон қилади. Бунда α -заррачалар олтин пластинкадан турли бурчакларға сочилади. Социлган α -заррачалар ичида 180° га социлганлари ҳам бўлди. Мана шу социлишни тадқиқ қилган Э. Резерфорд қуйидаги хулосаларға келади:

1. α -заррачаларни бундай бурчакларға социлиши учун атом атрофида асосан ичида кучли электр майдон бўлиши керак:

2. α -заррачаларни бундай бурчакларга сочилиши учун атомни массаси унинг бутун ҳажми бўйлаб тарқалган эмас, балки унинг массаси асосан бирор бир кичик ҳажмда тўпланган бўлиши керак ва бу ҳажм мусбат зарядга эга бўлиши керак.

Шу хулосаларга асосланиб Резерфорд атомнинг планетар моделини кашф этди ва Томсон модели нотўғри эканлигини исбот қилди. Бу моделга асосан атом марказида мусбат ядро ва бу ядронинг атрофида, Қуёш атрофидаги планеталар айланишига ўхшаш, манфий зарядланган электронлар айланади. Бу моделга мисол водород атомидир. Водород атоми эса содда атом, унинг ядросида битта протон бор. Атомнинг қарийб ҳамма массаси ядрога жойлашган.

Сабаби электрон массаси протон массасининг, яъни водород атоми ядроси массасининг $\frac{1}{1840}$ улушини ташкил қилиб, модданинг атом массасига деярли таъсир этмайди. Атом электронейтрал заррачадир, чунки атомда қанча протон бўлса, шунча электрон ҳам бор, яъни ядронинг заряди электронларнинг тўла зарядига тенг.

Демак, водород атоми мисолида Резерфорд моделига асосан атом ядроси атрофида электронлар берк орбита бўйича ҳаракат қилар экан. Агар электроннинг бу ҳолда тезланиш билан ҳаракат қилишини ҳисобга олсак, у классик электродинамикага асосан нур чиқариб ядрога тушиши керак. Лекин амалда бу рўй бермайди.

Иккинчидан электроннинг классик радиуси $r_0 \sim 2,8 \times 10^{-17}$ м десак электрон билан водород ядросининг таъсирини нуқтавий зарядлар таъсири деб қараш мумкин ва унинг энергияси

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} = m_0 c^2 \quad (19.1)$$

формула билан ифодаланади. Бу формулада e — электроннинг заряди, c — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, m_0 — электроннинг тинчликдаги массаси. Бу ҳолда r_0 ҳар қандай узлуксиз қийматларга эга бўларди ва водород атоми ўзидан туташ спектрлар чиқарган бўларди. Лекин Бальмер — Ридберг хулосаларига асосан, уйғонган водород атомлари дискрет — чизиқли спектрларга эга.

Бор Резерфорднинг атом моделини камчиликларини ҳисобга олиб, Планкнинг электромагнит нурланишлар дискрет порцияларда рўй бериши ҳақидаги ғоясини ҳисобга олган ҳолда атомларнинг ўзидан нур чиқариши ва ютишини ўзининг қуйидаги учта постулати ёрдамида тушунтириб берди.

Бор постулатлари:

1. Электронлар ядро атрофида маълум стационар орбиталарда айланиб, бу орбиталарга $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ узлукли, дискрет қийматли энергиялар тўғри келади. Электрон стационар орбиталарда айланганда, атом ташқарига энергия чиқармайди. Шунинг учун ҳамда бу атомларнинг стационар ҳолати дейилади.

2. Электронлар стационар орбиталарда узлукли (квантланган) импульс моментига эга бўлади.

$$\therefore m_0 v r = n \frac{h}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (19.2)$$

бу формулада m_0 — электроннинг тинчликдаги массаси, v — унинг тезлиги, r — орбита радиуси, h — Планк доимийси, $n = 1, 2, 3, \dots$ — бутун сонларга тенг бўлиб, орбиталар тартибини характерлайди.

3. Электрон бир стационар орбитадан иккинчи стационар орбитага ўтганда атомда ёки энергия нурланиб чиқади (электрон юқори орбитадан қуйи орбитага ўтганда), ёки энергия ютилади (электрон қуйи орбитадан юқори орбитага ўтганда) Ажралган ёки ютилган энергия порцияси квант — фотон кўринишида бўлиб, унинг энергияси:

$$h \nu = E_m - E_n \quad (19.3)$$

бўлади, бунда ν — ёруғлик частотаси, E_m ва E_n — электронларнинг m ва n -орбиталардаги энергиялари.

Бор гипотезалари классик физика қонуниятларига зиддир, чунки унинг қонунларига асосан жисмлар бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда чиқарилган ва ютилган энергия узлукли бўлмай, узлуксиз бўлади.

Стационар орбиталардаги электронлар энергияси ва бу энергия квант сони n га, орбита радиусига боғлиқлигини водород атоми мисолида кўриш мумкин.

Водород атоми. Водород атомига ўхшаш атомларда зяряд миқдори Ze (Z — зарядлар сони ёки атомларнинг даврий системадаги тартиб номери) бўлган ядро атрофида айланма орбита бўйлаб электрон ҳаракат қилади.

Электроннинг атомдаги тўла энергияси қуйидагилардан ташкил топади:

а) электроннинг орбита бўйлаб кинетик энергияси: $E_k = \frac{m_0 v^2}{2}$;

б) ядронинг потенциал майдонида электроннинг потенциал энергияси: $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 r}$. Бу формулаларда ϵ_0 — ва-

куумнинг абсолют диэлектрик сингдирувчанлиги, r — орбита радиуси v , демак, электроннинг атомдаги тўла энергиясининг математик ифодаси:

$$E = E_k + E_n = \frac{m_0 v^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (19.4)$$

Электрон ядро атрофида айланганда марказга интилма куч $\frac{m_0 v^2}{r}$ зарядларга ядродан таъсир этувчи кулон кучи $-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ бир-бирига тенглашади, яъни $\frac{m_0 v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$. (19.4')

Шу сабабли

$$\frac{m_0 v^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (19.4'')$$

тенгликни ёза оламиз. Бу формуладан кўриниб турибдики, электроннинг кинетик энергияси орбита радиусига тескари пропорционал экан. (19.4') ва (19.4'') лардан электроннинг тўла энергияси:

$$E = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (19.4''')$$

Бу формуладан орбита радиуси қанча катта бўлса, атомнинг тўла энергияси ҳам шунча катта бўлиши кўринади. Шу сабабли уйғонган атомнинг энергияси уйғонмаган атомникига қараганда каттароқ бўлади.

(19.2) ва (19.4') формулалардан электрон орбитасини радиусини топамиз:

$$r = h^2 n^2 \frac{\epsilon_0}{\pi m_0 Z e^2} \quad (19.5)$$

Бу формулага маълум бўлган қийматларни (h , ϵ_0 , π , m_0 , Z , e) қўйиб чиқиб $n = 1, 2, 3, \dots$ қийматлар учун электрон стационар орбиталарини топамиз:

$$r_1 = a_0 = \frac{h^2}{2\pi} \frac{\epsilon_0}{m_0 e^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м, бу биринчи Бор ор-}$$

битасининг радиуси дейилади. Қолган радиуслар $r_n = n^2 r_1$ ифодадан топилади.

(19.4'') ва (19.5) дан радиус қийматини қўйиб, орбиталарга тўғри келувчи (яъни $n = 1, 2, \dots$ га тўғри келувчи) энергия учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$E = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (19.6)$$

m ва n орбиталар учун Борнинг 3- постулатини ҳисобга олиб, (19.3) ни

$$\nu = \frac{m_0 Z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (19.6')$$

кўринишда ёза оламиз.

$R = \frac{m_0 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3}$ белгилаш киритиб, водород атоми ($Z = 1$) учун (19.6) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (19.6'')$$

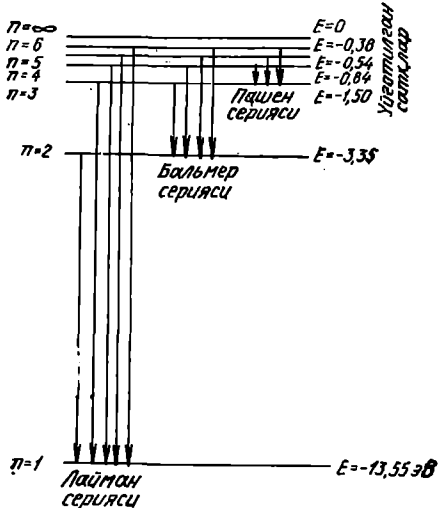
бунда R — ўзгармас

катталиқ бўлиб, спектрал анализдаги Ридберг доимийсига тенг, шу сабабли R ни Ридберг доимийси деб атаймиз. Бу формула водород атоми спектрининг қонуниятларини кузатишга ва водород атомининг энергетик сатҳлари схемасини тузишга имкон беради (19.1- расм).

Горизонтал чизиқларда энергетик сатҳлар келтирилган, n шу сатҳлар номери. Энергия ҳисоблашнинг бошланғич нуқтаси деб $n = 1$ олиниб, бу энергия энг минимал энергияга тўғри келади. $n = \infty$ сатҳга, $E = 0$ энергия тўғри келади, бу энергия эркин электрон энергияси бўлиб, электроннинг атомдаги максимал энергиясидир. Вертикал чизиқлар электронларнинг юқори энергетик сатҳларидан қуйи энергетик сатҳга энергия нурлангириб ўтишини кўрсатади. Бу нурланиш спектрида қуйидаги сериялар кузатилади:

$n > 1$ сатҳдан $n = 1$ сатҳга ўтса, Лайман серияси; $n > 2$ сатҳдан $n = 2$ сатҳга ўтса, Бальмер серияси; $n > 3$ сатҳдан $n = 3$ сатҳга ўтса, Пашен серияси ва ҳоказо.

Электронлари $n > 1$ сатҳда бўлган атомнинг ҳолати турғун эмас, қандайдир $\tau \sim 10^{-8}$ с вақтдан сўнг электрон албатта $n = 1$ сатҳга $h\nu$ энергияли фотон нурлантириб ўтади. Лекин қуйи энергетик сатҳдан (масалан, $n = 1$ дан) юқори $n > 1$ сатҳларга электрон ўз-ўзидан ўтмайди. Бу ўтиш амалга ошиши учун албатта энергия ютилиши керак. Демак, қуйи энергетик сатҳлар турғун энергетик сатҳлардир.



19.1- расм

Нормал ҳолатда (атом уйғонмаган ҳолатда) ҳамма атомлар тургун ҳолатда бўлади. Маълум энергия сарфлабгина атомни уйғотиш мумкин, яъни электронни қуйи энергетик сатҳдан юқори энергетик сатҳга кўтариш мумкин. Масалан, водород атомида электронни $n = 1$ сатҳдан $n = 2$ сатҳга чиқариш учун $10 \cdot 17 \text{ эВ} = 16,27 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$ энергия сарфлаш керак. Электронни $n = 1$ сатҳдан $n \approx \infty$ сатҳга (вакуумга) чиқариш учун атомни ионлаштириш керак, демак, $13,6 \text{ эВ} = 2,18 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$ энергия сарфлаш керак.

Бор назариясининг ўзига хос камчиликлари ҳам mavжуд. Бор назарияси изчил характерга эга эмас. Масалан, Бор гипотезалари квант характерга эгадир, лекин стационар электрон орбиталар классик механика ва электродинамика методлари билан аниқланади. Шу сабабли Бор назарияси фақат бир валентли атомлар учун қўлланилади, чунки классик механикада фақат иккита жисмнинг ўзаро таъсир қилиш масаласи ечимга эга. Бундан ташқари Бор назарияси спектрал чизиқлар интенсивлигини ҳисоблашга имкон бермайди. Борнинг стационар орбиталари мантиқий асосланмаган бўлиб, фақат энг муваффақиятли фаразгина, холос.

Бор назарияси немис олими А. Зоммерфельд томонидан мукамаллаштирилган. Бу назарияда Бор орбиталари айлана эмас, балки эллипс шаклига эга эканлиги кўрсатилади. Бу эса Бор назарияси масаласини кўп жисмлар (кўп атомлар) масаласига айлантиришга имкон берди. Лекин заррачаларнинг тўлқин хусусиятига эга эканликлари ва квант механикасининг вужудга келиши атом, электрон, орбита тушунчаларини анча мукамаллаштирди ва принципиал янги нуқтаи назарларнинг келиб чиқишига сабаб бўлади.

2- §. Заррачаларнинг тўлқин назарияси.

Луи де Бройль тўлқинлари

IV бўлимида кўрдикки, ёруғлик ҳам тўлқин, ҳам заррача хусусиятига эга. Масалан, интерференция ва дифракция ҳодисаларида ёруғликнинг кўпроқ тўлқин хусусияти намоён бўлади, фотоэффект, ёруғликнинг моддалар билан ўзаро таъсирида кўпроқ ёруғликни корпускуляр хусусияти кўпроқ намоён бўлади. Лекин ёруғлик тўлқин узунлиги камайиши билан кўпроқ унинг корпускуляр хусусияти кучаяди. Худди шу каби заррачалар ҳам корпускуляр-тўлқин хусусиятига эгадир. Француз олими Луи де Бройль ёруғликнинг

корпускуляр-тўлқин тасаввурини микроразрачаларга татбиқ қилди ва микроразрачалар тўлқин узунлиги:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_0 v} \quad (19.7)$$

формула билан ифодаланишини 1927 йилда таклиф қилди. Бу формулада h — Планк доимийси, m_0 — микроразрачанинг тинчликдаги массаси, v — тезлиги, p — импульси. Луи де Бройлнинг бу гипотезаси ўша пайтда физиклар орасида ҳайрон қоларлик туйғусини уйғотди. Формула ёруғликнинг корпускуляр-тўлқин тасаввурини асосида келиб чиққан тушунчалардир. Масалан, корпускуляр тасаввурга асосан ёруғликнинг энергияси $E = m c^2$ импульси $p = m c$, ёруғлик фотони энергияси эса $E = h \nu$ (тўлқин назариясига асосан $\lambda = \frac{c}{\nu}$) бу ифодалардан:

$$p = m c = \frac{m c^2}{c} = \frac{h \nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad \text{ёки} \quad \lambda = \frac{h}{p}. \quad (19.7')$$

Борнинг II постулатига асосан электроннинг импульс momenti $m_0 v r = \frac{n h}{2 \pi}$ (19.7) формулага асосан $n \lambda = 2 \pi r$.

Демак, Бор стационар орбитаси узунлиги бирлигига (яъни r_1) бутун сонга эга бўлган тўлқин узунлиги жойлашиши керак. Бу деган сўз, Бор стационар орбитаси физик моҳиятга эга бўлган катталиқ эканлигини кўрсатади: Бор орбитаси — бу электрон турғун тўлқин ҳосил бўладиган орбитадир.

Заррачаларнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши учун де Бройль

$$\psi = \psi_0 e^{i \left(\omega t - \frac{x}{\lambda} \right)}, \quad (19.8)$$

Функцияни киритди ва бу функция ёруғлик тўлқини тарқалишининг тенгламасига ўхшаш равишда тузилган. Бу формулада $\lambda = \frac{h}{p}$, x — координата, ψ_0 — тўлқиннинг максимал амплитудасидир. (19.7) ва (19.8) тенгламалар билан ифодаланган тўлқинларга де Бройль тўлқинлари дейилади. Шундай қилиб, де Бройль тўлқинлари эркин электронлар учун югурувчи тўлқинлар, атомларга мустақамланган электронлар учун эса турғун тўлқинлардир.

Луи де Бройлнинг гипотезасига асосан барча микрораз-

рачалар: электронлар, протонлар, нейтронлар, атомлар, молекуларлар, барчаси тўлқин узунлигига эга. Лекин катта массали объектларда тўлқин узунлиги жуда кичик бўлади. Умуман олганда макрозаррачалар тўлқин узунлиги тахминан атом ўлчамига тенг. Шу сабабли микрозаррачалар, асосан кристалллардан ўтганда ёки қайтганда дифракция ҳодисасини беради.

Микрозаррачалар, айнан электронларнинг тўлқин хусусиятига эга эканлиги 1911 йилда Лауэ томонидан тажрибада, кристаллларда электронлар дифракцияси ҳодисасини кузатишда кашф этилди. Ҳозирги пайтда электронларнинг тўлқин хусусиятига эгаллиги электрон микроскоплари ясашда ва кристалл жисмлар структурасини ўрганишда кенг қўлланилмоқда.

3- §. Квант механикасининг асосий ғоялари ва принциплари ҳақида

XIX асрнинг бошларида физика фанининг кўп соҳаларида тўпланган экспериментал фактларни, айниқса электронларнинг тўлқин хусусиятларига, атом спектрларига боғлиқ бўлган натижаларнинг тўпланиб қолиши классик механиканинг электронлар хоссаларини тушунтириб бера олмаслигини кўрсатди. Шу сабабли микрозаррачаларни ўрганишга бутунлай бошқача ёндошиш лозим бўлиб қолди, бу зарурият квант механикасининг пайдо бўлишига олиб келди.

Шредингер тенгламаси. Квант механикасида классик механикага қарама-қарши ўлароқ, заррачаларнинг тўлқин хусусиятлари ҳисобга олинади. Классик механикада жисмларнинг координаталари ва уларнинг тезлигини маълум вақт ичида ўзгариши аниқ ҳисобга олинади. Квант механикасида эса заррачалар тўлқин хусусиятига эга бўлганликлари учун заррачаларни фазонинг маълум нуқтасида бўлишини аниқ координаталари эмас, балки шу нуқта атрофидаги соҳада маълум вақт ичида топилуш эҳтимоли берилади, холос. Квант механикасида ҳаракатланувчи объектнинг ҳолати тўлқин функцияси (ёки пси-функция) билан характерланади. Бу функция координата ва вақтга боғлиқ бўлиб, $\psi(x, y, z, t)$ симболи ёрдамида ёзилади. Бу функция квант механикасини яратган австрия физиги Э. Шредингер номи билан юритилади. Шредингер ψ -функцияни аниқлашнинг умумий методини яратди ва потенциал майдонда ҳаракатланувчи микрозаррачалар учун тузилган масалаларни ҳал қилиш йўлларини кўрсатди. Шредингер тенгламаси ўзининг муҳимлиги жиҳатидан физикада Ньютоннинг иккинчи қонуни билан бир қаторда тура-

ди. Квант механикаси қонунлари мураккаб математик формулалар орқали ифодаланади. Шредингер тенгламаси эса

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U \psi = i\hbar \frac{d\psi}{dt} \quad (19.9)$$

кўринишга эга. Бу формулада i — мавҳум бирлик сон, ($i = \sqrt{-1}$), \hbar — Планк доимийси h нинг 2π га бўлинган қиймати, Δ — Лаплас оператори, U — заррачаларнинг потенциал майдондаги потенциал энергияси, m — заррачанинг массаси. Бу тенгламанинг ечилиши ψ функцияни, яъни заррачанинг потенциал майдондаги ҳолатини аниқлайди.

Гейзенберг аниқмаслиги муносабати ҳақида. Аввало, шуни қайд қилиш керакки, ψ -функция комплекс характерга эга бўлганлиги сабабли ун. объектив физик реаллик деб ҳисоблаб бўлмайди. Классик механикада эса тўлқин тарқалишини объектив физик реаллик, яъни реал муҳитнинг ҳаракати деб қаралади. Шу сабабли квант механикасида ψ -функция модулининг квадрати $|\psi|^2$ ҳақиқий сон бўлиб, физик моҳиятига эга деб қаралади. Шу мулоҳазаларга асосан ψ -функция билан характерланувчи заррачанинг ΔV ҳажмда бўлиш эҳтимоли

$$\Delta W = |\psi|^2 \Delta V \quad (19.9')$$

кўринишда ифодаланади. Шуни қайд қилиш керакки, агар электронлар ва бошқа микрзаррачалар атом, молекула ва қаттиқ жисмларда қаралса, уларнинг энергияси дискрет (узлукли) қийматга эга бўлади. Бу ҳулоса квант механикаси курсида Шредингер тенгламасини ечиш ёрдамида исбот қилинади.

Элементар заррача (масалан, электрон) тўлқин хусусиятига эга бўлганлиги учун унинг маълум вақтда фазодаги ҳолатини (координатини ёки траекториясини) аниқ топиб бўлмайди. Агар қандайдир ғайритабиий метод билан заррачанинг бирор momentiдаги фазодаги ҳолати аниқ топилса, у ҳолда шу заррачанинг шу моментдаги импульсини аниқ топиб бўлмайди. Демак, қандайдир аниқмаслик юзага келиб, бу аниқмаслик биринчи марта немис олими Гейзенберг топган бўлиб, у

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \quad (19.10)$$

кўринишда ёзилди. Бу формулада \hbar — Планк доимийси, Δx , Δp координата ва импульсни топилгандаги аниқмаслик. Бу аниқсизлик ҳар қандай элементар заррачалар ҳаракати учун қўлланилади. Гейзенберг аниқмаслиги (19.10) формулада импульс ва координата тасаввуринда ёзилган. Квант механи-

касида эса бу аниқмасликни вақт ва энергия тасавурида қуйидагича ёзилади:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h, \quad (19.10')$$

бу формулада ΔE ва Δt энергия ва вақт қийматларини топшидаги аниқмаслик. (19.10) ва (19.10') формулалардан кўриниб турибдики, микрожисмлар механикасида улар тўлқин хусусиятига эга бўлганликлари учун, агар бир катталик аниқ топилса, иккинчиси ноаниқ топилади ва аксинча.

Буни қуйидаги мисолда янада яққолроқ кўришимиз мумкин. Квант механикасига асосан электрон траекторияга эга эмас. Уни $\Delta x = 10^{-8}$ см, яъни атом ўлчамидagi фазода бўлиш эҳтимоли 1 га тенг десак, у ҳолда $\Delta p = \frac{h}{\Delta x} = m \cdot \Delta v$ бўлади. Тезликни ҳисоблаш аниқлиги $\Delta v = 0,75 \cdot 10^7$ м/с бўлади. Энергияни ҳисоблаш аниқлиги $\Delta E = \frac{m \cdot \Delta v^2}{2} \approx 2,2 \cdot 10^{-17}$ Ж.

Водород атоми. Водород атомидаги электроннинг энергияси квант механикасида Бор тасавуридаги каби маънога эга ва асосан спектрал сериялар маъносини тушунишга ёрдам беради. Лекин квант механикаси спектрал чизиқлар ўзгаришининг сабабларини тушунтириб бера олади. Квант механикасида водород атомидаги электрон масаласи уч босқичда ҳал қилинади:

- 1) электрон энергиясининг қийматини аниқлаш;
- 2) Шредингер тенгламасини ечиб, ψ -функцияни аниқлаш;
- 3) фазонинг ҳар хил соҳасида ψ -функция моделининг квадратига асосан электроннинг жойлашиш эҳтимолини тоғи...

Бор назариясига асосан водород атомидаги электрон энергияси бош квант сони n га боғлиқ ҳолда қуйидаги формула билан аниқланади (1-§. (19.6) қаранг):

$$E = - \frac{m_0 Z^2 e^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (19.11)$$

Лекин тўлқин функциянинг қиймати фақат бош квант сони билан белгиланмай, азимутал квант сони l , магнит квант сони m билан белгиланади ва символик равишда $\psi_{n,l,m,s}$ кўринишда ёзилади. n, l, m, s квант сонлари ψ функция кўринишини, яъни электроннинг атомдаги (ҳолати) конфигурациясини аниқлайди.

Азимутал квант сони электрон ҳаракатининг орбитал ҳаракат миқдори абсолют қиймати L ни аниқлайди:

$$L = |\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)} \hbar, \quad (19.12)$$

бу формулада:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1; \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (19.13)$$

Орбитал ҳаракат миқдорининг координата ўқлари бўйича проекциялари, масалан, OZ ўқи бўйича проекцияси:

$$L_z = m \hbar \quad (19.14)$$

бу ерда: m — магнит квант сони бўлиб, $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots; \pm l$

қийматларни қабул қилади ва орбитал ҳаракат миқдорининг бирор ўққа бўлган проекцияси миқдорини кўрсатади. Спин квант сони s ҳақида кейинроқ тўхталиб ўтамиз.

Одатда электрон ядро атрофида айланиб айланма ток ҳосил қилади деб фараз қилинади. Бу ток магнит майдон ҳосил қилиб, уни электрон ҳосил қилган магнит моментининг абсолют қиймати

$$M_l = \frac{e \hbar}{2 m_0 c} \sqrt{l(l+1)} \quad (19.16)$$

га тенг бўлар экан. Бу формулада $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; e , m_0 электроннинг заряди ва тинчликдаги массаси, l — азимутал квант сони; $\frac{e \hbar}{2 m_0 c}$ — Бор магнетони дейилиб, электроннинг магнит моментини характерлайди.

Магнит M_l ва механик L орбитал моментларнинг нисбати:

$$\frac{M_l}{L} = \frac{e}{2 m_0 c} \quad (19.17)$$

гиромангнит нисбат дейилади ва электроннинг атомдаги ҳар қандай ҳолати учун ўзгармас миқдордир. Демак, атомдаги электроннинг энергияси асосан бош квант сони n билан аниқланиб, ψ — функциянинг конфигурацияси n , l , m , s — квант сонлар билан характерланади. Ҳар қайси маълум n квант сони учун (19.19) ва (19.15) ларга асосан маълум l , m квант сонларининг қийматлари тўғри келади.

Масалан: $n=1$ бўлса, $l=0$. Бу ҳолатга «аниқ» сўзи ўрнига « s » симболи қабул қилинган: $n=2$ бўлса, $l=0, 1$; $l=0$, « s » ҳолатга, $l=1$ эса «бош» спектр, ёки инглизча «*principal*» сўзини ўрнига « p » симболи қабул қилинган: ёки $n=3$ бўлса, $l=0, 1, 2$ ва $l=0, 1$ қийматларга « s » ва « p » символлар тўғри келса, $l=2$ «тарқоқ» спектр ёки инглизча «*diffusions*» сўзи ўрнига « d » — симболи ёзилади ва ҳоказо.

Паули принципига асосан бир хил n , l , m , s билан аниқ-ланадиган ҳолатда фақат битта электрон бўлиши керак. Агар уларнинг s спинлари, яъни хусусий ҳаракат миқдорлари моментини икки хил бўлишини ҳисобга олсак, у ҳолда атомнинг $n =$ орбитасидаги электронлар сони Паули принципига асосан $N = 2n^2$ формула билан ҳисобланади. Биринчи орбитада, яъни $n = 1$ бўлганида, орбитада $N = 2$ та электрон бўлади. Иккинчи орбитада $n = 2$ $N = 8$ та, учинчи орбитада $n = 3$, $N = 18$ — электрон жойлашган. Ана шу электронлар « s », « p », « d » — ҳолатларга тақсимланади. Биринчи орбитада $n = 1$, $l = 0$; « s » ҳолат, $N = 2$ та; $1s^2$, демак, электронлар конфигурациясини тузиш билан белгиланади. Иккинчи орбитада $n = 2$; $l = 0, 1$, « s » ва « p » ҳолатлар; $N = 8$ та. Электрон бўлиб, бу электронларнинг иккинчи орбитадаги конфигурацияси: $2s^2 2p^6$. Шундай қилиб, атомлардаги электронлар конфигурациясини тузиш мумкин. Энг оддий элемент натрийни (Na) олсак, бу элемент Менделеев даврий системасидаги 11-элементдир. Бу электронлар орбиталар ва s , p , d — ҳолатларда қуйидагича тақсимланган: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Агар 19-элемент калийни олсак, бунда: $1s^2 2s^2 2p^6 4s^2 4p^6 5s^1$ ва ҳ.к. Ишқорий металлларнинг чиқариш спектрлари ҳам, водород спектри каби бир неча серияга қарашли спектрал чизиқлардан ташкил топади. Улардан интенсивлиги юқорилари, биз юқорида кўрсатганимиздек, аниқ серия, бош серия, диффуз серия ва ҳоказо спектрал сериялардан иборат. Квант механикасида « s » ҳолатда электрон «булути» ядро атрофида симметрик жойлашган деб фараз қилинади. Бу «булутнинг» максимал зичлиги Борнинг биринчи орбитасига тўғри келади.

Электрон спини. 1925 йилда Гаудсмит ва Уленбехлар электронларнинг хусусий магнит ва механик моментлари мавжудлигини кўрсатди. Спиннинг бу атрофида айтаётганидан ташқари, яна ўз ўқи атрофида ҳам айланар экан. Демак, электрон «spin» га эга бўлиб, ўз магнит ва механик моментига эга бўлади. «spin» инглизча сўз бўлиб, «урчуқ» деган маънони англатади ва электроннинг хусусий ҳаракат миқдори моментини характерлайди.

Штерн ва Герлах тажрибада электрон спинга эга эканлигини тасдиқладилар. Ҳар бир валентли электрон икки хил ориентацияланган хусусий ҳаракат миқдори ёки импульс моменти — спинга эга бўлиши мумкин:

$$M_s = \pm \frac{1}{2} \hbar = s\hbar. \quad (19.18)$$

Демак, биз юқорида айтиб ўтганимиздек атомдаги электрон ҳолати тўртта квант сонлари n, l, m, s билан белгиланади ва электроннинг ҳолати $\psi_{n, l, m, s}$ функция билан тавсифланади. n, l, m — квант сонлари. асосан, электроннинг атомдаги орбитаси «шакли» ни ифодалайди, s квант сони эса электрон-

нинг хусусий магнит моментини ифодалайди ва $s = \pm \frac{1}{2}$ га

тенг.

Паули принципига асосан, атомда тўрттала (n, l, m, s) квант сонлари айнан бир хил бўлган иккита ва ундан ортиқ электрон бўлиши мумкин эмас. Агар n, l, m квант сонлари

бир хил бўлганда ҳам $s = \pm \frac{1}{2}$ билан бир-биридан фарқ

қилади. Паули принципи атомларнинг ички спектрларини ўрганишда ва Менделеев даврий системасини назарий асослашда катта аҳамиятга эга.

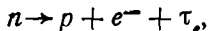
20-боб. ЯДРО ФИЗИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

1-§. Атом ядросининг тузилиши ва уни характерловчи асосий катталиклар

Бизларга маълумки, атом ядроси, 1911 йилда Резерфорд томонидан олтин зарини α -заррачалар билан бомбардимон қилиш натижасида, атомни планетар модели кашф қилинган пайтда яратилган эди. Резерфорд фикрига кўра атом ядроси мусбат зарядланган кичик ҳажмдан иборат эди. 1919 йилда Резерфорд протон — иккинчи элементар заррачани кашф қилгандан кейин, атом ядросининг тузилиши тўғрисида дастлабки фикрлар пайдо бўла бошлади. Олимлар атом ядроси протон ва электронлардан иборат, деган фикрни ўртага ташлашди. Назарий ҳисоблашлар шу нарсани кўрсатдики, агар ядро ичида ҳақиқатан ҳам электронлар бўладиган бўлса, бундай электронлар ўртача 40 МэВ энергияга эга бўлиши керак. Тажрибалар ядронинг ўртача солиштирма боғланиш энергияси $\epsilon = 8$ МэВ бўлишини кўрсатди. Бу ердан шу нарсани кўринадики, бундай катта энергияга эга бўлган электронларни ядро ичида тутиб туриш мумкин эмас ва бундай электронлар радиуси атом ядроси радиусидан катта бўлган ҳажмда ҳаракатланади. Демак, атом ядроси протон ва электронлардангина иборат эмас.

1932 йилда Чедвик нейтронни кашф қилгандан сўнг, совет физиги Д. Д. Иваненко ва немис физиги В. Гейзенберг

ядро протон ва нейтронлардан тузилган, деган гипотезани ўртага ташлади. Бу гипотезанинг тўғрилиги тажрибаларда исботланди. Ядро таркибига кирган протоннинг массаси электроннинг массасидан 1836 марта катта бўлиб, заряди эса мусбат электрон зарядига тенг, яъни $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Протон турғун элементар заррачадир. Ядро таркибига кирган иккинчи элементар заррача нейтрон эса нейтрал заррача бўлиб, зарядга эга эмас, массаси электроннинг массасидан 1883 марта катта. Нейтроннинг ўртача яшаш вақти $\tau = 11,2$ мин бўлиб, қуйидаги схема бўйича емирилади.



бу ерда p — протон, e^{-} — электрон, τ_e — электрон антинейтриноси. Протон ва нейтронлар умумий ном билан нуклонлар деб аталади. Нейтрон нейтрал заррача бўлгани учун атом ядросининг заряди протонлар заряди билан аниқланади. Шу сабабдан ҳам ядро мусбат зарядга эга бўлади. Демак, атом ядросининг заряди Z ядродаги протонлар сонига тенг бўлар экан. Агар биз ядродаги нейтронлар сонини N деб белгиласак, у ҳолда

$$A = Z + N,$$

бу катталиқ масса сони дейилади. Менделеев даврий системасидаги атом ядролари Z ва A орқали қуйидагича белгиланади: ${}_Z X^A$

Агар атом ядроларининг заряди бир хил бўлиб, фақат улар масса сонлари билан бир-бирларидан фарқ қилса, бундай ядролар группаси изотоплар дейилади, яъни $Z = \text{const}$, масалан ${}_{92}U^{235}$, ${}_{92}U^{238}$, ${}_{92}U^{239}$.

Агар атом ядродаги нейтронлар сони бир хил бўлиб A ва Z ҳар хил бўлса бундай ядролар группаси изотонлар дейилади. Масалан ${}_1H^3$, ${}_2He^4$.

Агар ядролар группаси ичида масса сони ўзгармасдан қолса, бундай ядролар группасига *изобарлар* дейилади, масалан: ${}_1H^3$, ${}_2He^3$. Атом ядросининг асосий характерловчи катталиқларга заряди Z , массаси M , радиуси R киради. Атом ядросининг заряди Z , юқорида айтдикки, атом ядросидаги протонлар сонини кўрсатувчи асосий катталиқдир. Атом ядросининг зарядиш 2 хил йўл билан аниқлаш мумкин:

1. Резерфорд формуласидан фойдаланилган ҳолда атом ядросининг зарядини аниқлаш;

2. Атомларни **характеристик рентген нурланиши** учун Мозли қонунидан фойдаланиб аниқлаш.

Резерфорд ўзининг тажриба натижаларига асосланган ҳолда, қуйидаги формулани келтириб чиқарди:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{Z z e^2}{m v^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

бу ерда θ — α -заррачаларнинг сочилиш бурчаги, $d\Omega$ — α -заррачаларнинг фазовий сочилиш бурчаги бўлиб, у $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ формула орқали топилади, n — сочувчи модда концентрацияси, ze — α -заррачанинг заряди, Ze — сочувчи модда ядросининг заряди, m — α -заррачанинг массаси, v — α -заррача тезлиги, $\frac{dN}{N}$ — $(\theta, \theta + d\theta)$ бурчак ичида сочилган α -заррачаларнинг нисбий сони. Берилган сочилиш бурчаги θ да $\frac{dN}{N}$ катталиқ ўзгармасдир. Агар шу катталиқлардан фойдаланган ҳолда ва α -заррачаларнинг бошланғич кинетик энергиясини билган ҳолда, сочувчи модда ядросининг заряди Ze ни аниқлаш мумкин.

Атомларни характеристик рентген нурланиши асосан атом бир энергетик ҳолатдан иккинчи бир энергетик ҳолатга ўтганда юзага келади. Бу рентген нурланишини тормозланиш рентген нурланишидан фарқи шундаки, бу рентген нури худди атом каби чизиқли дискрет спектрга эга бўлади. Мана шу нурланиш учун Мозли қуйидаги қонуниятни топган:

$$\sqrt{\nu} = aZ - b.$$

Бу ерда ν — характеристик рентген нурланиш частотаси, Z — характеристик рентген нурланиши ҳосил қилаётган атом ёки ядронинг заряди, a, b — доимий катталиқлар бўлиб, тажриба йўли билан аниқланади. Мана шундан характеристик рентген нурланиш частотасини билган ҳолда, Z ни аниқлаш мумкин.

Атомнинг массаси асосан ядронинг ва электронларнинг массалари йиғиндисидан иборат бўлиб, лекин электроннинг массаси ядро массасидан жуда ҳам кичик. Шу сабабдан электроннинг массасини ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва ядронинг массасини тахминан атомнинг массасига тенг деб қараш мумкин. Шунинг учун тажрибаларда асосан атомнинг массаси аниқланади. Ядронинг массасини аниқлашнинг 5 та усули бор:

1. Ядронинг массасини мас-спектрометр ёрдамида аниқлаш;
2. Ядронинг массасини ядро реакцияларини энергетик балансини анализ қилиш йўли билан аниқлаш;

3. Ядронинг массасини α - емирилиш энергетик баланси-дан фойдаланиб аниқлаш;

4. Ядронинг массасини β - емирилиш энергетик баланси-дан фойдаланиб аниқлаш;

5. Ядронинг массасини қисқа тўлқинли радиоспектроскопия методидан фойдаланиб аниқлаш;

Атомнинг ёки ядронинг массаси асосан массанинг атом бирлиги (м. а. б) да ўлчаниб, бу сон жиҳатдан углерод (${}_{6}C^{12}$) изотопининг массасини $1/12$ улушига тенгдир, яъни

$$1 \text{ м. а. б} = \frac{1}{12} M ({}_{6}^{12}C) = 1,65976 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Бундан ташқари ядро физикаси ва элементар зарралар физикасида кўпинча масса энергия бирликларида, яъни электрон-вольт (эВ), кило-, мега-, электронвольт (кэВ, МэВ) ҳисобида ўлчанилади. Массанинг атом бирлиги (м.а.б) энергия бирлиги (МэВ) билан қуйидагича боғланади:

$$1 \text{ м.а.б.} = 931,5 \text{ МэВ.}$$

Атом ядроси нуклонлардан ташкил топгани учун, ядро бирор бир чизиқли ўлчамга, яъни радиусга эга деб айтиш мумкин. Нуклонларни ядро ичида доимо квант механикаси қонунларига асосан қараш мумкин. Шу сабабдан ядронинг чегаралари «ювилган» бўлиши мумкин, яъни ядро шакли доимо ўзгариб туриши мумкин. Шу сабабдан атом ядросининг радиуси дейилган пайтда ядро кучларининг таъсир масофаси қабул қилинади. Атом ядросининг радиуси қуйидаги формула орқали аниқланади.

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

Бу ерда R — атом ядросининг радиуси, r_0 — доимий катталиқ бўлиб, у битта нуклон ядро ичида эгаллаган ўрнини ўрнини

$$r_0 = (1,2 \div 1,5) 10^{-15} \text{ м.}$$

Атом ядросининг радиусини аниқлашни олтига усули мавжуд.

1. Атом ядросининг радиусини α -заррачаларнинг аномал сочилишини ўрганиш йўли билан аниқлаш;

2. α -радиоактив ядроларнинг радиусини Гейтер-Неталл қонунидан фойдаланиб баҳолаш;

3. Атом ядросининг радиусини тез нейтронларнинг бирор бир модада сочилишини ўрганиш йўли билан аниқлаш;

4. β — кўзгу ядроларнинг радиусини Бете — Вейцеккер ярим эмпирик формуласидан фойдаланиб аниқлаш;

5. Мезоатомларни рентген нурланишини ўрганиш йўли билан атом ядросини радиусини аниқлаш;

6. Атом ядросининг радиусини тез электронларни бирор бир моддада сочилишини ўрганиш йўли билан аниқлаш.

Оғир элементлар ядроларининг радиуси $\sim 10^{-14}$ м. Агар ядрони шар деб қабул қилсак, ядродаги майдоннинг зичлиги: $\rho = \frac{M_{\text{я}}}{\frac{4}{3} \pi R^3}$ формуладан топилади. Бу формуладан

агар ядронинг зичлигини ҳисобласак, $\rho = 1,3 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ бўлади. Демак, ядронинг зичлиги бошқа моддалар зичлигидан жуда катта миқдор экан.

Ядро физикасида ҳар хил масалаларни ҳал қилишда, ядронинг ҳар хил соддалаштирилган моделларидан фойдаланишга тўғри келади. Ядронинг ҳар хил модели — тахминий моделлар бўлиб, ядронинг ҳар хил хоссаларни тушунтиришда ишлатилади.

Ядро моделларини бир неча гурпуага бўлиш мумкин.

1. *Ядронинг гидродинамик ёки томчи модели.* Совет физиги Я.И. Френкель томонидан таклиф қилинган бўлиб, бу моделда атом ядроси билан суюқликнинг зарядланган томчиси ўртасидаги ташқи ўхшашлик асос қилиб олинади. Бу ўхшашликка суюқлик томчисидаги молекулалар ўзаро таъсири солиштирма энергиясининг яқинлиги, ўзгармас зичлик ва бошқа аломатлар асос қилиб олинади. Лекин иккаласи орасидаги муҳим фарқ шундан иборатки, ядро «суюқлиги» квант механикаси қонунларига бўйсунди.

Ядронинг томчи модели, ядро зарядини унинг масса сони билан боғловчи, атом ядроси турғунлигини келтириб чиқаришга имкон беради. Турғунлик шарт:

$$Z_{\text{турғ}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}, \quad (20.1')$$

бу формулада $Z_{\text{турғ}}$ — ядронинг берилган A масса сонида ядронинг энг турғун бўлишини таъминловчи заряд сони. Бу модель ҳатто ядрони парчаланиш ҳодисасини тушунтиришга ҳам ёрдам беради.

2. *Ядронинг қобиқ модели.* Бунда нуклонлар бир-бири билан ўзаро таъсир қилмасдан ҳаракатланади, бу ҳаракат нуклонлар томонидан ҳосил қилинган майдонда юз беради деб фараз қилинади. Нуклонлар ядрога маълум энергетик сатҳларни ҳосил қилади, яъни энергиянинг маълум порцияларига (квантларига) эга бўлади. Демак, узлукли энергетик сатҳлар ҳосил бўлиб, энергиялари бир-бирига яқин сатҳлар бирлашиб, ядро қобиқини ташкил этади. Ядронинг энергетик

структураси атом электрон қобиғи структурасига ўхшашлиги учун ядрода қобиқ модели киритилди. Лекин бундай ўхшатиш соф сифатли ўхшатишдир. Агар масалага чуқур қаралса, атомда электронлар ядро атрофида, яъни марказий майдонда ҳаракатланади, ядродаги нуклонлар эса марказий майдонда ҳаракат қилмай, энг яқин масофада бир-бирига таъсир этувчи нуклонлар майдонда ҳаракатланади.

Ядрода энергетик сатҳларнинг икки системаси мавжуд: биғтаси протонларга, иккинчиси нейтронларга тегишлидир. Бу сатҳларни иккаласини ҳам нейтрон ва протонлар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда ишғол қилишлари мумкин.

3. *Ядронинг оптик модели.* Бу модель ядро билан унга учиб келиб, ўзаро таъсир этувчи заррачалар, фотонлар орасидаги ўзаро таъсирни ва ядро реакцияларини ўрганишда катта аҳамиятга эга.

2- § Ядронинг боғланиш энергияси. Солиштирма боғланиш энергияси. Масса дефекти

Нуклоннинг ядродаги боғланиш энергияси деб, ядродан нуклонни узиб олиб чексизликка олиб бориш учун сарф бўладиган иш билан ўлчанадиган физик катталиқка айтилади. Ядронинг боғланишини тўла энергияси деб эса ядрони ташкил этувчи нуклонларни парчалаш учун сарф қилинган иш билан ўлчанадиган физик катталиқка айтилади. Масс-спектрометр ёрдамида ядро массасини аниқлашдаги ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, ядронинг тинч ҳолатдаги массаси, шу ядрони ташкил этувчи нуклонлар тинч ҳолатдаги массалари йнғиндисидан кичиклигини кўрсатади. Z протонлар ва $A - Z$ нейтронлардан иборат бўлган массаси M бўлган ядро учун массалар фарқи

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z) m_n - M, \quad (20.2)$$

бу ерда m_p ва m_n — тинч ҳолатдаги протон ва нейтроннинг массаси. Демак, Δm масса билан аниқланувчи энергия.

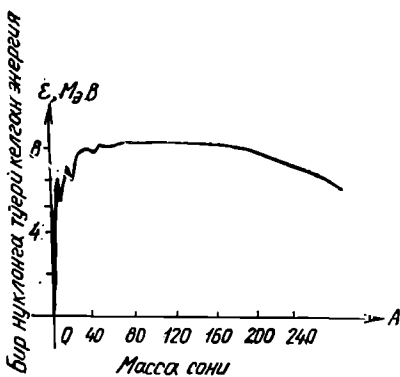
$$\Delta E_{\text{боғл.}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z) m_n - M] c^2 \quad (20.2')$$

Ядронинг массаси билан масса сони орасидаги фарққа масса дефекти дейилади. У δ ҳарфи билан белгиланиб $\delta = M_a - A$ орқали аниқланилади. Масса дефектидан фойдаланган ҳолда ядронинг боғланиш энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{боғл.}} &= [Zm_p + (A - Z) m_n - M_a] c^2 = [Zm_p + Am_n - \\ &- Zm_n - \delta - A] c^2 = [Z(m_p - m_n) + A(m_n - 1) - \delta] c^2 = \\ &= A \left[\frac{Z}{A} (m_p - m_n) + m_n - 1 - \frac{\delta}{A} \right] c^2 \end{aligned}$$

$\frac{\delta}{A} = f$ — упаковка коэффициентлари дейилади. У ҳолда

$$\Delta E_{\text{боғл.}} = A \left[\frac{Z}{A} (m_p - m_n) + m_n - 1 - f \right] c^2 \quad (20.2'')$$



20.1- расм

Масса дефекти ва упаковка коэффициентлари ҳеч қандай физик мазмунга эга эмас, фақатгина ҳисоблашни осонлаштириш мақсадида киритилган катталиклардир. Солиштирма боғланиш энергиясини масса дефекти ва упаковка коэффициентлари орқали қуйидагича ёзиш мумкин:

Ядронинг солиштирма боғланиш энергияси масса сонига боғлиқ. Шу боғланишни график равишда қуйидагича ифодалаш мумкин (20.1- расм).

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{\Delta E_b}{A} = \frac{[Z (m_p - m_n) + A (m_n - 1) - \delta] c^2}{A} = \\ &= \left[\frac{Z}{A} (m_p - m_n) + m_n - 1 - f \right] c^2. \end{aligned}$$

Расмдан кўринадики, солиштирма боғланиш энергияси энгил ядролар учун тез ортиб борса, ўртача ва оғир ядролар учун эса ўзгармасдан (кам ўзгариб) қолар экан. Ядроларнинг ўртача солиштирма боғланиш энергияси $\bar{\epsilon} = 8$ МэВ га тенг.

3- §. Ядро кучлари ва уларнинг хоссалари. Ядронинг спини ва магнит моменти

Нуклонлар ўртасидаги ўзаро таъсир кучига *ядро кучлари* дейилади. Ядро кучлари асосан қуйидаги хоссаларга эга:

1. Ядро кучлари қисқа масофада таъсир қилувчи кучдир. Уларнинг таъсир радиуси атом ядросининг радиуси тартибда, яъни $\sim 10^{-15}$ м.

2. Ядро кучлари интенсив таъсир этувчи кучдир.

3. Ядро кучлари «тўйиниш» характерига эга. Бу деган сўз ядро ичидаги таълаб олинган нуклон қолган бошқа ҳам-

ма нуклонлар билан таъсирлашмасдан, фақат танлаб олинган нуклонлар билан ўзаро таъсирлашади.

4. Ядро кучлари марказий кучлар системасига кирмайди.

5. Ядро кучлари заряд миқдорига боғлиқ бўлмаган кучдир, яъни протон—протон, протон—нейтрон, нейтрон—нейтрон ўртасида бир хил куч билан таъсир этади.

6. Ядро кучлари нуклонлар спинлари йўналишига боғлиқ бўлган кучлардир.

Ядровий ўзаро таъсир назариясини совет физиги академик И. Е. Тамм яратган. 1935 йилда япон физиги Х. Юкава ядро майдони квант характерига эга эканлигини назарий равишда исбот қилди.

Атом ядроси ўз ўқи атрофида айланиши натижасида юзага келадиган хусусий ҳаракат миқдори моменти ядро спини дейилади. Ядро спини, шу ядрони ташкил қилувчи протон ва нейтронлар спинларининг вектор йиғиндисига тенг бўлиб, ҳар қайси спин $\frac{\hbar}{2}$ га тенг. Агар ядрога жуфт нуклонлар бўлса, спин ёки 0 га тенг, ёки бутун сонли \hbar га тенг бўлади. Агар ядрога нуклонлар тоқ бўлса, спин каср сонларда ифодаланади. Ядронинг спинини ядронинг «ўта назик» структураси ҳодисасини ўрганиш йўли билан, магнит резонанс методи ва бошқа методлар билан аниқлаш мумкин. Атом ядроси ҳам магнит моментига эга. Ядронинг магнит моменти, ядронинг бор магнетони орқали ифодаланади. Ядронинг Бор магнетони қуйидагича топилади:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \frac{\text{эрг}}{\text{гаусс}}. \quad (20.4)$$

Ядронинг спини ядронинг магнит моменти билан қуйидагича боғланган:

$$\mu_{\text{я}} = g I, \quad (20.4)$$

бу ерда $\mu_{\text{я}}$ — ядронинг магнит моменти, I — углинг спини, g — гиромагнит катталиқ дейилади. Ядро кучлари «алмашиш» йўли билан нуклонларга бўлинади, яъни иккала заррача билан ўзаро таъсир энергияси учинчи заррачага берилиши билан амалга ошади.

4-§. Радиоактивлик

Радиоактивлик 1896 йилда Беккерель томонидан топилди. Уран ва унинг бошқа элементлар билан бирикмаси (қаттиқ ва суюқ ҳолларда) шундай нурлар ва заррачалар чиқарадики, бу нур ва заррачалар шаффоф бўлмаган моддалардан ўтиб кетади, фотоэлектрикларда из қолдиради. Маъ-

лум бўлдики, радиоактив нурланиш интенсивлиги фақат ураннинг у концентрациясига боғлиқ бўлиб, бу қонуният паст ва юқори температураларда, электр, магнит майдонлари таъсири остида ҳам сақланиб қолди. Уран ўз-ўзидан радиоактив нурлар ва заррачалар чиқариши радиоактивлик (табiiй радиоактивлик) деб ном олди. Бу радиоактивликка ҳатто ураннинг электрон қобиғининг ўзгариши ҳам таъсир қилмайди. Шу сабабли радиоактивлик фақат уран ядросининг структурасига боғлиқ бўлган эффектдир. Бошқа элементлар радиоактивлигини ўрганишда Пьер ва Мария Кюриларнинг ишлари салмоқлидир. Улар уран элементининг ҳар хил бирикмаларини, ҳар хил модификацияларининг радиоактивлигини ўрганиб, янги радиоактив элементлар — радий ва полонийни кашф қилди. Уран билан бир хил оғирликда бўлган полонийнинг активлиги уран активлигидан тахминан 10 миллиард, радийники эса 20 миллион марта кўпроқдир.

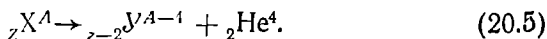
Магнит ёки электр майдондан ўтувчи радиоактив нурланиш уч оқимга: α , β , γ -нурлари оқимига ажралади. Тадқиқотлар шуни кўрсатдики, α -нурлар — гелий элементини ядросидан, β -нурлар — электронлар ва позитронлар оқимидан иборат. β -нурлардаги электронлар тезлиги жуда катта (ёруғлик тезлигига яқин) бўлиб, уларнинг энергияси 10 МэВ га етади. γ -нурлар эса «қаттиқ» электромагнит тўлқиндан иборат бўлиб, хоссалари юқори энергияга эга бўлган рентген нурлари хоссаларига ўхшашдир.

1934 йилларда айрим радиоактив изотоплар томонидан мусбат зарядланган β -заррачалар — позитронлар чиқарилиши тажрибада аниқланди. Позитрон электронга қарама-қарши заррача (антизаррача) бўлиб, зарядининг абсолют қиймати, массаси электроннинг заряди ва массасига тенг, α , β , γ -нурларни табiiй радиоактив изотоплар чиқаради. Кўпгина радиоактив изотоплар кўп ҳолларда ё β , γ -нурлар чиқаради, ё фақатгина β -заррачалар чиқаради.

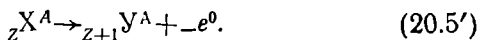
5- §. Силжиш қондаси

Радиоактив элементлардан α -, β -нурлар чиқиши радиоактив емирилиш ёки α ; β -емирилиш дейилади. α -, β -нурлар чиқиши ядронинг зарядини ўзгартиради, шу сабабли радиоактив элементнинг химиявий табиати ҳам ўзгаради. α -заррача, биз юқорида айтганимиздек, гелий атоми ядроси бўлиб, икки протон ва икки нейтрондан ташкил топган, шу сабабли ${}_2\text{He}^A = {}_2\text{He}^4$ симболи билан ёзилади. Агар шу заррача радиоактив атомдан чиқиб кетса, атомнинг заряд

сони 2 га, масса сони 4 га камаяди. Бу ядро силжиши реакцияси қуйидагича ёзилади:



Бу емирилишда ${}_Z X^A$ — радиоактив элемент, ${}_{Z-2} Y^{A-4}$ — емирилишдан сўнг ҳосил бўлган элемент. Ядро физикасида α -заррачани чиқарувчи ядро (${}_Z X^A$) ни «она» ядро, емирилишдан сўнг ҳосил бўлган ${}_{Z-2} Y^{A-4}$ ядрони «бола» ядро дейилади. Энди β -емирилишни қарасак, бу емирилиш қуйидагича ёзилади:



Демак, β -емирилишда ҳосил бўлган элементнинг заряди ортади, лекин масса сони ўзгармайди.

Радиоактив элементларнинг даврий системадаги силжишини аниқлайдиган (20.5) ва (20.5') қоидалар *силжиш қоидалари* деб аталади. Бу қоидаларни 1913 йилда немис физик-химиги Фаянс ва ундан мустақил равишда инглиз радиохимиги Ф. Содди таърифлаб берган. Радиоактив емирилиш натижасида пайдо бўлган янги ядролар ўз навбатида радиоактив бўлишлари мумкин.

6- §. Радиоактив емирилиш қонуни

Радиоактив емирилиш вақт ўтиши билан системадаги (моддадаги) емирилмаган *атомларнинг* аста-секин камайишига олиб келади. Δt — вақт ичида емирилган ΔN атомлар сони:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t, \quad (20.6)$$

бу формулада λ — емирилиш доимийси, N — емирилмаган атомлар сони. Формуладаги минус ишораси атомлар сонини емирилиш натижасида камайишини кўрсатади.

(20.6) формуладаги радиоактив емирилиш доимийси:

$$\lambda = - \frac{\frac{\Delta N}{N}}{\Delta t}, \quad (20.6')$$

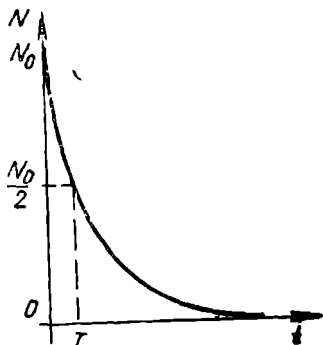
радиоактив ядроларни вақт бирлиги ичида емирилишини (камайишини) кўрсатади ёки айтиш мумкинки, **емирилиш тезлигини** кўрсатади.

(20.6) тенгламани $\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt$ кўринишда ёзиб инте-

гралласак, емирилиш қонунини ушбу кўринишда ёзиш мумкин:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (20.6'')$$

Бу формулада N_0 — радиоактив ядроларнинг бошланғич сони, N — радиоактив ядроларнинг t вақт ўтгандан сўнгги сони. Агар маълум T вақт ичида радиоактив ядроларни ярми камайса, бу T — вақт ярим емирилиш даври дейилади. (20.6'') формуладан:



20.2- расм

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \text{ ёки } \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0,693} = 1,44 T (20,6''')$$

Радиоактив емирилиш қонуни график равишда 20.2-расмда кўрсатилган.

Радиоактив элементларнинг ярим емирилиш даври катта чегаралардан тебранади, яъни 4,5 миллиард йил (уран учун) дан $1,5 \leq 10^{-4}$ с (полоний элементининг изотопи учун) гача оралиқда ётади. Радиоактив модданинг активлиги Δt вақт бирлиги ичида қанча атом ΔN емирилиши билан баҳоланиб,

$$A = - \frac{\Delta N}{\Delta t} = \lambda N \quad (20.7)$$

қонуният билан ёзилади. Вақт ўтиши билан радиоактив модданинг активлиги камайиши мумкин, чунки узлуксиз равишда юз бераётган емирилиш модданинг активлигини пайсайтириб юборади.

Радиоактив модданинг активлиги Кюри ҳисобида ўлчанади. 1 кюри оғирлиги 1 г бўлган радий элементида 1 с вақт ичида рўй берган емирилишлар сонига тенг. Бу сон жуда катта сон бўлиб $3,7 \cdot 10^{10}$ га тенг, шу сабабли амалий мақсадларда милликюри (1 мКи = 10^{-3} Ки), микрокюри (1 мкКи = 10^{-6} Ки) бирликлари ишлатилади.

7- §. α ва β -емирилишлар назариясига доир

Экспериментал натижаларни анализ қилиш натижасида Гейгер ва Нэтолл қуйидаги эмпирик формулани топдилар

$$\ln R = A \ln \lambda + B, \quad (20.8)$$

бунда R — 273 К температурада α -заррачаларнинг ҳавода

эркин югуриш йўли узунлиги, λ — радиоактив емирилиш доимийси, A ва B — эмпирик доимий коэффициентлар бўлиб, ҳар қайси радиоактив элементлар оиласи учун доимий миқдордир. Гейгер — Нэттолл формуласидан кўриниб турибдики, агар λ қанча катта бўлса, R ҳам шунча катта бўлади, яъни агар α -заррачанинг ядродаги энергияси қанча катта бўлса, ядро бу заррачани узоқ вақт ушлаб туролмайди. Резерфорднинг α -заррачаларини уранда сочилишини ўрганган тажрибаларидан шу нарса маълум бўлдики, агар α -заррачанинг энергияси ядронинг потенциал тўсиғидан кичик бўлса ҳам ядродан α -заррача учиб чиқади. Бу ҳодиса квант механикасидаги туннель эффекти билан тушунтирилади. Квант механикаси қонунига асосан α -заррача ядрога жуда катта тезлик билан тартибсиз ҳаракат қилади, шу сабабли ядродан чиқиб кетиши эҳтимолли ҳодиса бўлиб, бу эҳтимоллик потенциал барьер баландлигига боғлиқ. α -заррачалар моддаларда ҳаракатланганда ўз энергиясини йўқотиб, тормозлана бошлайди ва маълум вақт ўтгандан сўнг тўхтади. Заррачалар ўз энергияларини асосан моддалар атом ва молекулаларини уйғотиш ва ионлаштириш учун сарфлайдилар. Шу сабабли улар моддалар билан ўзаро таъсир этганда ўз энергияларини тез йўқотади. Масалан, α -заррачалар бир неча қават қилиб қўйилган қоғоз варағида ёки қалинлиги 0,05 мм бўлган алюминий пластинка (зари) да ўз энергиясини йўқотади.

α -заррачаларни чиқарувчи радиоактив элементлар билан очиқ усулда ишлаш инсон саломатлиги учун хавфлидир. Агар шу элементдан бир қисми организмга кириб қолса (нафас олганда, ютганда) α -заррача организмнинг маълум қисмларида оғриқ беради, чунки у организм ҳужайралари молекулаларини ионлаштириш бошлайди.

β -емирилиш назариясини яратишда ҳам катта қийинчиликларга дуч келинган, чунки ядрога электроннинг ўзи йўқ. Худди атомда электрон бир уйғотилган сатҳдан иккинчисига ўтганда фотон чиққанидек, ядрога ҳам нуклоннинг нейтрон ҳолатидан протон ҳолатига ўтишида, ядродан электрон чиқади. Ядронинг энергетик сатҳлари узлукли бўлиши сабабли, ядродан чиқаётган β -нурлар спектри ҳам узлукли бўлиши керак. Лекин, амалда β -электронлар узлуксиз энергетик спектрга эга. Бунинг сабаби шундан иборатки, ядродан чиқаётган электронлар энергияси ядродан узлукли энергетик сатҳларнинг барчасининг кенглигига тенг. Бу деган сўз, ядродан чиқаётган электронлар энергияси 0 дан E_{max} гача ўзгаради.

β -емирилишни тушунтиришдаги иккинчи қийинчилик ядронинг спини билан боғлиқдир. Ядродан β -заррача чиқиб кетса ҳам, (спини $\left| \pm \frac{1}{2} \right|$ га тенг бўлган), ядронинг спини ўзгармай қолади. Бу жумбоқни Паули ҳал қилди. Паули назариясига асосан β -электрон билан биргаликда массаси жуда кичик, спини $\hbar/2$ га тенг бўлган заррача туғилади. Бу заррача нейтрино деб аталган бўлиб, у ν_e^0 симболи билан белгиланади. Унинг заряди ва массаси нолга тенг, спини $\frac{\hbar}{2}$ га, магнит моменти Бор магнетонининг 10^{-9}

улушига тенг. Нейтрино моддалардан (ҳатто Қуёш ва Ердан) тез паррон ўтиб кетади ва бу заррачани экспериментда кузатиш анча қийин. β -емирилиш ядро томонидан электронни тортиб олиш процесси билан ҳам боғлиқ. Бу электрон асосан атомнинг электрон орбиталаридан олиниб, натижада рентген нурлари ҳосил бўлади, β -нурлар моддалардан ўтганда энергиясини маълум миқдорда йўқотиб, ҳаракати секинлашади (тормозланади). β -заррачаларнинг ютилиш қонуни:

$$I = I_0 e^{-\mu l}, \quad (20.9)$$

кўринишга эга. Бу формулада I_0 — ютувчи моддага тушаётган β -заррачалар оқими интенсивлиги, I — l қалинликка эга бўлган моддадан ўтган β -заррачалар оқими интенсивлиги, μ — чизиқли ютилиш коэффициенти (бирлиги m^{-1}). Қўп ҳолларда β -заррачаларнинг чизиқли ютилиш коэффициент ўрнига ютилишнинг массали коэффициенти μ_m ишлатилади;

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{m^2}{кг} \right), \quad (20.9)$$

бу формулада ρ — ютувчи материал зичлиги $\left(\frac{кг}{м^3} \right)$.

β -заррачалар моддалардан ўтиш процессида энергияси камайиб ҳаракати тормозланади. Ана шу пайтда тормозланиш нурланиши ҳосил бўлиб, бу нурланиш ҳар хил спектрли рентген нурларини ҳосил қилади. Электродинамика қисмидан маълумки, зарядланган заррача катта тезланиш олса, электромагнит тўлқин тарқата бошлайди. Агар зарядланган заррачанинг массаси қанча кичик бўлса, тормозланиш нурланиши интенсивлиги шунча катта бўлади. Масалан, агар бир хил тезланишга эга бўлган α - ва β -заррачаларни қарасак, α -заррачанинг тормозланиш нурланиши β -заррачаникига нисбатан $54 \cdot 10^6$ марта кичик.

8- §. Гамма-нурланиш

γ -нурланиш жуда кичик тўлқин узунлигига эга бўлган электромагнит нурланишидир. γ -нурларнинг тўлқин узунлиги ҳатто 10^{-11} м дан кичик. γ -нурлар ядро энергетик сатҳлари орасида нуклонлар ўтиши билан боғлиқ, яъни агар нуклон юқори энергияли энергетик сатҳдан паст энергияли сатҳга ўтса γ -нурланиш ҳосил бўлади. Одатда, атомдаги электронлар сатҳлари бир-биридан бир неча электрон-вольтга (эВ) фарқ қилади. Ядродаги энергия сатҳлари эса тахминан $\sim 10^{-13}$ Ж га ёки 0,1 МэВ га фарқ қилади. Шу сабабли бу сатҳлардаги нуклонлар ўтиши натижасида ҳосил бўлган γ -квант частотаси жуда катта, тўлқин узунлиги жуда кичик бўлади. γ -нурлар спектри ҳам узлукли спектрдир. α - ва γ -нурлар спектрларидан ядро энергетик сатҳларини илмий тадқиқ қилишда фойдаланилади. Бу спектрларни ўрғадувчи фани, баъзан ядро спектроскопияси деб аталади.

Атом ядроси ҳар хил факторлар таъсирида уйғониши мумкин. α - ёки β -емирилиш, нейтронни ядрога кириб олиши ва ҳоказо. Нормал ҳолатга қайтиш учун уйғотилган ядро ҳар хил оралиқ йўллари ўтиши мумкин. Шу сабабли биргина изотоп ҳар хил энергияга эга бўлган γ -нурлар оқимини тарқатиши мумкин.

γ -нурларнинг моддалар билан ўзаро таъсир қилиш механизми жуда мураккабдир. γ -нурларнинг моддалар билан ўзаро таъсирини 10 дан ортиқ механизми маълум. Лекин кўпчилик радиоактив элементлар чиқарадиган ва энергияси 0,01—10 МэВ бўлган γ -квантлар учун асосан уч хил ютилиш эҳтимоли катта. У ҳам бўлса: фотоэлектрон ютилиш, комптон сочилиши ва электрон-позитрон жуфтларининг ҳосил бўлиши. Масалан, фотоэффект натижасида γ -квант энергияси Эйнштейн формуласига асосан:

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A,$$

қонуният билан тақсимланади. γ -квант энергияси жуда катта энергия бўлганлиги сабабли ионлашган электронлар олган кинетик энергия

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - A$$

жуда катта бўлиши ва бу электронлар ўз навбатида қўшни атомларни ионлаштириши мумкин.

γ -нурлар моддаларга жуда чуқур кириб беради. Бу ҳодисадан саноат дефектоскопиясида кенг фойдаланилади.

γ - нурлар ёрдамида сансат материалларининг мустаҳкамлиги, сифатига таъсир кўрсатувчи дефектлари аниқланилади.

γ - нурларнинг уни ютувчи моддалар билан ўзаро таъсири нурланиш дозаси билан аниқланади. Нурланиш дозаси 1 рентген қабул қилинган. 1 рентген нурланиш дозаси деб шундай дозага айтиладики, шу дозадаги γ -нурлар ютилганда $1,293 \cdot 10^{-6}$ кг ҳавода ионлашиш натижасида $\frac{1}{3} \cdot 10^{-9}$ кулон заряд ҳосил бўлади (бу заряд манфий ва мусбат ионлар томонидан ҳосил қилинади). Агар нурланиш дозасини D ҳарфи билан белгиласак, нурланиш дозаси қуввати $N = \frac{D}{t}$ формуладан аниқланади, бунда t — бирлик вақт.

Инсон организми учун хавфсиз бўлган доза табиий қувватдан (яъни космик фон ва Ердан чиқаётган радиоактив фон) 250 марта кўпдир. Лекин бир марта нурланиш натижасида олинган доза 500 Р дан ортса, инсон ҳаёти учун ўта хавфлидир.

9- §. Ионлаштирувчи нурланиш ва радиоактивликни характерловчи катталиклар

Агар моддалардан рентген нурлари γ - ва α - нурлари ўтса, бу нурлар (заррачалар) шу модда атомлари ва молекулаларни ионлаштиради, натижада энергиялари камайиб, ютилади.

Модданинг ионлашиш даражасини ва модда томонидан ютилган энергияни миқдорини характерлаш учун қуйидаги катталиклар киритилади: нурланишнинг ютилган дозаси, ютилган дозанинг қуввати, рентген ва γ - нурланишнинг *экспозицион дозаси* (экспозицион доза қуввати).

Нурланишнинг ютилган дозаси ёки *нурланиш дозаси* деб, ионлаштирувчи нурланиш энергиясининг нурлантиририлайётган модда массасига нисбатига айтилади. СИ системасида бу катталик Ж/кг ёки грей (Гр) бирлиги билан ўлчанади. Нурланишнинг ютилган дозасини системадан ташқари бирлиги «рад = 0,01 /кг. ёки 1 рад = 0,01 Гр.

Рентген ва γ - нурланишларнинг *экспозицион дозаси* деб, қуруқ ҳавода шу нурланишлар таъсирида ҳосил бўлган ионларнинг бир ишорали электр зарядлари йиғиндисининг, шу нурланишни ютган қуруқ ҳаво массасига нисбатига тенг. Бу доза Кл/кг билан ўлчанади. Системадан ташқари бирлик қилиб рентген (Р) олинади:

$$1 \text{ Р} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}.$$

Рентген ва γ -нурланишларнинг вақт бирлиги ичидаги экспозицион дозасига экспозицион дозанинг қуввати дейилади. Бу қувватнинг СИ системасидаги бирлиги А/кг, системадан ташқари бирлиги эса Р/соат. Бу birlikлар орасидаги боғланишлар:

$$1 \text{ Р/с} \approx 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}; \quad 1 \text{ Р/соат} = 7,17 \cdot 10^{-8} \text{ А/кг}.$$

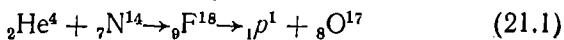
Маълумки, ионизацион ва радиацион нурланишлар биологик объектларга, масалан тирик организмга таъсир этади. Шу сабабли рентгеннинг биологик эквиваленти БЭР киритилади. $1 \text{ БЭР} = 0,01 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}}$.

Ионлаштирувчи нурланишни ва элементар заррачаларни тадқиқ қилишнинг жуда кўп методлари бор. Масалан, химиявий ва калориметрик методлар, Черенков эффектига асосланган эффект, нейтронлар сўтчиги, Вильсон камераси, фотография методи. Гейгер—Мюллер сўтчиги ва ҳ. к.

21-боб. ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ, ЯДРО ЭНЕРГЕТИКАСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЧАЛАР ҲАҚИДА ТУШУНЧАЛАР

1-§. Ядро реакциялари

Агар икки элемент ядролари бир-бири билан ўзаро таъсир қилса ёки бирор элемент ядроси бирор микрозаррача билан ўзаро таъсир қилса, шу ўзаро таъсирлар натижасида сунъий равишда бир элемент бошқа элементга айланса — бу ҳодиса *ядро реакцияси* дейилади. Бор назариясига асосан ядро реакцияси икки босқичдан иборат бўлади. Биринчи босқичда ядро ёки заррача таъсирида янги ядро ҳосил бўлади, бу процессни символик кўринишида қуйидагича ёзиш мумкин $a + A \rightarrow B^*$ (a — ядро ёки заррача, A — нишондаги элемент, B^* — янги ҳосил бўлган химиявий элемент). Иккинчи босқичда B^* уйғонган ядро реакция маҳсулини беради, яъни $B^* \rightarrow c + C$. Масалан, биринчи марта Резерфорд $12 \cdot 10^{-13}$ Ж энергияли α -заррача билан азот элементини бомбардимон қилади, натижада бир протон билан кислороднинг изотопи ҳосил бўлади. Буни химиявий реакция кўринишида қуйидагича ёзиш мумкин.



(бу формулани $a + A \rightarrow B^* \rightarrow c + C$ символ билан таққосласа бўлади). ${}_8\text{F}^{18}$ — фтор элементининг уйғонган ҳолати бўлиб, $\sim 10^{-12}$ с вақт ичида протон ва кислородга бўлинади. Ҳозирги замон ядро физикасида ядро реакциясининг содир

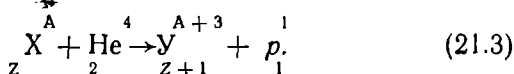
бўлиш эҳтимолининг кесими деган тушунча киритилган бўлиб, бу кесим:

$$\tau = \frac{N}{N_0 n_t} \quad (21.2)$$

формула билан ифодаланади. Бу формулада $N - 1с$ да нишоннинг $1сm^2$ да ҳосил бўладиган сунъий айланиши, $N_0 - 1с$ да $1сm^2$ нишонга тушаётган бомбардимончи заррачалар сони, $1сm^2$ даги ядролар сонини n_t деб белгилаймиз. Ядро физикасида τ барн ҳисобида ўлчаниб $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

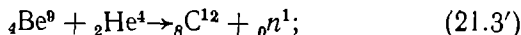
Кўришиб турибдики, ядро реакцияси кесими $см^2$ билан, яъни майдон (юза) бирлигида ўлчанади. Лекин ҳақиқий ҳолатда эса бундай тасаввур тўғри келмайди, чунки кесим, тезликка, зарядга ва бошқа физик катталикларга боғлиқ бўлади.

Ядро реакцияси натижасида ҳосил бўладиган заррача электр заряд ва масса сонининг сақлаш қонунидан аниқланади. Умумий ҳолда α -заррачалар таъсирида рўй берадиган ядро реакцияси схемаси:



Биринчи марта нейтрон заррачаси (${}_0^1 n$), α -заррачалари қатнашган ядро реакциялари процессида кашф этилган.

Масалан,



Бу формулада ${}_4^{90} Be$ — бериллий элементи, ${}_8^{12} C$ — углерод. Нейтронлар зарядга эга бўлмаган, массаси протон массасига тенг бўлган заррачалардир, шу сабабли моддалар билан ўзаро таъсир этганда шу модданинг бағрига осон кириб боради. Нейтронлар ҳаракатига (сочилишига) мослаб қурилган нейтрон бомбалари тирик мавжудотни ҳалокатга олиб келади. Сабаби—нейтронлар ҳар қандай модданинг ядролари билан таъсирлашиб, уларнинг ядросининг турғунлик мувозанатини бузади. Нейтронларнинг ядролар билан ўзаро таъсири ядро кучлари ҳисобига рўй беради.

Ядро реакциялари ўтгандан сўнг реакцияга қадар бўлган моддалар массаси M_0 реакциядан кейинги моддалар массаси M га тенг бўлмайди.

Массалар фарқи

$$\Delta m = M_0 - M \quad (21.3'')$$

бўлади. Агар Δm — манфий миқдор бўлса, ядро реакцияси-

ни вужудга келтириш учун ташиқаридан энергия олади, агар Δm — мусбат миқдор бўлса, ядро реакцияси вақтида энергия ажралиб чиқади.

Ядро реакцияси процессида ютиладиган ва ажралиб чиқадиган энергия миқдори

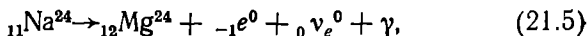
$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (21.4)$$

формула билан ҳисобланади. Агар Δm массанинг атом бирлиги, яъни м. а. б. ($1 \text{ м. а. б.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$) ларда ўлчанса ва энергияни МэВ ларда ҳисоблайдиган бўлсак, юқоридаги формула $\Delta E = 931 \cdot \Delta m$ (21.4) кўринишида ёзилади.

2-§. Сунъий радиоактивлик

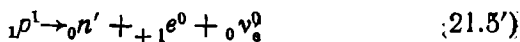
Ядронинг турғунлиги ундаги протон ва нейтронларнинг сонига ва улар ўртасидаги мувозанатга боғлиқ. Агар бирор заррача таъсирида протон ва нейтронлар мувозанати бузилса, (нейтрон ёки протонлар сони ошса ёки камайса) ядро сунъий радиоактив ядрога айланиб қолади. Агар енгил ядроларни радиоактив заррачалар билан нурлантириб протонларга нисбатан нейтронлар сонини орттирсак, ядро β -радиоактив бўлиб қолади, чунки ортиқча нейтронни протонга айланиши β -нурлар ҳосил бўлишига олиб келади.

Масалан, натрий изотопи ${}_{11}\text{Na}^{23}$ ни нейтронлар билан нурлантирсак, ${}_{11}\text{Na}^{23} \rightarrow {}_{11}\text{Na}^{24}$ га айланиб қолиб, ${}_{11}\text{Na}^{23}$ нинг ўзи радиоактив бўлиб, сунъий радиоактив элементга айланади:



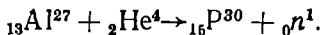
Демак, сунъий радиоактивга айланган ${}_{11}\text{Na}^{24}$ магнийнинг стабил изотопи ${}_{12}\text{Mg}^{24}$ га айланиб қолади. Бу айланиш электрон (${}_{-1}e^0$), антинейтрино (ν_e^0) ва γ -нурларнинг ҳосил бўлишига олиб келади.

Агар ядрога сунъий равишда ортиқча протонлар ҳосил бўлса, бу протонларнинг нейтронга айланиши қуйидаги схема бўйича рўй беради:



Бу реакцияда ${}_{+1}e^0$ — мусбат зарядланган электрон позитрон бўлиб, массаси электроннинг массасига спини эса $\frac{\hbar}{2}$ га тенг бўлади.

Сунъий радиоактивлик ҳодисаси француз олимлари Ирен ва Фредерик Жолио — Кюрилар томонидан алюминий ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ядросини α - заррача билан бомбардимон қилиш реакциясини тадқиқ қилиш вақтида кашф этилди:



Сунъий радиоактивлик процессида нейтрон учиб чиқишининг интенсивлигини камайиши радиоактив емирилиш қонуни $N = N_0 e^{-\lambda t}$ га бўйсунди. Радиоактив емирилишда чиқаётган заррачаларни счётчиклар ёрдамида қайд қилиш мумкин. Бу қулайликлар сунъий радиоактивлик изотопларидан фан ва техникада, медицинада кенг фойдаланишга имкон беради.

Радиоактив емирилиш — емирилиш активлиги катталиги билан характерланади ва бу катталик вақт бирлигидаги емирилган атом ядроларининг сони билан аниқланади.

1 секундда емирилишлар сони 1 га тенг бўлган активлик бирлиги 1 Беккерель (Бк) деб қабул қилинган. Активлик яна юқори (Ки) ва резерфорд (Рд) бирликларида ҳам ўлчанади. Бу бирликлар бир-бири билан қуйидаги муносабатда боғланган.

$$1\text{Бк} = 3,7 \cdot 10^{-11} \text{Ки} = 1 \cdot 10^{-6} \text{Рд}.$$

Радиоактивликни сунъий равишда ҳам ҳосил қилиш мумкин.

3-§. Электрон позитрон жуфтлари

γ -нурлар моддалардан ўтганда электрон позитрон жуфтлари ҳосил бўлишини кўриб чиқамиз. Агар катта энергияга эга бўлган γ -фотон ядро билан, ёки атомдаги электронлар билан ўзаро таъсир этса, γ -квант электр ва позитрон жуфтларини ҳосил қилади, яъни битта γ -квант битта e^0 электрон ва битта $+e^0$ позитрон ҳосил қилади, γ -квантнинг электрон ва позитрон ҳосил қилиши учун квантнинг минимал энергияси $2m_0c^2 = 1,022\text{МэВ}$ бўлиши керак, чунки ҳосил бўлган ҳар қайси заррачаларнинг тинч ҳолатдаги энергияси $m_0c^2 = 0,511\text{МэВ}$ га тенг. γ -квантнинг энергияси $-1e^0$ ва $+1e^0$ ларнинг энергиялари йиғиндисидан каттароқ, шу сабабли энергиянинг бир қисми бошқа заррачага берилиши керак. Бу заррача атом ядроси, ёки атомдаги бирор электрон бўлиши мумкин. Бу ҳодиса Вильсон камерасида γ -квантнинг электрон ва позитрон жуфтларига айланишини ўрганиш процессида кузатилган.

Тескари процесс, яъни электрон ва позитронлар қўшилиб γ -квант ҳосил қилиши ҳам мумкин. Ҳар қандай ҳосил бўладиган γ -квантнинг минимал энергияси $h\nu = m_0c^2 = = 0,511$ МэВ га тенг бўлиши керак. Бу тескари эффект экспериментларда кузатилган. Электромагнит тўлқин шаклидаги материянинг бир турга ва аксинча иккинчи турга (тескари) айланиши энергиянинг сақланиш қонунига тўла риоя қилган ҳолда юз беради. Шу сабабли фотонлар ва заррачалар аннигиляцияси (йўқ бўлиб кетиши) ҳақидаги гап ҳам бўлиши мумкин эмас.

4-§. Ядро реакцияларининг асосий характеристикалари

Ядроларнинг ўзаро тўқнашиши ва бошқа заррачалар билан тўқнашиши одатдаги тўқнашувлардан, масалан, атом тўқнашишларидан фарқ қилади, чунки ядро тўқнашишларида энергия бир бутун ядрога берилади, атом тўқнашишларида эса энергия электрон қобиғига берилади.

Ядро реакцияларини уйғотувчи заррачаларнинг энергияларига қараб ҳар хил бўлади. Кам (паст) энергиядаги ядро реакциялари нейтронлар иштирокида юз беради. Бу реакциялар, асосан бир неча электрон-вольт энергияларда юз беради. Уртача энергияда юз берадиган реакцияларда (бир неча МэВ да юз берадиган реакциялар) нейтрон, протон ва γ -фотонлар қатнашади. Жуда катта энергиядаги (бир неча юз ва минг МэВ энергиядаги) ядро реакцияларида янги заррачалар ҳосил бўлади. Ядро реакцияларида нейтронлар ва кўп зарядли ионлар ишлатишлари мумкин. Шуни айтиш керакки, ядро реакцияларини олишда (ҳосил қилишда) элементар заррачалар ва оғир массали кўп марта ионлашган ионларни тезлаштирувчи асбоблар тезлаткичларнинг роли катта.

Ядро реакцияларида нейтронларнинг моддалар билан ўзаро таъсири катта аҳамиятга эга. Нейтронларнинг ядролар билан ўзаро таъсир қилиш характери нейтронлар энергиясига боғлиқ. Энергияси $0,1 \div 50$ МэВ бўлган тез нейтронлар учун ядро— юзаси ядронинг геометрик кесимига тенг бўлган нишонга ўхшаб хизмат қилади, чунки бу энергиядаги нейтронларнинг де Бройль тўлқини узунлиги ядро диаметридан кичик. Секин нейтронлар, яъни энергияси $0,5$ эВ гача тенг бўлган нейтронлар (улар кўпинча, иссиқлик нейтронлари деб аталади) учун ядро билан бу нейтронлар орасидаги ўзаро таъсир аҳтимоли ядронинг геометрик кесимидан 10^2 — 10^3 марта кўпроқ.

Ядролар билан нейтронлар орасидаги ўзаро таъсирида ядролар нейтронларни ўзига тортиб олиши ҳам, ўзидан сочиб

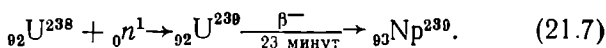
юбориши ҳам мумкин. Нейтронларни сочиб юборувчи атомлардан (молекулалардан) иборат моддаларга секинлаштиргич моддалар, дейилади. Бундай моддаларга графит, оғир сув D_2O , бериллий элементи бирикмалари мисол бўла олади.

Нейтронлар секинлаштирувчи моддалар билан кўп таъсир этади энергиялари камайиб боради, охирида нейтронлар энергияси секинлаштиргич моддалардаги атомларнинг иссиқлик энергиясига тенг бўлиб қолди. Шу сабабли энергияси пасайиб тезлиги камайтирилган нейтронлар иссиқлик нейтронлари дейилади. Агар нейтрон энергияси ядродаги нуклонлар энергиясига тўғри келса, нейтронни ядро қамраб олади (ютади). Бундай ютилишга нейтронларнинг резонанс ютилиши дейилади.

Нейтронларни секинлаштирувчи моддалар реакторларда (атом қозонларида нейтронлар энергиясини пасайтириш, ядро билан эффектив таъсир қилдириш учун ишлатилади.

5-§. Трансуран элементлар

Ядро реакциялари натижасида Менделеев даврий системасидаги элементлар сони кўпгина сунъий йўл билан олинган янги элементлар ҳисобига кўпайди, бу элементларнинг заряд миқдори уран элементи заряд миқдори 92 дан катта. Бундай химиявий элементлар трансуран элементлар дейилади. Трансуран элементлар ҳосил бўлишига мисол қилиб қуйидаги реакцияни келтириш мумкин.



Реакциядан кўриниб турибдики, уран-92 нинг ядроси нейтронни ўзига бирлаштириб олиб β -радиоактив элемент ${}_{92}U^{239}$ га айланади. Орадан 23 минут ўтгандан сўнг бу элемент β -нурланиш чиқариш ҳисобига трансуран элемент изотопи нептунийга айланиб қолади.

Ҳосил бўлган нептуний ҳам β -радиоактивликка эга бўлиб, ярим емирилиш даври 2—3 суткага тенг. 2—3 суткадан сўнг нептуний α -радиоактивликка эга бўлган плутонийга айланади.



Плутоний емирилиши натижасида (ярим емирилиш даври $2.4 \cdot 10^4$ йилга тенг) ураннынг турғун изотопи ${}_{92}U^{238}$ ҳосил бўлади. Трансуран элементларини бошқа йўл билан, уран-

нинг турғун изотопларини α -заррача билан бомбардимон қилиш билан ҳам олиш мумкин. Масалан, ${}_{92}\text{U}^{238}$ ва ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ — элементларини α - заррача билан бомбардимон қилсак, янги трансурани элементлар ҳосил бўлиши мумкин.

6-§. Оғир ядроларнинг бўлиниши

Оғир ядроларнинг нейтронлар ёрдамида масса сонлари ва зарядлари бир хил бўлган 2 та енгил ядрога бўлиниши бўлиниш реакцияси дейилади.

1938 йили Кюри ва Савич урани ядросини нейтронлар билан бомбардимон қилиш натижасида ҳосил бўлган иккиламчи ядролардан бирини химиявий хоссалари лантан элементини хоссаларига ўхшаш эканлигини аниқладилар. Бу радиоактив элементнинг ярим емирилиш даври 3,5 соат бўлиб, Ган ва Штрассман бу радиоактив элемент барий эканлигини аниқлашди ва уни ҳосил бўлишини эса урани ядросининг 2 та енгил ядрога бўлиниш механизми билан тушунтиришди.

Оғир ядроларнинг бўлиниш механизми ядронинг томчи модели асосида тушунтирилади. Оғир ядроларнинг 2 та енгил ядрога бўлиниши учун керак бўладиган энергия миқдори активация энергияси дейилади. Фараз қиламиз, бўлинаётган оғир ядро сферик шаклга эга бўлсин ва бундай ядрога заряд бир текис тақсимланган бўлсин.

Иссиқлик нейтронларини ютиб олган бу ядро энергиясининг бутун ҳажми бўйлаб тақсимланади ва ядро материясини тебранишига олиб келади. Натижада ядро деформацияланади, яъни ядрогаги протонлар концентрацияси ўртасида кулон итарилиш кучлари юзага келади. Томчи модели асосида тушунтириладиган сирт таранглик энергияси эса ядрони бошланғич вазиятга қайтаришга ҳаракат қилади. Натижада ядро эллипс шаклини олади. Агар активация энергияси катта бўлса, ядрогаги протонлар ўртасидаги ўзаро итарилиш энергияси ортиб боради. Ядронинг сирт таранглик энергияси эса кулон итарилиш энергиясини компенсациялай олмайди. Ядро гантель шаклига киради. Протонлар ўртасидаги ўзаро итарилиш кучлари ортиб бориши эса охири ядрони тенг икки бўлакка ажралишига олиб келади. Ядронинг суюқлик томчи модели асосида оғир ядролар учун энергетик жиҳатдан бўлиниш реакцияси қулайлигини кўрсатиш мумкин. Бунинг натижасида қуйидаги шартни ҳосил қилиш мумкин:

$$\frac{Z^2}{A} \geq 17.6.$$

Бу шарт эса асосан оғир ядролар учун бажарилади. Юқорида айтилдики, бўлиниш натижасида ҳосил бўлган иккиламчи ядроларнинг масса сонлари ва зарядлари бир-бирига тенг бўлиши керак. Лекин эксперимент, ҳосил бўлган иккиламчи ядроларнинг масса сонлари ва зарядлари бир-бирига тенг бўлмаслигини кўрсатади. Ана шу ҳодисага бўлиниш асимметрияси дейилади. Асосан табиатда бўлиниш натижасида ҳосил бўлган иккиламчи ядроларнинг масса сонлари $85 \div 110$ ва $130 \div 150$ бўлган оралиғида ўзгаради.

Оғир ядроларнинг бўлиниши натижасида катта энергия ажраб чиқади. Масалан, битта уран ядросининг бўлиниши натижасида ўртача 200 МэВ энергия ажралиб чиқади. 1 г уран бўлиниши натижасида эса 800 кг кўмирни бир пайтда ёниши натижасида қанча иссиқлик миқдори ажралиб чиқса, шунча иссиқлик миқдори ажралиб чиқади.

7-§. Занжир реакция

Умуман олганда оғир ядролар турғун бўлмайди. Агар ядро ўзига нейтронни қабул қилиш натижасида иккита бир хил бўлакка бўлиниб кетиши ва бу бўлиниш натижасида жуда катта энергия ажралиб чиқиши мумкин. Масалан, уран ядросини иккита бир хил бўлақларга бўлиниб кетиши натижасида бир нуклон учун 1,1 МэВ, 238 нуклон бўлган бутунлай ядро учун 200 МэВ энергия ажралиб чиқади. Бу энергиянинг асосий қисми бўлақларнинг энергияси сифатида ажраади. ${}_{92}\text{U}^{238}$ изотопи, торий ва протактиний изотопларининг иккита бўлиниши учун 1 МэВ га яқин энергия керак. Оғир ядролар бўлақларга бўлиниб кетиши ва бу бўлақлар ўзидан β -нурлар ва нейтронлар чиқаришлари мумкин. Бунинг сабаби шундаки, оғир ядроларда нейтронлар сони N протонлар сони Z дан каттароқ ($\frac{N}{Z} > 1,6$). Натижада бўлақлардаги ортиқча нейтронлар β -нурларни ва нейтронларни ўзларидан чиқаришлари мумкин.

Ураннынги бўлақларга бўлиниши тез ва секин нейтронлар таъсирида бўлиши мумкин. Лекин секин нейтронлар таъсири остида бўлақларга бўлиниш эҳтимоли каттароқ. Тажрибалар шунни кўрсатадики, ${}_{92}\text{U}^{238}$ ни парчалаш учун энергияси тахминан 1 МэВ га тенг нейтрон керак бўлса, ${}_{92}\text{U}^{235}$ нинг ядросини парчалаш учун энергияси жуда паст (секин) нейтрон керак. Секин нейтронлар ураннынги ${}_{92}\text{U}^{235}$ изотопини ва плутоний ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ нинг ядроларини эффектив парчалайди.

Бўлақлар ҳар хил тезлик билан ҳар томонга қараб учиб кетади, натижада атрофдаги атомларни, жуда кучли равиш-

Занжир реакция жуда мураккаб реакция бўлиб, бу реакцияда кўп нейтронлар резонанс ютилиш бермаслиги мумкин (буларнинг эҳтимолини P билан белгилаймиз), тез ҳаракатланувчи нейтронлар ҳам нейтронлар сонини ошириши мумкин, ёки кўпгина секин нейтронлар ҳам конструкция материалларида ютилиб қолиши мумкин. Шундай қилиб, жуда катта (чексиз) муҳитда занжир реакциянинг кўпайиши коэффициентини

$$K_{\infty} = \eta P \epsilon f, \quad (21.8')$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу формулада η — тез нейтронлардан ҳосил бўладиган нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти, ϵ — иссиқлик нейтронларининг фойдали коэффициенти бўлиб, иссиқлик нейтронларидан қанча ядро реакцияси бўлишини кўрсатади, f — иссиқлик нейтронларининг фойдали коэффициенти бўлиб, иссиқлик нейтронининг ядроси бўлиш реакциясида қатнашиш эҳтимоллигини билдиради. Реал шароитларда занжир реакция юз берадиган зона жуда катта эмас, шу сабабли зонадан чиқиб кетган нейтронлар сонни кўп бўлади. Актив зонанинг ўлчови катта бўлиши ва у сферик шаклда бўлиши нейтронлар эффективлигини оширади.

Нейтронлар ҳар хил сабаблар билан реакция зонасидан чиқиб кетиши, уларнинг кўпайиш коэффициентини камайтиради ва занжир реакциянинг сўнишига олиб келади. Агар занжир реакцияда қатнашиши керак бўлган нейтронлардан актив зонада қолиб, ҳақиқатда реакцияда қатнашаётганларнинг улуши ρ бўлса, эффектив кўпайиш коэффициенти $K_{эфф} = K_{\infty} P$, бўлади.

Занжир реакция юз бериши мумкин бўлган актив зонанинг минимал ўлчами критик ҳажм дейилади. Бўлакларга бўлиниши керак бўлган радиоактив материалнинг шу критик ҳажмга жойлашган қисми критик масса дейилади. Занжир реакцияни тез нейтронларда ҳам олиш мумкин, лекин тез нейтронларни ядро билан тўқнашиш эҳтимоли кам бўлгани учун бундай реакцияни олиш учун ядро хомашёсида ${}_{92}\text{U}^{236}$ ёки ${}_{92}\text{U}^{233}$ ёки ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ларнинг миқдори жуда катта бўлиши керак.

Ядро парчаланиш реакциясининг муҳим характерларидан бири иккита кетма-кет парчаланиш орасидаги τ вақтдир.

Тез (яъни портлаш характериға эга бўлган) занжир реакцияни олиш учун τ ни камайтириш керак. Лекин бошқариш мумкин бўлган ядро реакциясини олиш учун эса τ ни орттириш керак. Бу мақсадга секинлаштирувчи моддалардан фойдаланиб эришиш мумкин.

8- §. Уран ядросининг парчаланишини бошқариш

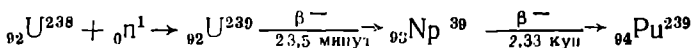
Бошқарилиши керак бўлган ядро реакциялари махсус ядро реакторлари ёки атом қозонларида амалга оширилади.

Ядро реакторлари — ядро ёнилғиси; занжир реакцияни бошқариш ускунаси; ядро реакторида ишловчиларни радиоактивликдан сақловчи қурилма; пассивликни ташқарига берувчи қурилма; ядро ёнилғисини алмаштирувчи қурилмалар мажмуасидан иборат.

Кўп реакторларда нейтронлар йўқолишини олдини олиш учун нейтронлар учун махсус қайтаргичлар ўрнатилади. Секин нейтронларда ишловчи реакторларда, секинлаштирувчи модда асосий реакторларининг асосий элементлари бўлиб ҳисобланади.

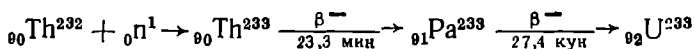
Реакторларда асосий ядро ёқилғиси сифатида уран -235, уран-233 ва плутоний -239 лар ишлатилади. Бу элементлардан табиатда фақат уран -235 учрайди, лекин жуда оз миқдорда бўлади: уран изотоплари аралашмасида 0,7% ни ташкил қилади. Умуман олганда, уран кадмий, симоб, кумуш элементларига нисбатан табиатда кўп тарқалган. Ҳозирги реакторларда ураннынг сунъий изотоплари уран-235 ва уран -233 лар ишлатилади.

Плутоний изотопини олиш учун табиатда энг кўп учрайдиган уран -238 тез нейтронлар билан бомбардимон қилинади:



Плутоний радиоактив элемент бўлиб, α -заррачалар чиқаради, лекин плутонийнинг ярим емирилиш даври катта — 24400 йил. Плутоний ҳамма ядро реакторларидан уран -238 базасида ҳосил бўлади ва асосий ядро ёқилғиси бўлиб қолади.

Плутонийдан ташқари ядро реакторларида асосий ёқилғи сифатида уран -233 ишлатилади. Бу элемент торий -232 ни нейтронлар билан бомбардимон қилганда ҳосил бўлади:



Уран -233 нинг ярим емирилиш даври 162 000 йил бўлиб, β -радиоактивликка эга. Торий табиатда кенг тарқалган, шу сабабли ядро реакторларидан уран -233 олиш учун кенг ишлатилади.

Ядро реакторларида кечадиган занжир реакция бошқариш мумкин бўлган реакция бўлиши керак, шу сабабли мах-

сув бошқарувчи, контроль қилувчи қурилма ясалади ва реакторга киритилади. Реактор кўпайиш коэффициентини учун $1 < K < 1,01$ шарт бажариладиган шароитда ишлаши керак.

Ядро реакторининг портлашини олдини олиш учун бошқарилувчи реакцияларда K ни ростлаб туриш керак. Занжир реакцияни контроль қилиш учун реакторда нейтронлар зичлигини қайд қиладиган автоматик қурилмалар ўрнатилади.

Занжир реакцияни бошқаришда кечикувчи нейтронлардан фойдаланилади. Реакторда ҳосил бўладиган нейтронларнинг 90% бир онда ҳосил бўлади. 10% га яқини эса кечикиб ҳосил бўлади.

Шу икки хил нейтронни эътиборга олиб нейтронларни кўпайиш коэффициентини $K_{эф} = K_{онинг} + K_{кеч}$ кўринишида ифода қилиш мумкин. Агар $1 < K_{эф} < 1,01$ шарт бажарилса, реакторнинг ишлаш режими критик режим бўлади. Агар $K_{эф}$ нинг қиймати бу шартдан озгина оғса, у ҳолда реакторда занжир реакция жуда тез суръат билан ўсиб, реакторнинг портлашига олиб келади. Реакторларда бўлаётган аварияларнинг сабабларидан бири шундай эффектдир.

Ҳар қандай реакторнинг нормал ишлашини хизмат қилувчи шахсларни радиациядан, айниқса нейтронлар ва γ -нурланиш таъсиридан сақланишсиз тасаввур қилиб бўлмайди. Шу сабабли бу муаммо ҳам ядро техникасидаги, ядро энергетикасидаги, муҳим муаммолардан биридир. Ҳозирги замон реакторларида одамларни радиациядан муҳофазат қилиш учун бетон девор ишлатилади нурланишдан сақланиш учун эса бетонга темир ёки қўрғошин, барий каби аралашмалар қўшилади. Агар бетонга бор элементни аралашмалари қўшилса, нейтронлар яхши ютилади.

Реактор сув ўртасида жойлашса (реактор-бассейн деб атайдилар) сувнинг ўзи ҳам нейтронга, ҳам γ -нурларга яхши қаршилиқ кўрсатиб, нейтронлар унда ютилади. Фақат сувнинг қатлами қалин (6м ва ундан каттароқ) бўлиши керак.

Атом бомбасида тез, бошқариб бўлмайдиган реакция юз беради. Ядро портлатувчиси бўлиб уран-235, плутоний-239, уран-233 лар ишлатилади. Критик ҳажмининг (критик масса жипслашган ҳажмининг) чизиқли ўлчами 4:6 см. Портлашга қадар ядро портлатувчи зарядлар бир неча бўлимлардан иборат бўлади. Ана шу зарядлар бир-бири билан жуда катта тезликда яқинлашганда портлаш юз беради. Бундай яқинлашишни отиш йўли билан амалга ошириш мумкин. Атом бомбаси портлагандаги температура 10^7 градусгача кўтарилиши мумкин. 1945 йилда АҚШ томонидан Хироси-

ма оролига ташланган бомбанинг портлаш кучи 20 000 т тринитротолуол энергиясига тенг.

Атом бомбасининг охириги намуналарининг энергияси бу бомба энергиясидан юз минглаб тоннага кўпроқдир. Атом портлаганда ҳосил бўладиган радиоактив бўлаклар ва чанглар тирик организм, шу жумладан инсон учун ҳалокатлидир. Шу сабабли СССР атом энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш ширини кўтариб чиқиб, бу йўлни изчиллик билан амалга оширмоқда.

9- §. Ядро реакторларининг қўлланилиши

Фан ва техникада қўлланилишига қараб ядро реакторлари қуйидаги асосий группаларга бўлинади: илмий-тадқиқот ишлари ва ядро энергетикаси учун ишлатиладиган реакторлар химиявий ва биологик объектларни нурлантириш учун белгиланган реакторлар ва ҳ. к. Ядро реакторларни бундай турларга ажратиш шартли характерга эга, чунки битта реакторнинг ўзидан жуда кўп мақсадларда фойдаланиш ҳам мумкин.

Илмий-тадқиқот ишларида фойдаланиладиган реакторлар жуда катта қувватга эга бўлмайди. Улардан айрим материалларни радиацион нурлар билан нурлантиришда, реакторнинг иш процессини ўрганишда, изотоплар олишда ва бошқа мақсадларда фойдаланилади.

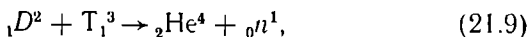
Иссиқлик манбаи сифатида ишлатиладиган реакторлар қуввати катта бўлади. Бу реакторлардан ўта қизиган буғлар турбогенераторларга юборилиб, иссиқлик энергияси механик, сўнгра электр энергиясига айлантирилди.

Ҳозирги вақтда сув билан совитиладиган энергетик қурилмалар (қайновчи реакторлар) мавжуд. Совитиш пайтида сув буғга айланиб, турбогенераторларни ишга туширади. Ҳатто, қайновчи реактор газ билан ҳам совитилади. Совитиш вақтида катта энергияли газ турбиналарга юборилиб, у турбиналарни ҳаракатга келтиради.

10- §. Термоядро реакциялари

Ядро энергияси фақат оғир ядролари парчалангандагина эмас, балки енгил ядроларни синтез қилиш йўли билан ҳам олинади. Масалан, гелий ядросини водород изотопи ядросидан синтез қилсак, бу синтез реакциясида катта энергия ажралиб чиқади. Чунки гелий ядросининг боғланиш солиштирма энергияси водород ядроси боғланиш солиштирма энергиясидан анча катта. Гелий ядросининг оғир водород изотоп-

лари бўлмиш дейтерий ${}_1D^2$ ва тритий ${}_1T^3$ синтез реакциясининг схемаси қуйидагича:



ва бу реакция процессида 17,6 МэВ энергия ажралиб чиқади. Шуни алоҳида қайд қилиш керакки, энгил ядролар синтезидан оғир ядро парчаланишига нисбатан ҳар бир нуклон учун бир неча марта кўпроқ энергия ажралиб чиқади. Уран ядроси парчаланганда 200 МэВ энергия ажралиб чиқади. Бу энергия бир нуклонга $200/238=0,85$ МэВ ни ташкил этади. (21.9) синтез реакциясида эса ажралиб чиққан энергия миқдори 1 нуклон учун 3,5 МэВ ни ташкил этади. Гелий ядроси 4 та протондан синтез қилинса, ҳар бир нуклон учун бундан ҳам кўпроқ, яъни 6,7 МэВ энергия ажралиб чиқади. Энгил ядроларни синтез қилиш учун энгил ядроларни жуда катта температурагача қиздириш керак. Шу сабабли синтез реакциялари *термоядро реакциялари* дейилади.

Термоядро реакцияси пайтида атомлар ионланиб, мусбат ионлар электрон газни вужудга келиб плазма ҳосил бўлади. Ядроларнинг бир-бирига яқинлашиши учун деярли тўсиқ бўлмайди ва натижада термоядро реакцияси рўй беради.

Спектрал анализдан олинган маълумотларга қараганда Қуёшда 80 % водород, 20 % гелий элементи бор ва температура жуда юқори. Шу сабабли Қуёшда термоядро реакциялари бўлиб туриши мумкин деб фараз қилинади, ҳатто Қуёшнинг чексиз энергия чиқариб туриши унда бўлаётган термоядро энергияси билан боғлаб тушунтирилади.

Термоядро реакциялари энергиянинг туганмас манбаи бўлиб ҳисобланади. Масалан, 1 литр оддий сувдан дейтерийни синтез қилишда ажралиб чиқадиган энергия 350 литр бензинни ёққанда ажраладиган энергияга тахминан тенг.

Термоядро реакциясини бошқариш ядро физикасидаги асосий муаммоларидан биридир. Бу муаммонинг асосий маъноси юқори температурали дейтерий плазмасида стационар режимни ҳосил қилишдан иборат. Бунинг учун плазма температураси тахминан 10^8 градусда туриши керак. Бу мақсадга плазмада яхши иссиқлик изоляцияси ўрнатилгандагина эришиш мумкин.

11-§. Элементар заррачалар

Элементар заррачалар деганда материянинг энг кичик заррачалари бўлиб улар майдонлар билан ўзаро таъсир этган-

да ўзини мустақил тута оладиган заррачаларга айтилади. Бу заррачалар ўзларини бир бутун шаклда сақлайдилар деб қаралади ва материяни ташкил қилиб, уларнинг хусусиятларини характерлайди.

Элементар заррачаларга: электрон, протон, нейтрон, фотон, мезонлар, гиперонлар, нейтрино ва уларнинг баъзиларининг антизаррачалари киради.

Элементар заррачаларнинг хоссаларини, бир-бири билан таъсирини ва бир-бирига айланишини ўрганадиган физиканинг бўлимига элементар заррачалар физикаси дейилади. Элементар заррачаларни ўрганишдаги энг муҳим «қурол» энг катта энергияга эга бўлган космик нурланишдир ва тезлаткичлардир. Космик нурлар ёрдамида юқори энергиялар заррачалар таъсири остида элементар заррачаларни бир-бирига айланишини ҳам ўрганиш мумкин. Шу сабабли космик нурлар мавзусига алоҳида тўхталиб ўтамиз.

Космик нурлар. Космик фазони тўлдирувчи юқори энергияли стабил микро заррачаларга *космик нурлар* дейилади. Космик нурлар ионизацион камераларда, қоронғу шароитларда ҳам маълум ионизацион ток мавжудлиги ва бу токнинг миқдори камерани 4 км дан баландликка кўтарилганида ошиб боришининг сабаби сифатида кашф этилган. 1910 йилда Гесс ва Колгертер Ер сатҳидан 4 км ва ундан баландликда ионизацион камерада ионизацион токнинг ҳосил бўлишини асосий сабаби олам фазодан Ерга етиб келаётган корпускуляр нурланиш-космик нурлардир, деб фараз қилди.

Космик нурлар бирламчи ва иккиламчи нурлар бўлади. Олам фазодан тушаётган бирламчи космик нурлар — асосан протонлардан иборатдир, бу нурларнинг энергиялари 10^{10} эВ, айрим заррачаларнинг энергияси 10^{18} эВ га ҳам етади. Бу космик нурлар Ер атмосферасига етиб келиб, иккиламчи космик нурларни вужудга келтиради. Бу нурлар таркибида бизга маълум бўлган барча элементар заррачалар мавжуддир. Бирламчи космик нурларнинг таркиби қуйидаги жадвалда келтирилган.

Ядролар группаси	Заряд сони	Ўртача масса сони, А	Умумий оқимдаги проценти
Протонлар	1	1	92,9
Гелий ядроси (заррача)	2	4	6,3
Энгил ядролар	3 ÷ 5	10	0,13
Ўртача ядролар	6 ÷ 9	14	0,4
Оғир ядролар	> 10	31	0,18
Ўта оғир ядролар	> 20	51	0,06

Тахминларга қараганда космик нурлар асосан галактикадан, ҳатто энергияси $10^{17} \frac{\text{эВ}}{\text{нуклон}}$ бўлган нурлар галактикадан ташқаридан бизгача етиб келади. Энергияси нисбатан кам бўлган космик нурлар Қуёш атрофидан бизга етиб келади.

Ер сатҳидан 20 км баландликдан пастроқда иккиламчи космик нурлари бошланади. Бирламчи космик нурлар энергияси катта заррачалар атмосфера билан тўқнашиб катта группа заррачаларини ҳосил қилади, яъни заррачалар жаласини вужудга келтиради. Бу жала 1928 йилда академик Скобельцин томонидан Вильсон камераси ёрдамида қайд қилинган. Инглиз физиклари Блеккет ва Оккиалини бошқариш мумкин бўлган Вильсон камераси ёрдамида элементар заррачалар жаласини магнит майдон таъсирида, икки томонга огишини кўрсатади. Дирак назариясига асосан жала таркибида мусбат зарядланган электрон-позитрон мавжудлиги исбот қилинди.

Позитрон электронга қарама-қарши заррача бўлиб, элементар заррачаларнинг ҳозирги замон назариясига асосан ҳамма элементар заррачалар ўзларининг қарама-қарши жуфтларига эга, масалан, электрон — позитрон, нейтрино — антинейтрино, протон — антипротон, нейтрон — антинейтрон. Агар иккала жуфт, яъни электрон — позитрон ўзаро тўқнашса, бир-бирини емиради (аннигиляцияланади), натижада иккала заррачанинг тинчлигидаги массасига тўғри келувчи энергия ажралиб чиқади.

Космик нурларни Ер сатҳида қўрғошинда ютилиши ўрганилиб, бу нурнинг «юмшоқ» ва «қаттиқ» компонентлардан иборат эканлиги экспериментал исбот қилинади. «Юмшоқ» компонента электронлардан, позитронлардан, фотонлардан иборат бўлиб, моддаларда (хусусан 10 см қалинликка эга бўлган қўрғошинда) тез ютилади «қаттиқ» компонентаси мезонлар экани исбот қилинди. Мезонларнинг массаси $m_{\mu} = 207 m_e$ бўлиб, электронларга нисбатан моддаларда камроқ ютилади. Элементар заррачалар жаласининг вужудга келиш процесси анча мураккаб бўлиб, элементар заррачалар физикасининг махсус бўлимларида ўрганилади.

Космик нурларнинг тадқиқ қилиниши ва энг кучли тезлаткичлар ёрдамида олинган ядро реакцияларининг тадқиқ қилиниши массаси протон массасидан каттароқ бўлган заррачалар — гиперонлар группасининг ва бошқа заррачаларнинг кашф қилинишига имкон берди. Элементар заррачаларнинг

маълум бўлган айрим группалари қуйидаги жадвалда келтирилган. Жадвалдан кўриниб турибдики, иккита заррача:

Элементар заррачалар

Группаси	Заррача	Символи		Тинчлик-даги масса см, m бир лигида	электр заряди e — барилгида	Яшаш вақти, с
		заррачалар	анти заррачалар			
Фотонлар	Фотон	γ	γ	0	0	∞
Лептонлар	нейтрино	ν	$\bar{\nu}$	0	0	∞
	электрон	e^-	e^+	1	-1	∞
	мю- мезон	μ^-	μ^+	206,7	-1	$2,2 \cdot 10^6$
Мезонлар	Пи- мезон	π^0	π^0	264,2	0	$2,2 \cdot 10^{16}$
		π^+	π^-	273,2	1	$2,6 \cdot 10^{-8}$
	K- мезонлар	K^+	K^-	966,6	1	$1,2 \cdot 10^{-8}$
		K^0	\bar{K}^0	974	0	10^{-8}
нук- протон лон нейтрон	p	\bar{p}	1836,1	+1	∞	
	n	\bar{n}	1838,5	0	1013	
Барионлар	лямбда-гиперон сигма-гиперонлар	Λ	$\bar{\Lambda}$	2182	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$
		Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2327	+1	$0,8 \cdot 10^{-10}$
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2331	0	$< 10^{11}$
		Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2340	-1	$1,6-15 \cdot 10^{-10}$
	кси- гиперонлар	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2565	0	$1,5 \cdot 10^{-10}$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	2580	-1	$1,2 \cdot 10^{-10}$

фотон ва нейтраль пион — антизаррачаларга эга эмас. Бундай ҳолларда шу заррачаларнинг ўзи антизаррачалар билан бир хил қийматга эга. Элементар заррачалар асосан, фотонлар, лептонлар, мезонлар ва барионлар группасига бўлинади.

Фотонлар — электромагнит нурланиш квантлари бўлиб, зарядланган элементар заррачалар билан ўзаро таъсир қилади. Лептонлар — антизаррачалари нейтрино, электрон ва манфий нонлар бўлиб, енгил заррачалардир. Улар ўз-ўзлари ва бошқа заррачалар билан ўзаро таъсир қилишлари мумкин. Мезонларнинг массалари нуклонлар массаларидан кичик, лептонлар массаларидан катта бўлиб, лептонлар ва барионлар орасидаги заррачалардир. Барионлар группаси эса нуклон ва гиперон каби оғир заррачаларни бирлаштиради.

12-§. Ұзаро таъсирларнинг турлари

Ядро ўзаро таъсирларининг: кучли, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсир кўринишлари бор. Кучли ўзаро таъсир нуклонлар орасида, мезонлар ҳосил бўлишида намоён бўлади. Кучли ўзаро таъсир зарядларга боғлиқ бўлмайди. У қисқа вақтли таъсир бўлиб, $\sim 10^{-15}$ м дан кичик масофалардан мавжуддир. Масалан, ядродаги нуклонлар ўзаро таъсири нуклонлар зарядига боғлиқ эмас. Лекин ядродаги зарядланган заррачалар орасидаги электромагнит ўзаро таъсир нейтраль ва зарядланган заррачалар массалари ҳар хил бўлишига олиб келади. Кучли таъсир кўп сонли ядро реакцияларининг рўй беришига ва катта энергияли заррачалар тўқнашганда π ва k мезонларни вужудга келишига олиб келади. Ядро таъсир жараёнлари жуда кичик вақтда (10^{-24} с) юз беради.

Электромагнит ўзаро таъсир эса ядродаги протонларнинг ўзаро таъсирларини, электрон — позитрон жуфтлари ҳосил бўлиши аннигиляцияланиши каби процессларни характерлайди. Электромагнит ўзаро таъсир кучи кучли таъсир кучидан ~ 137 марта кичикдир.

Кучсиз электромагнит ўзаро таъсир эса кўпинча мюонларнинг ядролар билан ўзаро таъсири пайтида, ядродан чиқаётган емирилиш процесси пайтида намоён бўлиб, бу ўзаро таъсир кучи кучли таъсири кучидан 10^{10} марта кичик. Кучсиз процесслар $10^{-8} \div 10^{-10}$ с вақт оралиғида кечади; ва кучсиз таъсир радиуси жуда кичик бўлиб, ҳозиргача ўлчанмаган, лекин кучли таъсир доирасидан бир неча минг марта кичик бўлиб, $\sim 10^{-17}$ м деб тахмин қилинади.

Юқорида келтирилган ўзаро таъсирлар ёрдамида экспериментал ва назарий ядро физикасида учрайдиган кўпгина эффектлар тушунтирилади.

3

МУНДАРИЖА

Сўз боши	3
Кириш	4

Ї бўлим

МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

1- б о б. Моддий нуқталар ва қаттиқ жисмлар механикаси

1- §. Моддий нуқталар кинематикаси. Механик ҳаракат	6
2- §. Ҳаракатнинг асосий қонунлари	7
3- §. Қаттиқ жисм айланма ҳаракати кинематикаси	11
4- §. Моддий нуқта ва қаттиқ жисмнинг илгарилама ҳаракати динамикаси. Ньютон қонунлари ва уларнинг физик моҳияти	14
5- §. Импульс (ҳаракат миқдори) ва унинг сақланиш қонуни	18
✓ 6- §. Иш, қувват ва механик энергия	21
7- §. Энергиянинг сақланиш қонуни	24
8- §. Қаттиқ жисм айланма ҳаракатининг динамикаси. Қаттиқ жисмнинг инерция маркази	25
9- §. Қўзғалмас ўқ атрофида қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати.	27
10- §. Айланаётган жисмнинг ихтиёрий ўққа нисбатан инерция моменти	31
11- §. Механик кучлар ва уларнинг турлари	32

2- б о б. Механик тебранишлар ва тўлқинлар

1- §. Гармоник тебранима ҳаракат ва унинг тенгламаси	36
2- §. Гармоник тебранима ҳаракатда тезлик ва тезланиш	38
3- §. Сўнувчи тебранишлар	39
4- §. Бир хил йўналишга эга бўлган гармоник тебранишларни қўшиш. Тенкили тебранишлар	40
5- §. Физик маятник	42
6- §. Гармоник тебранима ҳаракат энергияси	44
● 7- §. Мажбурий тебранима ҳаракат. Резонанс ҳолисаси	45
● 8- §. Ҳазаро тик тебранишларни қўшиш. Лиссажу шакллари	47
● 9- §. Тўлқинлар ва уларнинг асосий характеристикалари	48
10- §. Товуш тўлқинлари. Товушнинг характеристикалари	52

3- б о б. Сууюқлик ва газлар механикасининг асосий тушунчалари

1- §. Сууюқлик ва газларда босим	54
2- §. Оқим чизиқлари ва пайлари. Оқимнинг узлуксизлиги	55

3- §.	Бернулли тенгламаси	57
4- §.	Ламинар ва турбулент оқим	58
5- §.	Жисмларнинг суюқликлар ва газлардаги ҳаракати ва бу ҳаракатнинг айрим қонуни	59
6- §.	Г. Стокс қонуни	61

II бўлим

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

4- б о б. Газлар молекуляр-кинетик назариясининг асослари

1- §.	Молекуляр физика ҳақида. Газларнинг ҳолатини характерловчи параметрлари	63
2- §.	Идеал газ тушунчаси ва изопроцесслар	64
3- §.	Идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламаси	66
4- §.	Газ абсолют температурасининг молекуляр ўртача кинетик энергиясига боғлиқлиги	68
5- §.	Идеал газ ҳолат тенгламаси	70
6- §.	Молекулалар ҳаракатининг ўртача квадратик тезлиги	71
7- §.	Молекулалар сошми тезликлар бўйича тақсимланиши (Максвелл тақсимоти)	72
8- §.	Молекулалар эркинлик даражаси. Энергиянинг эркинлик даражаси бўйлаб тақсимоти. Газнинг ички энергияси	74

5- б о б. Термодинамика асослари

1- §.	Термодинамиканинг умумий тушунчалари	77
2- §.	Газнинг ҳажми ўзгарганда бажарган иши	78
3- §.	Солиштирма ва моляр иссиқлик сифими	79
4- §.	Термодинамиканинг I қонуни	80
5- §.	Термодинамиканинг биринчи қонунини газ изопроцессларига қўлланилиши	81
6- §.	Термодинамиканинг I қонунини адиабатик процессларга қўлланилиши	82
7- §.	Термодинамиканинг II қонуни ҳақида тушунча	83

6- б о б. Реал газлар. Агрегат ҳолатлар ва фазавий ўтишлар

1- §.	Реал газ. Ван-дер Ваальс тенгламаси ва унинг таҳлили	85
2- §.	Модда агрегат ҳолатининг ўзгариши	87
3- §.	Реал газларнинг ички энергияси	89
4- §.	Газ, суюқлик ва қаттиқ жисмлар орасидаги айрим ўхшашликлар	90

III бўлим

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

7- б о б. Электростатика

1- §.	Электр заряди. Заряд сақланиш қонуни. Кулон қонуни	94
2- §.	Электростатик майдон. Майдон кучланганлиги	98
3- §.	Ўтказгичлар ва диэлектриклар. Диэлектрикларнинг қутбланиши	100

4- §.	Диэлектрикларда электр майдон кучланганлиги	102
5- §.	Электростатик майдон кучланганлигини ҳисоблаш	104
6- §.	Остроградский — Гаусс тенгламасининг қўлланилиши	106
7- §.	Электр майдоннинг иши ва потенциали	110
8- §.	Ўтказгичларнинг электр сифими	113
9- §.	Электростатик майдон энергияси	116

8- б о б. Ўзгармас ток

1- §.	Ўзгармас электр токи	118
2- §.	Ом қонуни	120
3- §.	Жоуль-Ленц қонуни	121
4- §.	Қаршиликларни улаш. Кирхгоф қондалари	123
5- §.	Металлар электр ўтказувчанлигининг элементар классик электрон назарияси	125
6- §.	Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси	127
7- §.	Термоэлектрон эмиссия	129
8- §.	Контакт потенциаллар фарқи	132
9- §.	Термоэлектрик ҳодисалар	136
10- §.	Газларда электр токи	137
11- §.	Суюқликларда электр токи	138
12- §.	Ярим ўтказгичлар	140

9- б о б. Токнинг магнит майдони

1- §.	Доимий магнитлар ҳақида	148
2- §.	Ампер қонуни	149
3- §.	Токларнинг магнит ўзаро таъсири	150
4- §.	Магнит индукцияси вектори. Магнит оқими. Лорентц кучи	150
5- §.	Холл эффекти	152
6- §.	Био-Савар-Лаплас қонуни	154
7- §.	Электромагнит индукция ҳодисаси	156
8- §.	Ўзиндукция ва ўзаро индукция ҳодисалари	157
9- §.	Моддаларнинг магнитланиши. Диамагнит, пара магнит ва ферромагнит моддалар	160

10- б о б. Электромагнит тебраниш ва тўлқинлар

1- §.	Электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш	163
2- §.	Сўнмас ва сўнувчи тебранишлар	165
3- §.	Ўзгарувчан ток ҳақида тушунча	166
4- §.	Электромагнит тўлқинлар •	168

IV бўлим

ОПТИКА

11- б о б. Ёруғликнинг табиати ва геометрик оптиканинг айрим элементлари ҳақида умумий тушунчалар

1- §. Ёруғликнинг табиати	173
2- §. Оптиканинг бўлимлари	175
3- §. Геометрик оптиканинг элементлари	176
4- §. Ферма принципи	179
5- §. Ёруғликнинг сферик сиртларда синиши	180
6- §. Юпқа линзалар	181
7- §. Линзаларнинг нуқсонлари	184
8- §. Оптик асбоблар	186
9- §. Ассий фотометрик катталиклар	188

12- б о б. Ёруғлик интерференцияси

1- §. Ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси	190
2- §. Когерент нурларни олиш усуллари	192
3- §. Оптик йўлнинг узунлиги	194
4- §. Юпқа пленкаларда интерференция ҳодисаси	195
5- §. Интерферометрлар	197

13- б о б. Ёруғликнинг дифракцияси

1- §. Гюйгенс—Френель принципи	200
2- §. Френельнинг зоналар методи	200
3- §. Тор тирқишдаги ёруғликнинг дифракцияси	203
4- §. Дифракцион панжара ва унинг қўлланилиши	204
5- §. Оптик асбобларнинг ажратиш қобилияти	205
6- §. Кўп ўлчовли структураларда дифракция	206

14- б о б. Ёруғликнинг қутбланилиши

1- §. Табiiй ва қутбланган ёруғлик	207
2- §. Ёруғликнинг қайтишида ва синишида қутбланиши	208
3- §. Ёруғликнинг иккига ажралиб синишида қутбланиши	209
4- §. Малюс қонуни	210
5- §. Сунъий анизотропик муҳитларда ёруғликни қутбланиши	211
6- §. Қутбланиш текислигининг айланиши	212

15- б о б. Ёруғлик дисперсияси

1- §. Ёруғликнинг нормал ва аномал дисперсияси	214
2- §. Спектрал анализ ҳақида тушунча	217

16- б о б. Ёруғликнинг ютилиши ва сочилиши

1- §. Ёруғликнинг ютилиши	219
2- §. Ёруғликнинг сочилиши	221

17- б о б. Квант—оптик ҳодисалар

1- §. Иссиқлик нурланиши ва Кирхгоф қонуни	222
2- §. Абсолют қора жисмнинг нурланиш қонунлари	224

3- §. Фотоэлектрик эффект	227
4- §. Комптон эффекти	228
5- §. Ёруғлик босми	229
6- §. Рентген нурлари	231
7- §. Ёруғлик люминесценцияси ҳақида тушунча	232
8- §. Флуоресценция ва фосфоресценция ҳодисалари	235

18- боб. Нисбийлик назарияси элементлари

1- §. Умумий мулоҳазалар	236
2- §. Галилей алмаштиришлари ва унинг барбод бўлиши	237
3- §. Эйнштейн постулатлари. Лорент алмаштиришлари. Нисбийлик назариясининг асосий хулосалари	240
4- §. Массанинг ўзгариши. Масса ва энергия орасидаги боғланиш	243

V бўлим

АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ

19- боб. Атом тузилиши. Материянинг корпускуляр-тўлқин хоссалари. Квант механикаси ҳақида тушунча

1- §. Атом тузилиши назариясига кириш	245
2- §. Заррачаларнинг тўлқин назарияси. Луи де Бройль тўлқинлари	250
3- §. Квант механикасининг асосий ғоялари ва принциплари ҳақида	252

20- боб. Ядро физикаси элементлари

1- §. Атом ядросининг тузилиши ва уни характерловчи асосий катталиклар	257
2- §. Ядронинг боғланиш энергияси. Солиштирма боғланиш энергияси. Масса дефекти	262
3- §. Ядро кучлари ва унинг хоссалари. Ядронинг спини ва магнит momenti	263
4- §. Радиоактивлик	264
5- §. Силжиш қондаси	265
6- §. Радиоактив емирилиш қонуни	266
7- §. α ва β - емирилишлар назариясига доир	267
8- §. Гамма-нурланиш	270
9- §. Ионлаштирувчи нурланиш ва радиоактивликни характерловчи катталиклар	271

21- боб. Ядро реакциялари, ядро энергетикаси ва элементар заррачалар ҳақида тушунчалар

1- §. Ядро реакциялари	272
2- §. Сун'ий радиоактивлик	274

3- §.	Электрон-позитрон жуфтлари	275
4- §.	Ядро реакцияларининг асосий характеристикалари	276
5- §.	Трансуран элементлар	277
6- §.	Оғир ядроларининг бўлиниши	278
7- §.	Занжир реакция	279
8- §.	Уран ядросининг парчаланишини бошқариш	282
9- §.	Ядро реакторларининг қўлланилиши	284
10- §.	Термойдро реакциялари	284
11- §.	Элементар заррачалар	285
12- §.	Ўзаро таъсирларининг турлари	289

Абдуллаев Ф. А.

Физика: Олий ўқув юрт. учун дарслик. — Т. 1
Ўқитувчи, 1989. — 296. б.

Абдуллаев Г. Физика: Учебник для вузов.

22.3я78

На узбекском языке

ГАППАР АБДУЛЛАЕВ

Ф И З И К А

Учебник для студентов нефизических специальностей
ВУЗов

Ташкент «Ўқитувчи» 1989

Редактор М. Пўлатов

Расмлар редактори С. Соин

Тех. редактор Т. Скиба

Корректорлар М. Махмудхўжаева, Н. Абдуллаева

ИБ 4681

Теришга берилди 31.10.88. Босишга рухсат этилди 04.08. 89. Формати 84X
x108/32. Тип. қоғози №2. Литературная гарн. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма
усулида босилди. Шартли б. л. 15,54. Шартли кр. -отт. 15,54. Нашр. л. 15,0.
Тиражи 5000. Зак. № 2164. Баҳоси 80 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент—129, Навоий кўчаси, 30. Шартнома №18-113-88.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат
комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг Бош
корхонаси. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1989.

Головное предприятие ТППО «Матбуот» Государственного комитета УзССР по
делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Ташкент. ул. Навои, 30.