

53/07)

О.Ф.КАБАРДИН

# ФИЗИКА

*Справочник  
материаллар*

Ўқувчилар учун ўқув  
кўлланма

2000

ТОШКЕНТ „ЎҚИТУВЧИ“ 1992

Китобда мактаб физика курсининг асосий бўлимлари: механика, молекуляр физика, электродинамика, тебраниш ва тўлқин жараёнлар, квант физикаси қисқача баён қилинган. Китобнинг мақсади VII—XI синф физика курси бўйича билимларни си.темага солиш ва умумлартиришдан иборат бўлиб, бу унинг мазмунидаги тузилишида ўз аксини топди.

Қўлланмада VII дав XI синфга чар мактаб физика курсининг асосий мазмунининг қисқача мунгизам баёни берилади. Қўлланма юқори сияф ўкувчиларига ва ўрта мактабни туғатган кишиларга аввал ўрганилган материални тақорорлашда мустақил машқ қилиш учун щамда физикадан имтиҳонга тайёрланиш учун мўлжалланган.

Қўлланмада айрим темаларни қараб чиқиши тартиби ва батъи масалаларни группалаш дарсликларда қабул нилинган тартибдан фарқ қиласди, чунки китоб мактабда физика курсининг тегишли бўлимларини ўрганишдан сўнг фойдаланишга мўлжалланган. Алоҳида параграфга ажратилган материал, одатда, имтиҳон билетининг битта саволига мос келади.

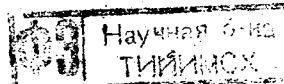
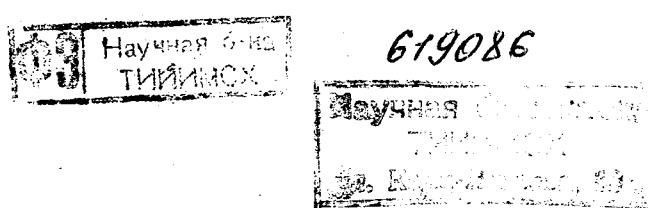
Параграф ўқиб чиқилганидан сўнг асосий физик тушунча ва катталикларни таърифлари қонулар

ифодаланишининг физик мъъноси қандай тушунилгани ва ёдда хотирлаб қолинганини тек ширш лозим. Кейин турли физик катталиклар орасидаги боғланиши ёзишининг алгебраик шаклига эътибоъ бериш ва формулаларни хотира бўйича ёзиш керак.

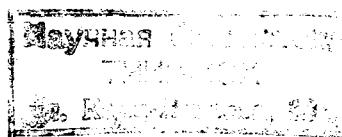
Физик курсининг ҳар бир бўлимини ўрганиши масалалар ечиш билан тугаллаш лозим.

Масаланинг шартини «Масалалар ечиш намуналари» бўлимидан ўқиб, масалани мустақил ечишга ҳарракат қилингиз ва ўз ечимиғизникитоб да келтирилган ечим билан таққослашингиз керак. Агар масалани мустақил ечишда қийинчиликлар вужудга келса, унинг ечилиши на- мунасни қараб чиқиш мумкин.

Агар мактаб программасидаги маълум бўлимни тақорорлаш зарур бўлса, мундариждан фойдаланиб, тегишли материални топиш мумкин.



619086

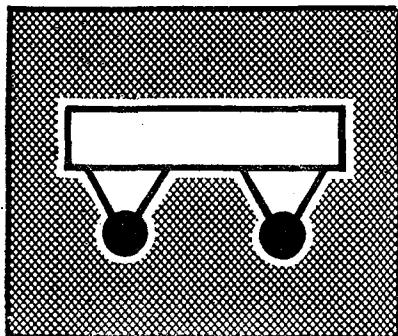


К 4306020000 227 308—90  
353(04)—90

ISBN 5—645—00914—2

© Издательство «Просвещение»  
1988 г.  
© Узбек тилига таржима,  
«Ўқитувчи» нашриёти, 1992 й.

# МЕХАНИКА



1. Механик ҳаракат . . . . .	4
2. Текис тезланувчан ҳа- ракат . . . . .	8
3. Айлана бўйлаб текис ҳаракат . . . . .	13
4. Ньютоннинг биринчи қонуни . . . . .	14
5. Жисмнинг массаси . . . . .	16
6. Куч . . . . .	19
7. Ньютоннинг иккинчи қонуни . . . . .	20
8. Ньютоннинг учинчи қонуни . . . . .	21
9. Бутун олам тортишиш қонуни . . . . .	22
10. Оғирлик ва вазнсизлик	25
11. Жисмларнинг оғирлик кучи таъсиридаги ҳара- кати . . . . .	27
12. Эластиклик кучи . . . . .	29
13. Ишқаланиш кучи . . . . .	31
14. Жисмларнинг мувоза- натлик шартлари . . . . .	33
15. Гидростатика эле- ментлари . . . . .	38
16. Импульснинг сақланиш қонуни . . . . .	42
17. Реактив ҳаракат . . . . .	43
18. Механик иш . . . . .	46
19. Кинетик энергия . . . . .	47
20. Потенциал энергия . . . . .	48
21. Механик жараёнларда энергиянинг сақланиш қонуни . . . . .	51
Масалалар ечиш намуналари	58
Мустақил ечиш учун ма- салалар . . . . .	68

## 1. МЕХАНИК ҲАРАКАТ

Жисмнинг фазодаги вазиятиниң вақт ўтиши билан бошқа жисмларга нисбатан ўзгариши жисмнинг *механик ҳаракати* дейилади.

Жисмларнинг механик ҳаракатини *механика* ўрганади. Механиканинг жисмларнинг массасини ва таъсир этувчи кучларни ҳисобга олмасдан ҳаракатнинг геометрик хоссаларини тавсифловчи бўйлими *кинематика* дейилади.

**Йўл ва кўчиш.** Жисмнинг нуқтаси ҳаракатланётган чизик ҳаракат траекторияси дейилади. Траекториянинг узунилиги ўтилган йўл дейилади. Траекториянинг бошлангич ва охирги нуқталарини туташтирувчи вектор *кўчиш* дейилади.

Жисмнинг ҳамма нуқталари айни пайтда бир хил ҳаракатланадиган жисм ҳаракати *илгариланма ҳаракат* дейилади. Жисмнинг илгариланма ҳаракатини тавсифлаш учун битта нуқтани танлаш ва унинг ҳаракатини тавсифлаш етарли (1-расм).

Жисмнинг ҳамма нуқталари траекторияси марказлари билан битта тўғри чизиқда ётган айланалардан иборат ва айланаларнинг ҳамма текисликлари шу тўғри чизиқка

перпендикуляр бўлган ҳаракат *айланма ҳаракат* дейилади (2-расм).

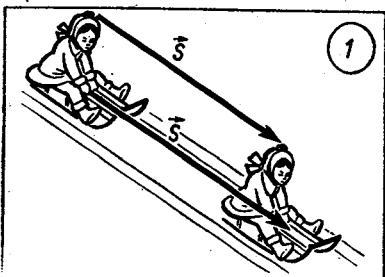
Илгариланма ва айланма ҳаракатлар жисмлар механик ҳаракатининг энг содда мисолларидир.

Автомобиль йўлда ҳаракатланганда унинг кузови илгариланма, фидирақлари эса ўқларига нисбатан айланма ҳаракат қиласи.

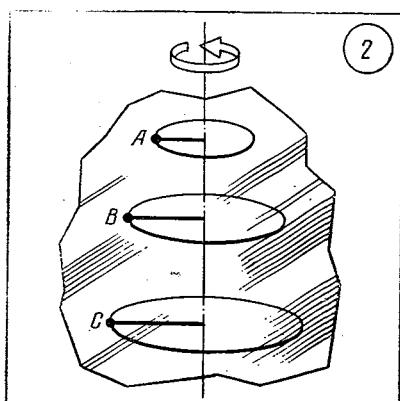
**Моддий нуқта.** Ҳаракатнинг берилган шароитларида ўлчамларини ҳисобга олмаса ҳам бўладиган жисм *моддий нуқта* дейилади.

Агар жисмнинг ўлчамлари у ўтадиган масофага қарангда ёки ундан бошқа жисмларгача бўлган мәсофалардан кичик бўлса, жисмни моддий нуқта сифатида қараш мумкин. 1 с да 8 км масофани учеб ўтадиган космик кемани Ер сиртидан кузатганда моддий нуқта деб қараш мумкин. Бирор космик кема ичидаги космонавт ўз кемасини моддий нуқта деб ҳисоблай олмайди.

Моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси тўғри чизик бўлганда ва ҳаракат йўналиши ўзгармаганда кўчиш векторининг модули ўтилган йўлга тенг бўлади. Агар нуқта эгри чизиқли траектория



1



2

бўйлаб ҳаракатланса, у ҳолда кўчиш векторининг модули ўтилган йўлдан кичик бўлади (3-расм).

Агар маълум шароитларда жисмни моддий нуқта деб қараш мумкин бўлса, биз жисмнинг координаталари ва жисмнинг ҳаракат траекторияси ҳақида гапирамиз.

**Мегр.** Жисмнинг координаталарини аниқлаш учун тўғри чизиқда икки нуқта орасидаги масофани ўлчай билиш зарур. Физик катталикни ўлжашнинг ҳар қандай жараёни ўлчанаётган катталикни унинг ўлчов бирлиги билан таққослашдан иборат. Узунликни ўлчаш учун бирлик ихтиёрий танланиши мумкин, лекин ҳо-

зирги пайтда фанда ва техника, савдода ва турмушда қулайлик учун ҳамма мамлакатларда узунликнинг битта бирлиги *метрдан* фойдаланишга шартлашилган.

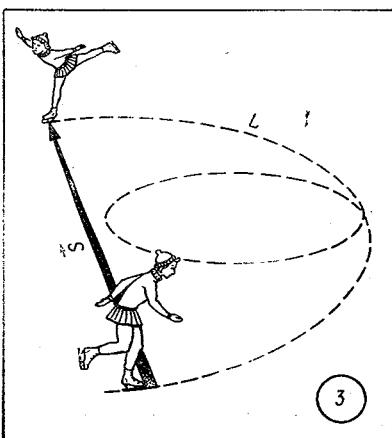
Узунлик бирлиги эталони — метр иридий ва платина-нинг жуда мустаҳкам қотишмасидан тайёрланган. Метр ер меридианининг тахминан

$\frac{1}{40\,000\,000}$  қисмига тенг.

Замонавий таърифга кўра метр — бу ёруғликнинг бўшлиқда секунднинг  $1/299\,792\,458$  улусида ўтган масофадир. Шундай қилиб, масофа бирлигининг замонавий таърифи вақт ўлчов бирлиги — секунднинг таърифи билан боғлиқ.

**Секунд.** Вақтни ўлчаш учун бирор табиий даврий жараён ёки маҳсус тайёрланган асбоб — соатда доимий тақрорланувчи жараён танлаб олинади.

Яқин вақтгача Қуёш ва юлдузлар ҳаракатини астрономик кузатишлар вақтни ўлчаш учун хизмат қилди. Қуёш ва юлдузларнинг суткалик



3

ҳаракати Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши сабабли рўй беради.

Бир сутка 24 соатга бўлиниди, 1 соат — 60 минутга, 1 минут — 60 секундга бўлиниди, шунинг учун 1 секунд сутканинг  $1/24 \cdot 60 \cdot 60$  улушкига тенг. Сутканинг давомийлиги астрономик кузатишлардан аниқланар эди. Аммо замонавий аниқ соатлар шамоллар ва океан оқимларининг ўзгариши сабабли, кўтарилишларнинг таъсири сабабли Ернинг ўз ўқи атрофида айланишигоҳ тезлашишини, гоҳ секинлашишини аниқлашга имкон беради. Атомлар ичидағи даврий жараёнлар қатъий тақрорланувчидир. Шунинг учун вақтни аниқ ўлчаш учун атом соатлардан фойдаланилади. Цезий атомида 9 192 631.770 та тебраниш содир бўлиши учун ўтган вақт секунд дейилади.

Халқаро бирликлар системасида (у қисқача СИ — Интернационал система деб белгиланади) узунлик ва вақт бошқа қатталикларга боғлиқ бўлмаган катталиклар деб қабул қилинган. Бунга ўхшаш катталиклар *асосий катталиклар* дейилади. Узунлик ва вақт халқаро бирликлар системасида асосий катталиклардир, улар шу системанинг бошқа катталикларини аниқлаш учун фойдаланилади.

**Саноқ системаси. Механик ҳаракатнинг нисбийлиги.** Жисм (нуқта) нинг механик ҳаракатини тавсифлаш учун унинг истаган пайтдаги координаталарини билиш керак. Моддий нуқтанинг координаталарини аниқлаш учун авва-

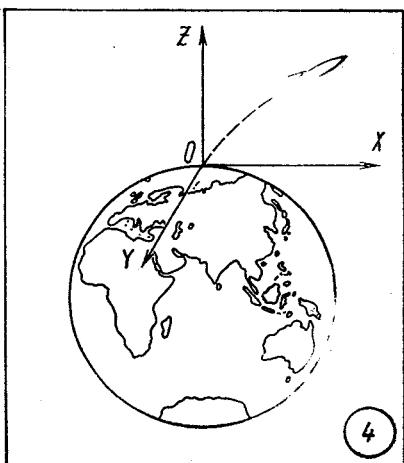
ло саноқ жисмини танлаш ва у билан координаталар системасини боғлаш керак. Механикада саноқ жисми кўпинча Ер ҳисобланади, у билан тўғри бурчакли декарт координаталар системаси боғланади (4-расм). Моддий нуқтанинг истаган пайтдаги вазиятини аниқлаш учун вақтнинг саноқ бошини ҳам бериш зарур.

Координаталар системаси, улар боғлиқ бўлган саноқ жисми ва вақт саноғи бошининг кўрсатилиши жисмнинг ҳаракати нисбатан қаралаётган саноқ системасини ташкил этади.

Жисм ҳаракати траекторияси, ўтилган йўл ва кўчиш саноқ системасини танлашга боғлиқ. Бошқача айтганда, **механик ҳаракат нисбийдир**.

**Тезлик.** Жисм ҳаракати жараёнининг миқдорий ҳаракетистикаси учун ҳаракат тезлиги тушунчаси киритилади.

Жисм илгариланма ҳаракатининг  $t$  пайтдаги *онаи тезлиги* деб, жуда кичик  $\Delta s$  кўчишнинг бу кўчиш содир бўл-



ган кичик  $\Delta t$  вақт оралығыга нисбатига айтилади:

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t}. \quad (1.1)$$

Ониң тезлик — вектор катталиктар.

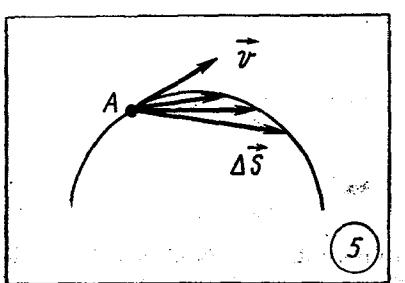
$\Delta t$  вақт оралығы давомийлигини кетма-кет камайтириб борганды  $\Delta \vec{s}$  күчиш вектори йұналиши жисм  $t$  пайтда ўтадынан ҳаракат траекториясынинг  $A$  нүктада ўтказилған уринмасига яқынлашади (5-расм). Шунинг учун  $\vec{v}$  тезлик вектори жисм ҳаракати траекториясынша  $A$  нүктада ўтказилған уринмада ётади ва жисм ҳаракати томон йұналған бўлади.

(1.1) формула тезлик бирлигини аниқлашга имкон беради.

Халқаро СИ системада масофа бирлиги — метр, вақт бирлиги — секунд, шунинг учун тезлик секундига метр билан ифодаланади:

$$\frac{1 \text{ м}}{1 \text{ с}} = 1 \text{ м/с.}$$

Секундига метр тўғри чизиқли ва текис ҳаракатланадиган нүктанинг тезлигига тенг, бунда нүкта 1 с вақт давомида 1 м масофага кўчади.



Тўғри чизиқли текис ҳаракат. Модули ва йұналиши бўйича ўзгармас тезлик билан бўладиган ҳаракат тўғри чизиқли текис ҳаракат дейилади. Тўғри чизиқли текис ҳаракатда жисм тўғри чизиқ бўйича ҳаракатланади ва исталған тенг вақт оралықларида бир хил йўлни босиб ўтади.

Тезликларни қўшишнинг классик қонуни. Жисмнинг ҳаракат тезликлари турли саноқ системаларида ўзаро қандай боғланганини аниқлаймиз. Бундай мисолни қараймиз. Вагон темир йўлнинг тўғри чизиқли қисмиде Ерга нисбатан  $\vec{v}_0$  тезлик билан текис ҳаракатланяпти. Йўловчи вагонга нисбатан  $\vec{v}'$  тезлик билан ҳаракатланмоқда  $\vec{v}_0$  ва  $\vec{v}'$  тезликлар векторлари бир хил йұналишда. Йўловчининг Ерга нисбатан тезлигини топамиз. Йўловчининг Ерга нисбатан кичик  $\Delta t$  вақт оралығида  $\Delta \vec{s}$  кўчиши шу вақт оралығида вагоннинг Ерга нисбатан  $\Delta \vec{s}_0$  ва йўловчининг вагонга нисбатан  $\Delta \vec{s}'$  кўчишларининг йиғиндинсига тенг (6-расм).

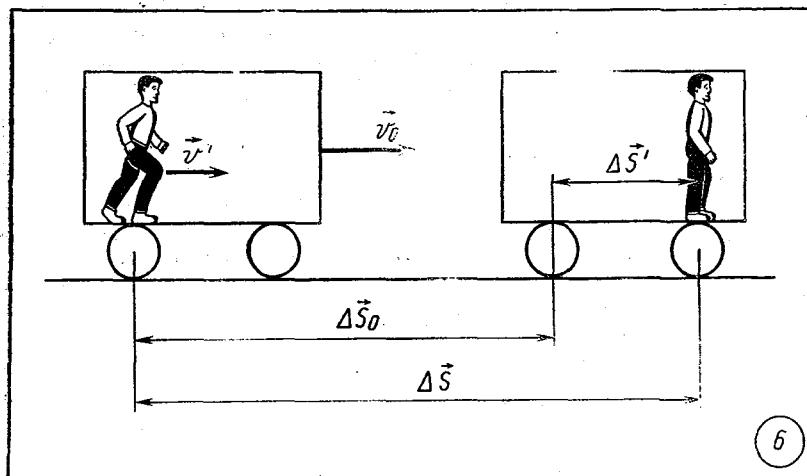
$$\Delta \vec{s} = \Delta \vec{s}_0 + \Delta \vec{s}' \text{ ёки}$$

$$\vec{v} = \vec{v}_0 \Delta t + \vec{v}' \Delta t.$$

Бундан йўловчининг Ерга нисбатан  $\vec{v} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t}$  тезлиги қуйидагига тенг:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}'. \quad (1.2)$$

Биз йўловчининг Ер билан боғлиқ саноқ системасида  $\vec{v}$  тезлиги йўловчининг вагон



6

билин боғлиқ саноқ система-  
сидаги  $\vec{v}'$  тезлиги ва вагон-  
ниң Ерга нисбатан  $\vec{v}_0$  тезлиги  
йиғиндиндига тенг эканини ҳо-  
сил қылдик.

Бу хulosы  $\vec{v}'$  тезлик и  $\vec{v}_0$

тезлик векторларининг иста-  
ган йұналишлари учун түғри-  
дир. (1.2) формула билан  
ифодаланувчи қонун *тезлик-  
ларни құшишнинг классик  
қонуны* дейилади.

## 2. ТЕКИС ТЕЗЛАНУВЧАН ҲАРАКАТ

Ҳар қандай жисмнинг реал шароитлардаги ҳаракати ҳеч қақон қатъий текис ва түғри чизиқди бўлмайди. Жисмнинг тенг вақт оралиқларда бир хил бўлмаган кўчишлар қиласидаги ҳаракати *текис бўлма-  
ган (нотекис)* ҳаракат дейилади.

**Тезланиш.** Жисмнинг тезлиги нотекис илгариланма ҳаракатда вақт ўтиши билан ўзгаради. Жисм тезлигининг ўзгариш жараёни тезланиш билан ифодаланди.  $\Delta\vec{v}$  тезлик векторининг жуда кичик ўзгаришининг бўлган жуда кичик  $\Delta t$  вақт оралиғига нисбатига тенг бўлган вектор катталик *тезланиш*

дейилади:

$$\vec{a} = \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t}. \quad (2.1)$$

Агар  $\Delta t$  вақт оралиғида жисм траекториянинг  $A$  нуқтасидан  $B$  нуқтасига кўчган бўлса ва унинг тезлиги  $\vec{v}$ , дан  $\vec{v}_2$  гача ўзгарган бўлса, бу вақт оралиғида  $\Delta\vec{v}$  тезликнинг ўзгариши  $\vec{v}_1$  ва  $\vec{v}_2$  векторлар айримасига тенг:

$$\Delta\vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1.$$

$\vec{a}$  тезланиш векторининг йұналиши  $\Delta\vec{v}$  тезлик ўзгариши вектори билан тезлик ўзгара-

диган  $\Delta t$  вақт оралигининг жуда кичик қийматларида устма-уст тушади.

Агар жисм түғри чизиқли ҳаракатланса ва унинг тезлиги модули бүйича ортиб борса, яъни  $v_2 > v_1$ , бўлса, у ҳолда тезланиш вектори йўналиши  $\vec{v}_2$  тезлик вектори йўналиши билан бир хил бўлади (7-расм); тезлик модуль бўйича камайганда, яъни  $v_2 < v_1$ , да, тезланиш вектори йўналиши тезлик вектори йўналишига қарама-карши бўлади (8-расм).

Жисм эгри чизиқли траектория бўйича ҳаракатланганда тезлик вектори йўналиши ҳаракат жараёнида ўзгаради, бунда  $\vec{a}$  тезланиш вектори  $\vec{v}_2$  тезлик векторига истаган бурчак остида йўналган бўлиши мумкин (9-расм).

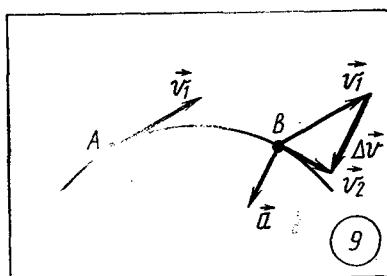
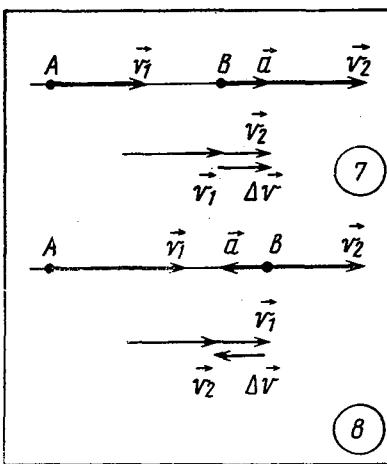
Нотекис ҳаракатнинг энг содда кўриниши — бу текис тезланувчан ҳаракатдир. Модули ва йўналиши бўйича ўзгармас тезланишли ҳаракат текис тезланувчан ҳаракат дейилади:

$$\vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \text{const.} \quad (2.2)$$

(2.1) формуладан, тезликни секундига метр билан, вақтни эса секунд билан ифодаланганда тезланиш **секунд квадратига метр билан ифодаланиши** келиб чиқади:

$$\frac{1 \text{ м/с}}{1 \text{ с}} = 1 \text{ м/с}^2.$$

Секунд квадратига метр түғри чизиқли ва текис тезланувчан ҳаракат қилувчи нуқтанинг тезланишига тенг,



бунда 1 с вақт ичидаги нуқтанинг тезлиги 1 м/с ўзгаради.

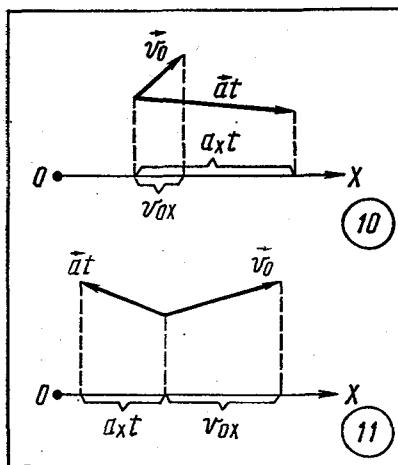
**Текис тезланувчан ҳаракат тезлиги.**  $\vec{v}_0$  бошланғич тезлик билан текис тезланувчан ҳаракатда  $\vec{a}$  тезланиш

$$\vec{a} = \frac{\vec{v} - \vec{v}_0}{t} \quad (2.3)$$

га тенг, бунда  $\vec{v}$  вектори пайтдаги тезлик. Бундан текис тезланувчан ҳаракатнинг тезлиги:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{a} t. \quad (2.4)$$

**Тезлик ва тезланиш проекциялари.** Тезлик ва тезла-



нишларни ҳисоблаш учун тенгламаларнинг вектор шаклидаги ёзувидан тенгламаларнинг алгебраик шаклидаги ёзувига ўтиш зарур.

$\vec{v}_0$  бошланғич тезлик ва  $\vec{a}$  тезланиш векторлари турли йұналишда бўлиши мумкин. Шунинг учун вектор шаклидаги (2.4) тенгламадан алгебраик шаклдаги тенгламага ўтиш жуда мураккаб масала бўлиши мумкин. Текис тезланувчан ҳаракат тезлигининг истаган пайтдаги модули ва йұналишини топиш масаласи қуидагича муваффақиятли ҳал қилиниши мумкин. Мълумки, иккى вектор йифинди-сининг бирор координата ўқига проекцияси<sup>1</sup> қўшилувчи векторларнинг ўша ўққа проекциялари йифиндисига генг.

Шунинг учун  $\vec{v}$  тезлик век-

<sup>1</sup> Векторнинг координаталар ўқидаги проекцияси деб, векторнинг боши ва охирининг проекциялари орасидаги кесманинг "+" ёки "-" ишора билан олинган узунлигига айтилади.

торининг ихтиёрий  $OX$  ўққа  $v_x$  проекциясини топиш учун  $v_0$  ва  $\vec{a} t$  векторларнинг ўша ўққа проекциялари алгебраик йифиндисини топиш керак:

$$v_x = v_{ox} + a_{xt}. \quad (2.5)$$

Агар векторнинг боши проекциясидан охир проекциясига томон ўқ йұналиши бўйича борилса, векторнинг ўққа проекциясини мусбат дейилади, акс ҳолда манфий дейилади.

Масалан, 10-расмда келтирилган  $v_0$  ва  $\vec{a} t$  векторларнинг жойлашиши ҳамда уларнинг  $OX$  ўққа  $a_{ox}$  ва  $a_{xt}$  проекциялари мусбат бўлади.  $v$  ва  $a t$  векторлар 11-расмдагидек жойлашганда  $v_{ox}$  проекция мусбат,  $a_{xt}$  проекция эса манфий бўлади.

**Тезликнинг графиги.** (2.5) тенгламадан текис тезланувчан ҳаракатнинг тезлиги проекциясининг вақтга боғланиши графиги тўғри чизиқ бўлиши келиб чиқади. Агар бошланғич тезликнинг  $OX$  ўққа проекцияси нолга тенг бўлса ( $v_{ox} = 0$ ), у ҳолда бу тўғри чизиқ координаталар бошидан ўтади (12-расм).

Бир хил  $\vec{v}_0$  бошланғич тезлик билан ва турли  $\vec{a}$  тезланишлар билан содир бўлувчи текис тезланувчан ҳаракатлар учун  $v_x$  тезлик проекциясининг  $t$  вақтга боғланиши графилари 13-расмда келтирилган.

Текис тезланувчан ҳаракатда жисмнинг кўчиши. Тўғри чизиқли текис ҳаракатда кўчиши векторнинг  $OX$  коор-

динаталар ўқига  $s_x$  проекцияси билан тезлик векторининг ўша ўққа  $v_x$  проекцияси ва  $t$  вақт орасидаги боғланишни аниқлаймиз.

Түғри чизиқли текис ҳаракатда  $v_x$  тезлик проекциясининг  $t$  вақтга боғланиш графиги абсциссалар ўқига параллел түғри чизик бўлади (14-расм).

Жисмнинг  $v$  тезлик билан (1.1 формулаға қаранг)  $t$  вақтда текис ҳаракатлангандаги  $s_x$  кўчиш проекцияси

$$s_x = v_x t \quad (2.6)$$

ифода билан аниқланади.

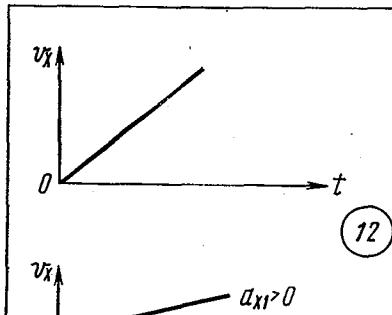
$OABC$  түғри тўртбурчак  $OA$  томонининг узунлиги (14-расмга қаранг) тезлик проекцияси  $v_x$  га пропорционал  $OC$  томоннинг узунлиги эса ҳаракат вақти  $t$  га пропорционал. Демак,  $OABC$  түғри тўртбурчакнинг юзи  $v_x t$  кўпайтмага ёки  $s_x$  кўчиш проекциясига түғри пропорционал.

Жисмнинг түғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатдаги кўчиши. Түғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатда жисм тезлиги  $v_x$  проекциясининг вақтга боғланиш графиги 15-расмда ифодаланган.

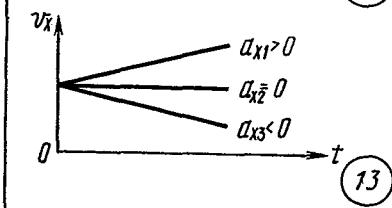
Түғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатда жисмнинг  $t$  вақт мобайнида кўчишини (аниқроғи, кўчиш проекциясини) ҳисоблаш учун аввал кичик  $\Delta t$  вақт оралиғидаги кўчишини топамиз.

Агар  $\Delta t$  вақт оралиғи жуда кичик бўлса, у ҳолда бу вақт оралиғидаги тезлик ўзгариши ҳам жуда кичик бўлади, яъни бу вақт оралиғидаги ҳаракатни текис ҳаракат деб ҳисоблаш мумкин.  $\Delta t$  вақт орали-

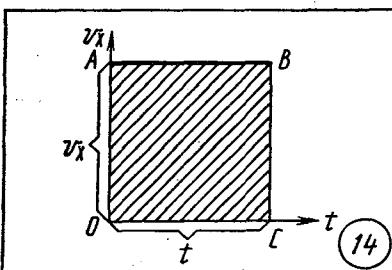
гининг ўртаси билан аниқланувчи пайтдаги оний тезликка тенг тезлик билан текис ҳаракатланганда  $\Delta t$  вақт орали-



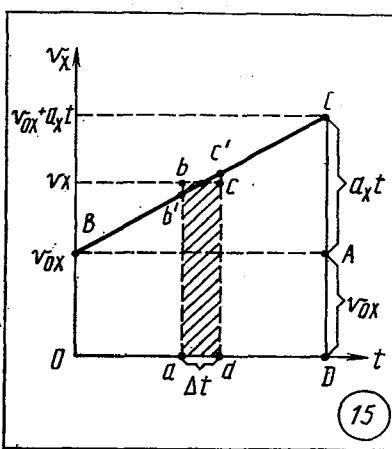
(12)



(13)



(14)



(15)

Гидаги  $\vec{s}$  күчишнинг  $\Delta s_x$  проекцияси  $\Delta s_x = v_x \Delta t$  га тенг ва  $abcd$  тўғри тўртбурчакнинг юзига пропорционал.  $abcd$  тўғри тўртбурчакнинг юзи  $ab'c'd'$  трапециянинг юзига тенг.

Одан  $t$  гача бўлган вақт оралиқларини кичик  $\Delta t$  вақт оралиқларига бўлиб, биз тўғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатда  $t$  вақтдағи күчиш проекцияси  $OBCD$  трапециянинг юзига пропорционал эканини ҳосил қиласиз.  $OBCD$  трапецияни  $OBAI$  тўғри тўртбурчак ва тўғри бурчакли  $ABC$  учбурчакдан иборат деб тасаввур қилиш мумкин. Улар юзларининг йиғиндиси қуидагига тенг:

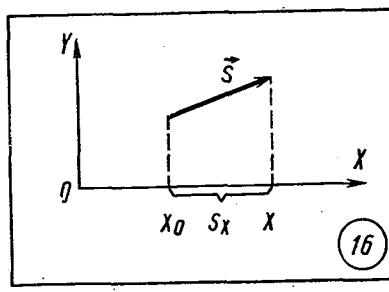
$$S_{OBCD} = |AD| \cdot |OD| + \\ + \frac{1}{2} |AC| \cdot |BA|.$$

Бундан тўғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатда күчиш проекцияси учун

$$s_x = v_{ox}t + \frac{a_x t^2}{2} \quad (2.7)$$

ифода ҳосил бўлади.

**Текис тезланувчан ҳаракатда нуқтанинг координати**



таси учун тенглама. Истаган  $t$  пайтда нуқтанинг  $x$  координатасини топиш учун нуқтанинг бошланғич  $x_0$  координатасига күчиш векторининг  $OX$  ўқдаги проекциясини қўшиш керак (16-расм):

$$x = x_0 + s_x. \quad (2.8)$$

(2.8) ва (2.7) ифодалардан

$$x = x_0 + v_{ox}t + \frac{a_x t^2}{2} \quad (2.9)$$

келиб чиқади.

Текис тезланувчан ҳаракатда жисмларнинг күчиш проекцияси билан охирги тезлик **Орасидаги боғланиш**. (2.5) ва (2.7) тен ламалардан охирги  $v_x$  тезлик, бошланғич  $v_{ox}$  тезлик ва  $a_x$  тезланиш проекцияларини жисмнинг  $s_x$  күчиш проекцияси билан боғловчи формулани ҳосил қилиш мумкин:

$$s_x = \frac{v_x^2 - v_{ox}^2}{2a_x}. \quad (2.10)$$

Бошланғич тезлик проекцияси нолга тенг бўлганда қуидаги ифодани ҳосил қиласиз.

$$s_x = \frac{v_x^2}{2a_x}. \quad (2.11)$$

Бу ифодадан  $s_x$  күчишнинг маълум проекцияси бўйича  $v_x$  тезлик ёки  $a_x$  тезланиш проекцияларини топиш мумкин:

$$v_x = \sqrt{2a_x s_x}, \quad (2.12)$$

$$a_x = \frac{v_x^2}{2s_x}. \quad (2.13)$$

### 3. АЙЛАНА БҮЙЛАБ ТЕКИС ҲАРАКАТ

Эгри чизиқли ҳаракатнинг ҳар хил турлари орасида жисмнинг айлана бүйлаб текис ҳаракати алоҳида қизиқиш уйғотади. Бу эгри чизиқли ҳаракатнинг энг оддий туриди. Шу билан бирга жисм траекториясининг етарлича кичик истаган қисмидаги эгри чизиқли ҳаракатини тахминан айлана бүйлаб текис ҳаракат деб қараш мумкин.

**Марказга интилма тезланиши.** Айлана бүйлаб текис ҳаракатда тезликнинг қиймати  $\vec{v}$  тезлик векторининг йўналиши эса ҳаракат жараёнида ўзгаради.  $R$  радиусли айлана бүйлаб текис ҳаракатланадиган жисмнинг тезланишини аниқлаймиз. Жисм  $\Delta t$  вақт оралиғида  $\Delta s = v \cdot \Delta t$  йўлни босиб ўтади. Бу  $\Delta s$  йўл  $AB$  ёй узунлигига teng (17-расм).  $A$  ва  $B$  нуқталардаги  $\vec{v}_A$  ва  $\vec{v}_B$  тезлик векторлари айланага шу нуқтада ўтказилган уринмалар бўйича йўналган,  $\vec{v}_A$  ва  $\vec{v}_B$  векторлар орасидаги  $\alpha$  бурчак  $OA$  ва  $OB$  радиуслар орасидаги бурчакка teng.

$\vec{a}$  тезланиш векторини топиш учун тезлик векторлари айримаси  $\vec{a} = \vec{v}_B - \vec{v}_A$  ни топиш ва тезлик ўзгаришининг бу ўзгариш содир бўлган кичик  $\Delta t$  вақт оралиғига нисбатини аниқлаш керак:

$$\vec{a} = \frac{\vec{v}}{\Delta t}.$$

$OAB$  ва  $BCD$  учбурчаклар-

нинг ўхшашлигидан

$$\frac{|OA|}{|AB|} = \frac{|BC|}{|CD|} \quad (3.1)$$

келиб чиқади. Агар  $\Delta t$  вақт оралиги кичик бўлса, у ҳолда  $\alpha$  бурчак ҳам кичик бўлади.  $\alpha$  бурчакнинг кичик қийматларида  $AB$  ватарнинг узунлиги тахминан  $AB \approx v \cdot \Delta t$ .  $|OA| = R$ ,  $|AB| = v \cdot \Delta t$  ва  $|CD| = \Delta v$  бўлгани учун (3.1) ифодадан

$$\frac{R}{v \cdot \Delta t} = \frac{v}{\Delta v}, \quad (3.2)$$

$$\Delta v = \frac{v^2 \cdot \Delta t}{R} \quad (3.3)$$

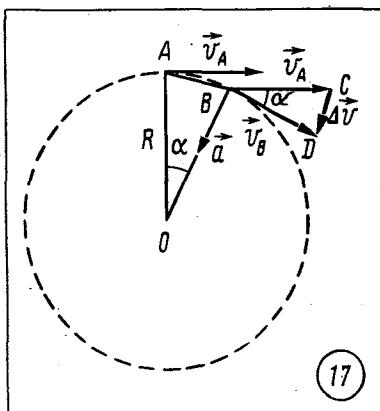
ни ҳосил қиласиз. Энди

$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad (3.4)$$

бўлгани учун (3.3) ва (3.4) ифодалардан:

$$a = \frac{v^2}{R} \quad (3.5)$$

17-расмдан  $\alpha$  бурчак қанчалик кичик бўлса,  $\vec{a}$  век-



торнинг йўналиши айлана марказига томон йўналишига шунча яқин бўлиши кўринади. а тезланиш вектори  $\Delta v$  векторнинг  $\Delta t$  вақт оралиғига нисбатига тенг бўлгани учун ( $\Delta t$  вақт оралиғи жуда кичик бўлиши шарти билан) айлана бўйлаб текис ҳаракатдаги тезланиш вектори айлана марказига йўналган бўлади.

Жисмнинг айланадаги вазияти ўзгарганда айлана марказига томон йўналиш ўзгаради. Демак, жисмнинг айлана бўйлаб текис ҳаракатида тезланиш модули ўзгармас қийматга эга бўлади, бироқ тезланиш вектори йўналиши вақт ўтиши билан ўзгаради. Айлана бўйлаб текис ҳаракатдаги тезланиш марказага интилма тезланиш дейилади.

**Давр ва частота.** Жисмнинг айлана бўйлаб ҳаракатланишида унинг бир марта тўлиқ айланиб чиқиши учун кетган вақт оралиғи давр дейилади. Жисмнинг айлана бўйлаб айланиш даври  $T$  ҳарфи

билан белгиланади. Айлананинг  $s$  узунлиги  $2\pi R$  га тенг бўлгани учун жисмнинг  $R$  радиусли айлана бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракатланишидаги айланиш даври

$$T = \frac{2\pi R}{v} \quad (3.6)$$

га тенг бўлади. Айланиш даврига тескари катталик *айланниш частотаси* дейилади. Айланиш частотаси грек ҳарфи „ню“ ( $\nu$ ) билан белгиланади ва жисм вақт бирлиги ичida айлана бўйлаб неча марта айланишини кўрсатади:

$$\nu = \frac{1}{T} \text{ ёки } \nu = \frac{v}{2\pi R}. \quad (3.7)$$

Частота бирлиги —  $1/c$ .

(3.5), (3.6) ва (3.7) формулаардан фойдаланиб, марказага интилма тезланишини ҳисоблаш формуласини ҳосил қилиш мумкин:

$$a = \frac{4\pi^2 R}{T^2} \quad (3.8) \text{ ва}$$

$$a = 4\pi^2 R \nu^2. \quad (3.9)$$

#### 4. НЬЮТОННИНГ БИРИНЧИ ҚОУНИ

Кинематикада жисмларнинг ўзаро таъсиралиши қонунларини аниқламасдан, жисмларнинг механик ҳаракатига турли мисоллар қараб чиқдик. Амалда жисмларнинг исталган пайдаги координаталарини ва тезлигини топиш учун одатда аввал жисмнинг номаълум тезланишини аниқлаш зарур. Жисмларнинг тезланиши уларнинг ўзаро таъсиралиши натижасида вужудга келади.

**Механиканинг жисмларнинг ўзаро таъсиралини ўр-**

ганувчи бўлими динамика дейилади.

Столнинг горизонтал сиртига аравачани қўямиз. Аравача тинч ҳолатда турибди. Аравача ҳаракатланиши учун нима қилиш керак? Горизонтал сирт бўйича исталган буюни, яъни аравачани ҳаракатлантириш учун аравачани олдидан тортиш ёки унинг орқасидан итариш кераклиги кундалик тажрибадан ҳар бир кишига яхши маълум. Шу мақсадда аравага от қўшила-

ди, кейин иссиқлик двигателлари, электр двигателлар, кашф қилинди ва улар замонавий транспорт воситалари: автомобиллар, тепловозлар, троллейбуслар, трамвайларга „күшилади“.

Инсониятнинг кўпгина авлодларига табиатда бундай қонун амал қилиниши, ҳаётий тажрибалари асосида яққол намоён бўлар эди; жисмлар уларга бошқа жисмлар таъсир этгандагина ҳаракатланади, ташқаридан таъсир бўлмаганда ҳар қандай ҳаракат ўз-ўзидан тўхтайди. Бироқ жисмларнинг механик ҳаракати ҳақидаги бундай тасаввурлар бутунлай хато бўлиб чиқди.

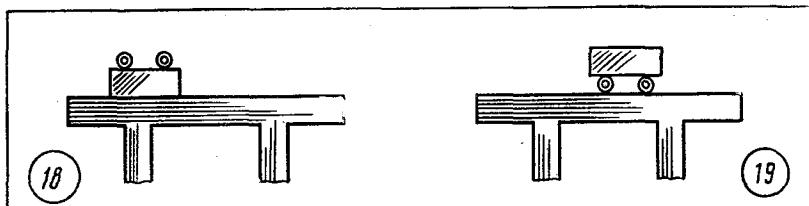
Иккита тажриба ўтказамиз. Биринчи тажрибада стол устида аравачанинг фидиракларини юқорига қилиб ағдариб қўямиз ва туртиб ҳаракатлантирамиз. Қисқа вақтдан кейин аравача ҳаракати тўхташини, бунда жуда қисқа йўл ўтилишини кўрамиз (18-расм). Иккинчи тажрибада аравачани фидираклари билан қўямиз ва ўшандай туртки билан ҳаракатлантирамиз. Бу тажрибада биринчи тажрибадаги ўшандай бошланғич тезликда аравача анча узоқ ҳаракатланади ва тўхтагунча анча мағофани босиб ўтади (19-расм). Аравачани яна узоқроқ ҳаракатлантириш ва ундан ҳам

кўпроқ йўл босиб ўтишига эришиш мумкинми? Тажрибалар ва амалиёт буни бажариш мумкинлигини кўрсатади. Аравача тезлигининг камайишига унинг атрофдаги жисмлар: ҳаракат содир бўлаётган сирт, атмосфера ҳавоси билан бўладиган ўзаро таъсиралишиш сабаб бўлади. Бундай ўзаро таъсиралишларни камайтириш учун фидиракларда подшипниклар қўлланилади, автомобилларга сўйри шакл берилади. Натижада замонавий автомобиль бирор тезликка эга бўлгандан сўнг йўлнинг горизонтал қисмida бир неча ўнлаб метрларгacha двигателини ўчириб ҳаракатланиши мумкин.

Агар моторли қайиқ двигатели ўчирилса, қайиқнинг ҳаракати дарҳол тўхтамайди. Қайиқ сувда тўғри чизиқли ҳаракатини давом эттиради.

Бироқ қайиқнинг тезлиги секин-аста секинлашади. Қайиқ тезлигининг ўзғаришига сабаб унга сувнинг таъсир кўрсатишидир.

Ҳар қандай жисмга бошқа жисмлар таъсир этмаса, жисм тинч ҳолатини сақлайди. Бирор  $\vec{v}$  тезлик билан ҳаракатланяётган жисм унга бошқа жисмлар таъсир қилгунча текис ва тўғри чизиқли ҳаракатида давом этади.



Жисмларнинг ҳаракати қонулари ҳақидаги бундай хуносаларга биринчи бўлиб италиялик олим Галилео Галилей (1564 – 1642) келди ва 1632 йилда матбуотда эълон қилди.

Ташқи таъсирлар бўлмаганда жисмларнинг ўз ҳаракат тезлигини сақлаш ҳодисаси инерция деб аталади.

Инерция ҳодисаси ҳар кимга ўзининг ҳаётий тажрибасидан таниш. Масалан, автомобиль кескин тўхтаганда (тормозланганда) йўловчи инерция туфайли аввалги тезлиги билан олдинга ҳаракатланишда давом этади.

**Инерциал саноқ системаси. Ньютоннинг биринчи қонуни.** Ҳар қандай жисмларнинг тинч туриши ва ҳаракати нисбийдир. Айни бир жисм бир саноқ системасида тинч ҳолатда бўлиб, иккинчи саноқ системасида эса тезланиш билан ҳаракатланиши мумкин. Инерция ҳодисаси қандай саноқ системаларида кузатилади ва бундай саноқ системаси мав-

жуидми? Бу саволга механиканинг асосий қонунларидан бири жавоб беради, у Ньютоннинг биринчи қонуни (ёки инерция қонуни) дейилади. Шундай саноқ системалари мавжудки, бу системаларга нисбатан илгарилама ҳаракатланувчи жисмлар уларга бошқа жисмлар таъсир этмаса ўз тезлигини ўзгармас сақлади.

Жисм ташқи таъсирлар бўлмаганда тўғри чизиқ бўйича ва текис ҳаракатланадиган саноқ системаси инерциал саноқ системаси дейилади.

Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системани одатда инерциал саноқ системалари дейилади. Бироқ ўлчашиб аниқлиги ортганда Ерда инерция қонунидан четлашишлар ҳам кузатилади. Ньютоннинг биринчи қонунига зид келувчи ҳодисалар Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши сабабли содир бўлади. Бундай ҳодисалар қаторига, масалан, эркин тушувчи жисмларнинг вертикал вазиятдан шарқ томон оғиши киради.

## 5 ЖИСМЛАРНИНГ МАССАСИ

**Жисмларнинг ўзаро таъсири.** Жисмларнинг ҳаракат тезлигини ўзгаририш сабаби ҳар доим унинг бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирлашиши ҳисобланади.

Автомобиль двигатели учирилгандан сўнг ўз ҳаракатини аста-секин секинлаштиради ва тўхтайди. Автомобилнинг ҳаракат тезлиги ўзгаришининг асосий сабаби – унинг фидирекларининг йўл сирти билан ўзаро таъсирлашувидир.

Ерда ҳаракатсиз ётган тўп

ҳеч қачон ўз-ўзидан ҳаракатга келмайди. Тўпнинг тезлиги унга бошқа жисмлар, масалан, футболчининг оёғи таъсир қилиши натижасидагина тезлиги ўзгарамади.

**Тезланиш модуллари нисбатининг ўзгармаслиги.** Икки жисм ўзаро таъсирлашганда доим ҳам биринчи, ҳам иккинчи жисмнинг тезлиги ўзгарамади, яъни иккала жисм тезланиш олади. Иккита ўзаро таъсирлашувчи жисмлар тезланишларининг модуллари

турлича бўлиши мумкин, лекин уларнинг нисбати ҳар қандай ўзаро таъсиралишларда ҳам ўзгармас бўлади:

$$\frac{a_1}{a_2} = \text{const.} \quad (5.1)$$

**Жисмларнинг инертиги.** Икки жисмнинг истаган ўзаро таъсиралишларида улар тезланишлари модулларининг нисбати ўзгармаслиги жисмлар бошқа жисмлар билан таъсирашганда уларнинг тезланишлари боғлиқ бўладиган бирор хоссага эга бўлишини кўрсатади. Жисмнинг тезланиши унинг тезлиги ўзгаришининг бу ўзгариш юз берган вақтга нисбатига тенг:

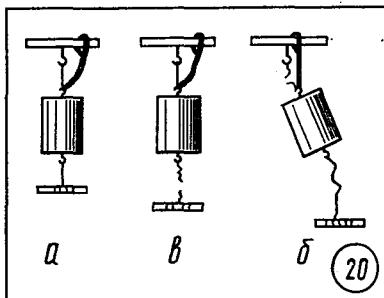
$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t}.$$

Жисмларнинг бир-бирига таъсири этиш вақти бир хил бўлгани учун катта тезланишга эга бўлган жисмнинг тезлик ўзгариши катта бўлади.

Жисмнинг тезлиги бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирашганда қанча кам ўзгарса, унинг ҳаракати инерция бўйича тўғри чизиқли текис ҳаракатга шунча яқин бўлади. Бундай жисм анча инерт дейилади.

Инертлик хоссасига ҳамма жисмлар эга. У шундан иборатки, жисм бошқа истаган жисмлар билан ўзаро таъсиралишида унинг тезлиги ўзгариши учун маълум вақт керак бўлади.

Жисмларнинг инертилик хоссасининг намоён бўлишини қуйидаги тажрибада кўриш мумкин. Ингичка ипга металл цилиндр осамиз (20-а расм), унинг остига ҳудди шундай



ип боғлаймиз. Тажриба пастки ипни аста-секин торта борсак, юқоридаги ип узилишини кўрсатади (20-б расм). Агар пастки ипдан кескин силтаб тортилса, юқоридаги ип бутун қолиб, пастки ип узилади (20-в расм). Бу ҳолда цилиндрнинг инертиги кўринади, бунда у қисқа вақт ичидаги ўз тезлигини ўзгартира олмайди ва юқоридаги ипнинг узилиши учун етарли бўлган сезиларли даражада силжишга улгурга олмайди.

**Жисмнинг массаси.** Жисмнинг бошқа жисмлар билан ўзаро таъсиралишида тезланиши боғлиқ бўладиган хоссаси **инертилик** дейилади. Жисм инертигигининг миқдорий ўлчови **жисмнинг массасидир**. Жисмнинг массаси қанча кагта бўлса, у ўзаро таъсиралишида шунчакам тезланиш олади.

Шунинг учун физикада ўзаро таъсирашувчи жисмлар массаларининг нисбати тезланишлар модуллари нисбатининг тескарисига тенг бўлиши қабул қилинган.

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{a_2}{a_1}. \quad (5.2)$$

Халқаро системада масса бирлиги учун платина ва ири-

дий қотишмасидан тайёрланган махсус эталоннинг массаси қабул қилинган. Бу эталоннинг массаси **килограмм** (кг) дейилади.

Истаган жисмнинг  $m_{ж}$  массасини топиш учун бу жисм массасининг  $m_{эт}$  эталони билан ўзаро таъсираштирилади.

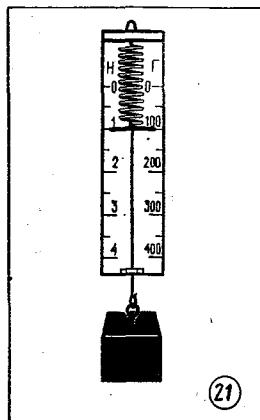
Масса тушунчасининг таърифига кўра ўзаро таъсирашувчи жисмлар массаларининг нисбати улар тезланишлари модулларининг тескари нисбатига teng (5.2). Жисмнинг  $a_{ж}$  ва эталоннинг  $a_{эт}$  тезланиш модулларини ўлчаб, жисмнинг  $m_a$  массасининг  $m_{эт}$  эталон массасига нисбатини топиш мумкин:

$$\frac{m_{ж}}{m_{эт}} = \frac{a_{эт}}{a_{ж}}. \quad (5.3)$$

Жисм  $m_{ж}$  массасининг  $m_{эт}$  эталон массасига нисбати уларнинг ўзаро таъсирашшида эталон  $a_{эт}$  тезланиши модулининг жисм  $a_{ж}$  тезланиш модулига нисбатига teng.

Жисмнинг массаси эталон массаси билан ифодаланиши мумкин:

$$m_{ж} = m_{эт} \frac{a_{эт}}{a_{ж}}. \quad (5.4)$$



**Жисмнинг массаси унинг инертилигини ифодаловчи физик катталикларидир.**

**Массани ўлчаш.** Жисмларнинг массаларини ўлчаш учун фанда, техникада ва кундалик ҳаётда жисмларнинг ўзаро таъсирашшида тезланишларини аниқлаш йўли билан жисм массасини эталон массаси билан таққослаш усули жуда кам қўлланилади. Одатда жисмларнинг массаларини тарози ёрдамида таққослаш усулидан фойдаланилади

Тортишда массаларни аниқлаш учун ҳамма жисмларнинг Ер билан ўзаро таъсирашшибилиятидан фойдаланилади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир хил массали жисмлар ерга бир хилда тортилади. Жисмларнинг Ерга бир хил тортилишини, масалан, пружинага бир хил массали жисмларни навбат билан осиб пружинанинг бир хил чўзилишига кўра аниқлаш мумкин.

Маълум массали эталон жисмлар тўплами—тошлардан фойдаланиб, пружинали тарозиларни даражалаштириш мумкин ва кейин улар ёрдамида пружинанинг чўзилишига қараб, жисмларнинг массасини ўлчаш мумкин (21-расм).

Тажрибанинг кўрсатишича, агар  $m_1$  ва  $m_2$  массали иккита жисм олиб, улар бирлаштирилса ва ҳосил бўлган жисмнинг массаси ўлчанса, у ҳолда унинг  $m_3$  массаси шу жисмларнинг  $m_1$  ва  $m_2$  массалари йигиндиси а тенг бўлади:

$$m_3 = m_1 + m_2. \quad (5.5)$$

Бу жисмларнинг массасини тенг елкали тарозиларда тош-

лар түплами ёрдамида мувозанатлаш билан аниқлашга имкон беради.

**Модданинг зичлиги.** Жисмнинг  $m$  массасининг унинг  $V$  ҳажмига нисбати модданинг зичлиги дейилади:

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Зичлик куб метрга килограмм (килограмм тақсим куб метр) билан ифодаланади: зичликнинг бирлиги  $1 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

## 6. КУЧ

**Куч ва тезланиш.** Инерциал саноқ системаларида жисм тезлигининг ҳар қандай ўзгариши бошқа жисмлар таъсирида юз беради. Бир жисмнинг иккинчи жисмга таъсирини тавсифлаб, биз кўпинча кучсиз, кучли ёки жуда кучли таъсир ҳақида гапирамиз. Бироқ масалан, хоккейчи клюшкасининг шайбага таъсирини тавсифлашда „кучли зарб“, „кучсиз зарб“ сўзларининг маъноси бир жисмнинг иккинчисига таъсирининг миқдорий ўлчови бўлмагунча мутлақо ноаниқдир. Физикада бир жисмнинг иккинчисига таъсирини миқдорий ифодалаш учун „куч“ тушунчаси киритилади.

Ўзаро таъсирашувчи икки жисмдан фақат биттасининг тезланишини билиш керак бўлиб, иккинчи жисмни қарамаса ҳам бўлса, у ҳолда тезланиши вужудга келтирувчи бир жисмнинг иккинчисига таъсири жисмга таъсир қилиувчи куч дейилади.

Агар пружинанинг учига аравачани маҳкамлаб, пружина тортилса, пружина таъсирида аравача тезланувчан ҳаракат қиласи. Бинобарин, чўзилган пружина томонидан ара-

вачага куч таъсир қиласи. Бу кучни *эластиклик кучи* дейилади. Эластиклик кучи фақат пружина қандай чўзилганига боғлиқ бўлиб, у қайси жисмга маҳкамланганига боғлиқ эмас.

Кучга бошқа мисол — Ер сиртида ҳар қандай жисмга таъсир қилиувчи *огирлик кучидир*.

Жисмларнинг ўзаро таъсиралиши уларнинг тезликларини ҳам модули бўйича, ҳам йўналиши бўйича турлича ўзгаришига олиб келиши мумкин. Шунинг учун куч фақат сон қиймати билан эмас, балки йўналиш билан ҳам характерланади.

Куч — вектор катталик бўлиб, уни  $\vec{F}$  ҳарфи билан белгиланади.

Куч векторининг йўналиши учун куч таъсир қилаётган жисм тезланиши векторининг йўналиши қабул қилинади.

Халқаро бирликлар системасида куч бирлиги учун  $1 \text{ кг}$  массали жисмга  $1 \text{ м}/\text{s}^2$  тезланиш берадиган куч қабул қилинади. Бу бирлик Ньютон ( $\text{Н}$ ) дейилади:

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

## 7. НЬЮТОННИНГ ИККИНЧИ ҚОНЫНИ

**Ньютоннинг иккинчи қонуни.** Куч ва жисмнинг тезланиши орасидаги боғланиш тажриба асосида аниқланади. Чўзилган пружина ёрдамида аввал битта аравачага таъсир қиласиз ва унинг  $t$  вақт да-

вомида ўтган  $s_1$  йўли бўйича (22-расм) ҳаракати  $a$  тезланиши модулини ҳисоблаймиз.

Кейин ўша пружинанинг ўзини иккита аравачага маҳкамлаймиз, яъни биринчи тажрибадагига қараганда массаси икки марта ортиқ бўлган жисмдан фойдаланамиз (23-расм.)

Иккинчи тажриба шуни кўрсатадики, ўшандай куч таъсирида аравача ўша  $t$  вақт давомида биринчи тажрибадагидан икки марта кам  $s_2$  йўлни босиб ўтади (23-расм), яъни икки марта кам тезланиш билан ҳаракатланади. Бу эса айни бир куч турли жисмларга таъсир этганда жисм массасининг унинг тезланишига кўпайтмаси бир хил бўлишини билдиради. Юқорида тавсифланганга ўхшаш тажриба-

лар асосида Ньютон механиканинг асосий қонунларидан бирини ифодалади: жисмга таъсир этувчи куч жисм масасининг бу куч вужудга келтирадиган тезланишга кўпайтмасига тенг:

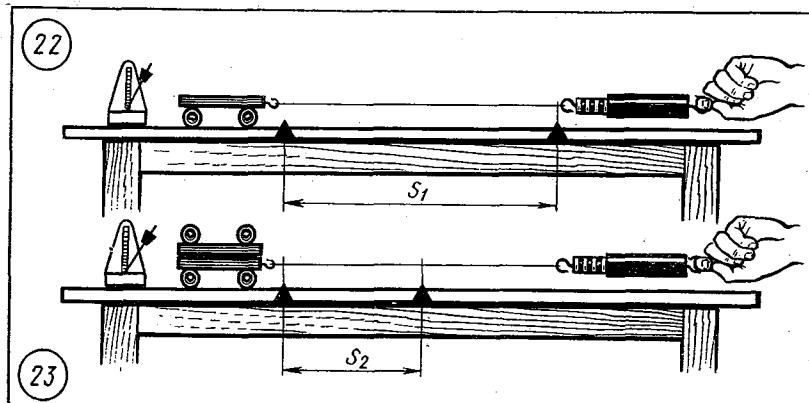
$$\vec{F} = m\vec{a}. \quad (6.1)$$

Бу қонун *Ньютоннинг иккинчи қонуни* дейилади.

Ньютоннинг иккинчи қонунидан жисмнинг тезланишини аниқлаш учун жисмга таъсир этувчи кучни ва жисмнинг массасини билиш керак:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (6.2)$$

(6.1) ифодани юзаки қараш керак эмас ва гўёки куч жисмнинг массаси ҳамда тезланишига боғлиқ ёки жисмнинг массаси унинг тезланишига ва таъсир этувчи кучга боғлиқ деган холоса чиқариш керак эмас. Ньютоннинг иккинчи қонунининг маъноси шундан иборатки, жисмга таъсир этувчи кучлар жисм ҳа-



ракати тезлигини эмас, балки жисм тезлигининг ўзгаришини аниқлади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни фақат инерциал саноқ системаларида бажарилади.

**Кучларни қўшиш.** Бир жисмга бир қанча жисм бир вақтда таъсир қилганда жисм ҳар бир жисм таъсири остида вужудга келиши мумкин бўлган тезланишларнинг вектор йигиндиси бўлган тезланиш

билин ҳаракатланади. Жисмнинг бир нуқтасига қўйилган унга таъсир қилувчи кучлар векторларни қўшиш қоидаси бўйича қўшилади. Жисмга бир вақтда таъсир қилувчи кучларнинг вектор йигиндиси *тенг таъсир этувчи куч* дейилади;  $\vec{F}$  куч (24-расм) оғирлик кути  $\vec{F}_{\text{ов}}$  ва  $\vec{N}$  таянч реакциянинг тенг таъсир этувчисидир.

## 8. НЬЮТОННИНГ УЧИНЧИ ҚОНУНИ

$m_1$  ва  $m_2$  массали икки жисм ҳар қандай ўзаро таъсирилашганда жисмлар оладиган тезланишларининг модуллари нисбати ўзгармас бўлиб қолади ва жисмлар массалари нисбатининг тескарисига тенг бўлади:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Бундан жисмлар массаларининг улар тезланишларининг модулларига кўпайтмалари учун

$$m_1 a_1 = m_2 a_2 \quad (8.1)$$

тenglik келиб чиқади.

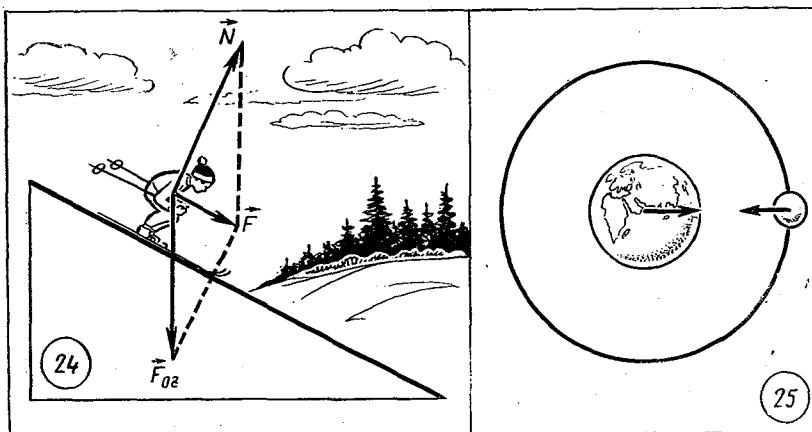
Жисмлар ўзаро таъсирилашганда улар тезланишларининг векторлари қарама-қарши йўналган бўлади. Буни ҳисобга олган ҳолда (8.1) тенглама

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad (8.2)$$

куринишни олади.

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра биринчи жисмга таъсир қилувчи  $\vec{F}$ , куч  $\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_1$  га тенг, иккинчи жисмга таъсир этувчи  $\vec{F}_2$  куч эса  $\vec{F}_2 = m_2 \vec{a}_2$  га тенг. Бундан

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \quad (8.3)$$



тенгликни ҳосил қиласиз,  
Ньютоннинг учинчи қонун  
дайилади.

Жисмлар бир-бирига мо-  
дули бўйича тенг ва йўна-  
лишлари қарама-қарши бит  
та тўғри чизиқ бўйлаб йў-  
налган кучлар билан таъси-  
етади.

Икки жисм ўзаро таъсир  
лашганда вужудга келадига-  
куchlар доим бир хил табиатга  
эга. Масалан, агар Ер Ойни  
тортишиш кучи билан ўзига  
тортса, у ҳолда Ой томонидан

## 9. БУТУН ОЛАМ ТОРТИШИ

Жисмларнинг эркин ту-  
шиши. Жисмларнинг бўшлиқ-  
да Ерга тушиши жисмларнинг  
эркин тушиши дайилади. На-  
сос ёрдамида ичидан ҳавоси  
сўриб олинган шиша найда  
қўргошин бўлаги, пўкак ва  
енгил пат найда тушишида  
унинг тубига баравар етади  
(26-расм). Демак, эркин туши-  
шида ҳамма жисмлар, улар-  
нинг массасига боғлиқ бўлма-  
ган ҳолда бир хил ҳаракатла-  
нади.

Эркин тушиш текис тезла-  
нувчан ҳаракатдир.

Жисмларнинг бўшлиқда  
ерга тушишидаги тезланиши  
эркин тушиши тезланиши дей-  
илади. Эркин тушиш тезла-  
ниши  $\vec{g}$  ҳарфи билан белгила-  
нади. Ер шари сиртида эркин  
тушиш тезланиши модули тах-  
минан  $9,8 \text{ м/с}^2$  га тенг:

$$\vec{g} \approx 9,8 \text{ м/с}^2.$$

Агар ҳисоблашда жуда кат-  
та аниқлик талаб қилинmasa,  
у ҳолда Ер сирти яқинида эр-

Ерга таъсир қилувчи модули  
бўйича тенг ва қарама-қарши  
йўналган куч ҳам тортишиш  
кучи бўлади (25-расм).

Ньютоннинг учинчи қонун  
ни қўлланишда шуни ёдда  
тушиш керакки, модули бўйи-  
ча тенг ва қарама-қарши йў-  
налган таъсир ҳамда қарши  
(акс) таъсир кучлари ҳар хил  
жисмларга қўйилган бўлиб,  
шу сабабли бир-бирини муво-  
ванатлай олмайди.

Ньютоннинг учинчи қонуни  
фақат инерциал саноқ систе-  
маларида бажарилади.

## ОНЫНИ

кин тушиш тезланишининг  
модули  $10 \text{ м/с}^2$  га тенг деб қаб-  
ул қилинади.

Ҳар хил массали эркин ту-  
шаётган жисмлар тезланиши  
қийматининг бир хил бўлиши  
жисм эркин тушиш тезлани-  
ши оладиган куч жисм массаси-  
га пропорционал бўлиши ҳа-  
қида далолат беради. Бу Ер-  
нинг ҳамма жисмларга таъсир  
қиласидиган тортилиш кучи  
оғирлик кучи дайилади:

$$\vec{F}_{\text{ов}} = m \vec{g}. \quad (9.1)$$

Оғирлик кучи Ер сирти  
яқинидаги истаган жисмга ҳам,  
Ер сиртидан 1 м масофада ҳам,  
самолётлар учадиган  
10 км масофада ҳам таъсир  
қиласиди. Оғирлик кучи Ердан  
яна катта масофаларда ҳам  
таъсир қиласими? Оғирлик  
кучи ва эркин тушиш тезлани-  
ши Ергача бўлган масофага  
боғлиқми? Бу саволлар усти-  
да кўпчилик олимлар ўйлади-  
лар бироқ уларга биринчи  
марта XVII асрда буюк инглиз

**физиги Исаак Ньютон (1643—1727) жавоб берди.**

**Оғирлик күчининг масофа-га боғлиқлиги.** Ньютон бундай фараз қилди, оғирлик кучи Ердан истаган масофада таъсир қиласди, бироқ унинг қиймати Ер марказидан масофасининг квадратига тескари пропорционал равишда камайди. Бу фаразни ердан катта масофада жойлашган бирор жисмнинг тортилиш күчини ўлчаб ва уни шу жисмнинг ер сирти яқинидаги тортилиш кучи билан таққослаб текшириш мумкин.

Ньютон ердан анча катта масофада оғирлик кучи таъсирида жисмнинг ҳаракат тезланишини аниқлаш учун Ойнинг ҳаракатини астрономик кузатишлар натижаларидан фойдаланди.

У, Ернинг Ойга таъсир этувчи торгишиш кучи Ер сирти яқинида ҳар қандай жисмга таъсир этувчи оғирлик күчининг ўзи деб фараз қилди. Бинобарин, Ойнинг Ер атрофидаги орбита бўйлаб марказга интилма тезланишини ҳисоблаб топди. У ҳақиқатан ҳам  $27 \cdot 10^{-3}$  м/с<sup>2</sup> га тенг бўлиб чиқди.

Нинг Ерга эркин тушиши тезланишидан иборатdir.

Ер марказидан Ой марказигача бўлган масофа 384000 км га тенг. Бу Ер марказидан унинг сиртигача бўлган масофадан 60 марта ортиқ.

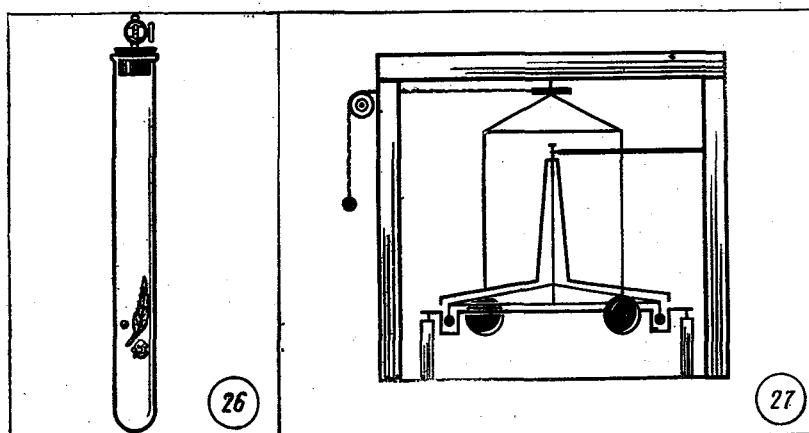
Агар оғирлик кучи Ер марказидан бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камайса, Ой орбитасида эркин тушиш тезланиши Ер сирти яқинидаги эркин тушиш тезланиши  $g$  дан (60)<sup>2</sup> марта кичик бўлиши кепак:

$$g_{\text{ой}} = \frac{g}{(60)^2},$$

$$g_{\text{ой}} = \frac{9.8 \text{ м/с}^2}{3600} \approx 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2.$$

Ньютон Ой орбитаси радиусининг ва Ер атрофида айланиш даврининг маълум қиматлари бўйича Ойнинг марказга интилма тезланишини ҳисоблаб топди. У ҳақиқатан ҳам  $27 \cdot 10^{-3}$  м/с<sup>2</sup> га тенг бўлиб чиқди.

Эркин тушиш тезланишининг назарий йўл билан олдиндан айтилган қиймати аст-



роңомик кузатишлар асосида топ илган қийматга мөс келди. Бу Ньютоннинг, оғирлик кучи  $R$  Ер марказидан ҳисобланган масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камайиши ҳақидаги фаразининг түғрилиги ни исботлади:

$$F_{\text{ор}} \approx \frac{1}{R^2}. \quad (9.2)$$

**Бутун олам тортишиш қонуни.** Ой Ер атрофида ҳаралтлангани каби Ер ҳам ўз навбатида Қуёш атрофида айланади. Меркурий, Венера, Марс, Юпитер ва Қуёш системасидаги бошқа планеталар Қуёш атрофида айланади. Ньютон планеталарнинг Қуёш атрофидаги ҳаракати Қуёшга йўналган ва ундан масофанинг квадратига тескари пропорционал тортиш кучи таъсирида юз беришини исботлади. Ер Ойни тортади, Қуёш—Ерни, Қуёш—Юпитерни тортади, Юпитер эса ўз йўлдошларини торгади ва ҳоказо. Бундан Ньютон Коинотдаги ҳамма жисмлар ўзаро бир-бирини тортади, деган холоса чиқарди.

Қуёш, планеталар, кометалар, юлдузлар ва Коинотдаги бошқа жисмлар орасида таъсири қилувчи ўзаро тортишиш кучини Ньютон **бутун олам тортишиш кучи** деб атади.

Ойга Ер томонидан таъсири қиладиган бутун олам тортишиш кучи Ой массасига пропорционал (9.1- формулага қаранг). Равшанки, Ерга Ой томонидан таъсири қиладиган бутун олам тортишиш кучи Ер массасига пропорционал. Бу кучлар Ньютоннинг учинчи қонунига асосан ўзаро тенг. Бинобарин, Ой билан Ер ора-

сида таъсири қилувчи бутун олам тортишиш кучи Ер массасига ва Ой массасига пропорционал, яъни уларнинг массалари кўпайтмасига пропорционал.

Аниқланган қонуниятларни—оғирлик кучининг ўзаро таъсирилашувчи жисмлар орасидаги масофага ва уларнинг массаларига боғлиқлигини— Коинотдаги ҳамма жисмларнинг ўзаро таъсирилашишига татбиқ қилиб, Ньютон 1682 йилда **бутун олам тортишиш қонунини** кашф қилди: ҳамма жисмлар бир-бирига тортилади, бутун олам тортишиш кучи жисмларнинг массалари кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал:

$$F_{\text{ор}} = G \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (9.3)$$

Бутун олам тортишиш кучларининг векторлари жисмларни туташтирувчи тўғри чизик бўйича йўналган.

Бундай шаклдаги бутун олам тортишиш қонуни жисмлар ўлчамлари улар орасидаги масофадан анча кичик бўлганда ҳар қандай шаклдаги жисмлар орасидаги ўзаро таъсири кучларини ҳисоблаш учун фойдаланилиши мумкин. Ньютон бир жинсли шарсимон жисмлар учун берилган шаклдаги бутун олам тортишиш қонуни жисмлар орасидаги масофа истаганча бўлганда ҳам қўлланилади. Бу ҳолда жисмлар орасидаги  $R$  масофа учун шарларнинг марказлари орасидаги масофа қабул қилинади.

Бутун олам тортишиш куч-

ларини гравитацион кучлар, пропорционаллик коэффициенти  $G$  ни эса бутун олам тортишиш қонунида гравитацион доимийлик дейилади.

**Гравитацион доимийлик.** Агар ер шари билан бүр бүлгели орасида тортишиш кучи мавжуд бўлса, у ҳолда эҳтимол, ер шарининг ярми билан бўр бўлгели орасида тортишиш кучи бор. Ер шарини бундай фикран бўлишни давом эттириб, биз гравитацион кучлар юлдузлардан ва планеталардан тортиб, молекула, атомлар ҳамда элементар заррачаларгача хар қандай жисмлар орасида таъсир қилиши керак деб фараз қиласиз. Бу фаразни инглиз физиги Генри Кавендиш (1731—1810) 1788 йилда тажрибада исботлади.

Кавендиш ўлчамлари учун катта бўлмаган жисмларнинг гравитацион ўзаро таъсирини аниқлашга оид тажрибаларини бурама тарози ёрдамида бажарди. Диаметрлари тахминан 5 см дан бўлган иккита бир хил қўрошин шар ингичка мис симга осилган 2 м узун-

## 10. ОФИРЛИК ВА ВАЗНИКСИЗЛИК

**Жисмнинг оғирлиги.** Техникада ва турмушда жисмнинг оғирлиги тушунчаси кенг фойдаланилadi.

Жисмнинг Ерга тортилиши натижасида таянчга ёки осмага таъсир қиладиган куч жисмнинг оғирлиги дейилади.

Жисмнинг  $\vec{P}$  оғирлиги, яъни жисмнинг таянчга таъсир кучи ва таянчнинг жисмга таъсир қилувчи  $\vec{F}_{\text{вл}}$  эластиклик кучи

ликдаги стерженга маҳкамланган. Кавендиш кичик шарлар қаршисига диаметри 20 см ли катта қўрошин шарлар ўрнатди (27-расм). Тажрибаларнинг кўрсатишича, бунда кичик шарли стержень буралди, бу эса қўрошин шарлар орасида тортишиш кучи борлигидан далолат беради.

Османинг буралишида вужудга келадиган эластилик кучи стерженнинг бурилишига қаршилик кўрсатади. Бу куч буриши бурчагига пропорционал. Шарларнинг гравитацион ўзаро таъсир кучини османинг бурилиш бурчагига қараб аниқлаш мумкин.

Кавендиш тажрибасида шарларнинг  $m_1$ , ва  $m_2$  массалари, улар орасидаги  $R$  масофа маълум эди, гравитацион ўзаро таъсир кучи  $F_t$  бевосита ўлчанар эди, шунинг учун тажриба бутун олам тортишиш қонунидаги гравитацион доимийлик  $G$  ни аниқлашга имкон берди. Замонавий маълумотларга кўра у қуйидагига тенг:

$$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}.$$

(28-расм). Ньютоннинг учинчи қонунига мувофиқ модули жиҳатидан тенг ва ўналиши қарама-қарши бўлади:

$$\vec{P} = -\vec{F}_{\text{вл}}. \quad (10.1)$$

Агар жисм горизонтал сиргда тинч ҳолатда ёки текис ҳаракатланаётган бўлса ва унга фақат  $\vec{F}_{\text{вл}}$  оғирлик кучи ҳамда таянч томонидан  $\vec{F}_{\text{вл}}$  эластиклик кучи таъсир қилса, у ҳол-

да бу кучларнинг вектор йиғиндисининг нолга тенг бўлишидан

$$\vec{F}_{\text{ор}} = -\vec{F}_{\text{эл}} \quad (10.2)$$

тенглик келиб чиқади. (10.1) ва (10.2) ифодаларни таққослаб,

$$\vec{P} = \vec{F}_{\text{ор}} \quad (10.3)$$

ни ҳосил қиласиз, яъни ҳаракатсиз ёки текис ҳаракатланувчи горизонтал таянчдаги жисмнинг  $\vec{P}$  оғирлиги  $\vec{F}_{\text{ор}}$  оғирлик кучига тенг, лекин бу кучлар турли жисмларга қўйилган.

Жисм ва таянч тезланувчан ҳаракатланганда  $\vec{P}$  оғирлик  $\vec{F}_{\text{ор}}$  оғирлик кучидан фарқ қиласи.

Ньютоннинг иккинчи қонунiga кўра  $m$  массали жисм  $\vec{F}_{\text{ор}}$  оғирлик кучи ва  $\vec{F}_{\text{эл}}$  эластиклик кучи таъсирида  $\vec{a}$  тезланиш билан ҳаракатланганда

$$\vec{F}_{\text{ор}} + \vec{F}_{\text{эл}} = m\vec{a} \quad (10.4)$$

тенглик бажарилади.

(10.1) ва (10.4) тенгликлардан  $P$  оғирлик учун қўйида гиларни ҳосил қиласиз:

$$\vec{P} = \vec{F}_{\text{ор}} - m\vec{a} = mg - m\vec{a} \quad (10.5)$$

ёки

$$\vec{P} = m(\vec{g} - \vec{a}). \quad (10.6)$$

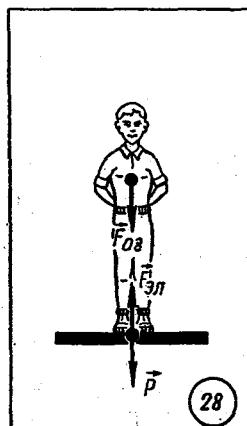
$\vec{a}$  тезланиш пастга вертикаль йўналган лифтнинг ҳарати ҳолини қараб чиқамиз. Агар  $OY$  координаталар ўқини пастга вертикаль йўналтирасак, у ҳолда  $\vec{P}$ ,  $\vec{g}$  ва  $\vec{a}$  векторлар  $OY$  ўқига параллел бўлиб қолади (29-расм), уларнинг проекциялари эса мусбат бўлади, бунда (10.6) тенглама

$$P_{\text{эл}} = m(g_{\text{эл}} - a_{\text{эл}})$$

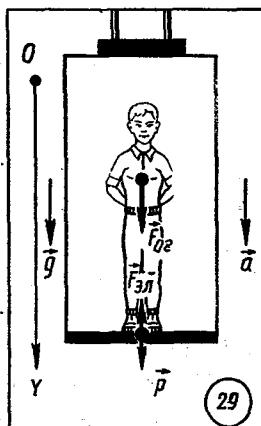
кўрининишини олади. Векторларнинг проекциялари мусбат ва координаталар ўқига параллел бўлса, уларни векторларнинг модуллари билан алмаштириш мумкин.

$$P = m(g - a). \quad (10.7)$$

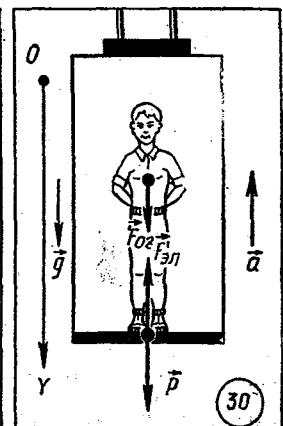
Тезланишнинг йўналиши эркин тушиш тезланиш йўна-



28



29



30

лиши билан бир хил бўлган жисмнинг оғирлиги ҳаракатсиз тинч турган жисмнинг оғирлигидан кичик бўлади.

**Вазнсизлик.** Агар жисм таянч билан бирга эркин тушиса, у ҳолда  $a = g$  бўлади ва (10.7) формуладан  $P = 0$  келиб чиқади.

Таянчнинг эркин тушиш тезланиши билан ҳаракатланишида оғирлигининг йўқолиши **вазнсизлик** дейилади.

Самолёт ёки космик кема ҳаракати йўналиши ва тезлик модули қийматига боғлиқ бўлмаган ҳолда улар эркин тушиш тезланиши билан ҳаракатланганда вазнсизлик ҳолати кузатилади. Ер атмосферасидан ташқарида реактивдвигателлар ўчирилганда космик кемага фақат бутун олам тортишиш кучи таъсири қиласи. Бу куч таъсирида космик кема ва унинг ичидаги ҳамма жисмлар бир хил тезланиш билан ҳаракатланади; шунинг учун кемада вазнсизлик ҳодисаси кузатилади.

## 11. ЖИСМЛАРНИНГ ОҒИРЛИК КУЧИ ТАЪСИРИДАГИ ҲАРАКАТИ

Жисмларнинг оғирлик кучи таъсиридаги ҳаракати ҳақидағи масалани қараб чиқамиз. Агар жисм кўчишининг модули Ер марказигача бўлган ма-софадан анча кичик бўлса, у ҳолда ҳаракат вақтидаги бутун олам тортишиш кучини доимий деб, жисмнинг ҳаракатини эса текис тезланувчан ҳаракат деб ҳисоблаш мумкин. Жисмларнинг оғирлик кучи таъсиридаги ҳаракатининг энг оддий усули—нолга teng бошланғич тезлик билан эркин тушишидир. Бу ҳолда жисм Ер

**Ўта юкланиш.** Жисм ва янчнинг юқорига вертикал равишдаги тезланиш билан ҳаракатланишида (30-расм) жисмнинг оғирлиги унга таъсири қилувчи оғирлик кучидан ортиқ бўлади.

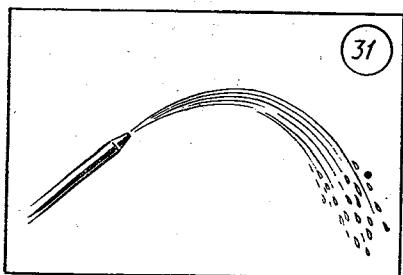
Бу ҳолда  $P_{\text{эл}}$  ва  $g_{\text{эл}}$  нинг проекциялари мусбат,  $a_{\text{эл}}$  нинг проекцияси эса манфий бўлади. Шунинг учун жисм оғирлигининг модули учун

$$P = m(g + a) \quad (10.8)$$

ифодани ҳосил қиласиз.

Жисм оғирлигининг таянч ёки османинг тезланувчан ҳаракати туфайли ортиши ўта юкланиш дейилади. Космонавтлар космик кема кўтарилиши вақтида ҳам, космик кема қалин атмосфера қатламига киришида тормозланиши вақтида ҳам ўта юкланиш сезадилар. Юқори пилотаж фигураларини бажаришда учувчилар катта тезланиш билан ҳаракатланаётган автомобиль ҳайдовчилари ҳам ўта юкланиш сезадилар.

марказига томон йўналишда эркин тушиш тезланиши билан тўғри чизиқли ҳаракат қиласи. Агар жисмнинг бошланғич тезлиги нолдан фарқли ва бошланғич тезлик вектори вертикал бўйича йўналган бўлса, у ҳолда жисм оғирлик кучи таъсирида эркин тушиш тезланиши билан эгри чизиқли траектория бўйича ҳаракатланиди. Бундай траектория шаклини горизонтга нисбатан бирор бурчак остида оқиб чиқаётган сув оқими яққол тасвирлайди (31-расм).



31

Жисм бирор баландликдан ер сиртига параллел ҳолда отилганда бошланғич тезлик қанча катта бўлса, учиш узоқлиги шунча катта бўлади.

Бошланғич тезликнинг қиймати катта бўлганда Ернинг шарсимонлигини ва траекториянинг турли нуқталарида оғирлик кучи вектори йўналишининг ўзгаришини ҳисобга олиш зарур.

**Биринчи космик тезлик.** Ер сиртига уринма бўйича отилган жисм бошланғич тезликнинг баъзи қийматларида атмосфера бўлмаганда оғирлик кучи таъсирида Ер атрофида айлана бўйлаб ерга тушмасдан ва ундан узоқлашмасдан ҳаракатланиши мумкин.

Бутун олам тортишиш кучи таъсирида жисмнинг доиравий орбита бўйлаб ҳаракати юз берадиган тезлиги **биринчи космик тезлик** дейилади.

Ер учун биринчи космик тезликни аниқлаймиз (биринчи форзацга қаранг). Агар жисм оғирлик кучи таъсирида Ер атрофида  $R$  радиусли айлана бўйлаб текис ҳаракатланса, у ҳолда эркин тушиш тезланиши унинг марказга интилма тезланиши бўлади:

$$\frac{v^2}{R} = g. \quad (11.1)$$

Бундан биринчи космик тезлик

$$v = \sqrt{Rg} \quad (11.2)$$

га тенг бўлади. (11.2) ифодага Ер радиуси ва унинг сиртида эркин тушиш тезланиши қийматини қўйиб, Ер учун биринчи космик тезлик  $v \approx 7.9 \times 10^3 \text{ м/с} = 7.9 \text{ км/с}$  эканини топамиш. Бу тезлик ўқнинг тезлигидан тахминан 8 марта каттадир.

Ҳар қандай осмон жисми учун биринчи космик тезлик ҳам (11.2) ифодадан аниқланади. Осмон жисмидан  $R$  масофада эркин тушиш тезланишини Ньютоннинг иккинчи қонунидан ва бутун олам тортишиш қонунидан фойдаланиб топиш мумкин:

$$a = \frac{F}{m} = G \frac{M}{R^2}. \quad (11.3)$$

(11.2) ва (11.3) ифодалардан  $M$  массали осмон жисми марказидан  $R$  масофада биринчи космик тезлик қуидагига тенг эканини ҳосил қиласмиз:

$$v = \sqrt{\frac{GM}{R}}, \quad (11.4)$$

Ернинг сунъий йўллошини ёки космик кемини ер атрофидаги орбитага чиқариш учун аввал атмосфера ташқарисига чиқариш керак. Шунинг учун космик кемалар ердан вертикаль кўтарилади. Ер сиртидан 200–300 км баландликда атмосфера жуда сийраклашган космик кемаларнинг ҳаракатланишига деярли таъсир этмайди. Бундай баландликда ракета бурилади ва сунъий йўлдош орбитасига учриладиган аппаратга вертикалга перпендикуляр йўналишида

биринчи космик тезлик беради (32- расм).

Агар космик аппаратта биринчи космик тезликтан кам тезлик берилса, у ер шары сирти билан кесишувчи траектория бўйича ҳаракатланади, яъни аппарат Ерга тушади. Бошланғич тезлик 7,9 км/с дан катта, лекин 11,2 км/с дан кичик бўлганда аппарат Ер атрофида эгри чизиқли траектория—эллипс бўйлаб ҳаракатланади. Бошланғич тезлик қандай жисмга оғирлик кути таъсир этади, бироқ атрофимиздаги кўпчилик жисмлар тезланиш билан тушмайди, балки тинч ҳолатда бўлади. Столда ётган китоб ва полда турган стол, синф доскаси ва шипга осилган электр лампа ҳаракатсиз.

## 12. ЭЛАСТИКЛИК КУЧИ

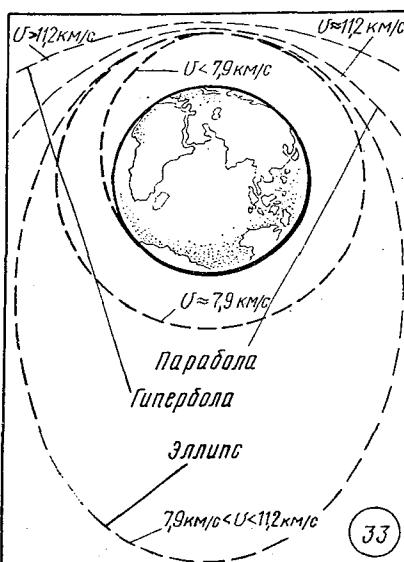
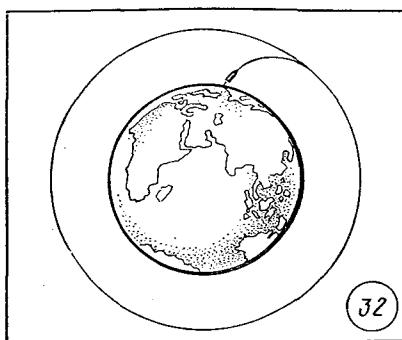
Ер сирти яқинида ҳар қандай жисмга оғирлик кути таъсир этади, бироқ атрофимиздаги кўпчилик жисмлар тезланиш билан тушмайди, балки тинч ҳолатда бўлади. Столда ётган китоб ва полда турган стол, синф доскаси ва шипга осилган электр лампа ҳаракатсиз.

Столдаги китоб ҳаракатланмайди, демак, оғирлик кутидан ташқари унга бошقا кучлар ҳам таъсир қиласди ва ҳамма кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг бўлади. Булар қандай кучлар ва улар қандай вужудга келади?

Куйидаги тажрибани бажарамиз. Пўлат чизгични иккиташиб қисқичларига чизгич горизонтал турадиган қилиб қўямиз. Пўлат чизгич ўртасининг қаршисига демонстрацион чизгич ўрнатамиз ва унинг шкаласи бўйича пўлат чизгич ўртасининг вазиятини белгилаймиз.

Кейин пўлат чизгичнинг ўртасига кичик тош осамиз. Пўлат чизгич букилганини кў-

чалик катта бўлса, эллипс шунчалик чўзилган шаклда бўлади. *Иккинчи космик тезлик* деб аталувчи 11,2 км/с тезликтан эришилганда эллипс параболага айланади ва космик кема Ердан космик фазога кетади. Тезликнинг 11,2 км/с дан катта истаган қийматларида жисм гипербола деб аталувчи эгри чизиқ бўйича ҳаракатланади ва Ерни тарк этади (33- расм).



рамиз. Тошнинг ҳаракатсизлиги унга Ер томонидан таъсир қилаётган оғирлик кучи чизғичнинг деформацияланишида вужудга келадиган модули бўйича тенг ва қарама-қарши йўналган куч билан мувозанатланган бўлади (34-расм).

Жисмнинг деформацияси натижасида вужудга келадиган ва деформацияда жисм зарралари кўчишига қарама-қарши томонга йўналган куч **эластиклик кучи** дейилади.

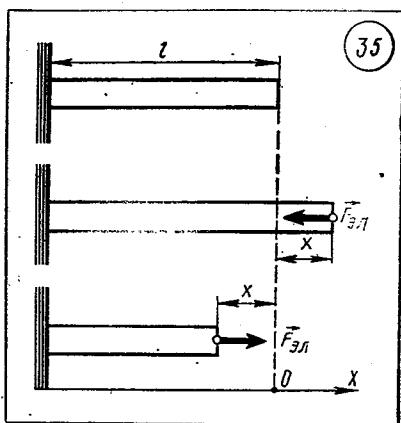
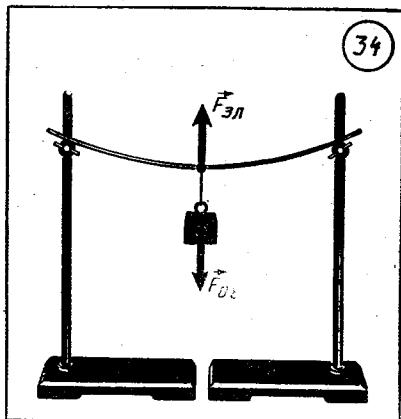
Қаттиқ стерженларни чўзиш ва сиқиши бўйича тажрибаларнинг кўрсатишича, жисмларнинг ўлчамларига нисбатан кичик деформацияларда эластиклик кучининг модули стерженning бўш учи кўчиш векторининг модулига тўғри пропорционал бўлади. Деформацияда эластиклик кучи векторининг йўналиши кўчиш вектори йўналишига қарама-қарши бўлади (35-расм). Шу сабабли эластиклик кучининг кўчиш вектори бўйича йўналган  $Ox$  ўқса проекцияси учун

$$(F_{\text{эл}})_x = -kx \quad (12.1)$$

тенглик бажарилади, бунда  $x$ —стерженнинг узайиши.

Жисмнинг эластиклик кучи проекцияси билан узунлиги орасидаги боғланишни инглиз олими Роберт Гук (1635—1703) тажрибада аниқлаган эди ва шунинг учун Гук қонуни дейилади.

Жисм деформациясида вужудга келадиган эластиклик кучи жисмнинг узайишига пропорционал ва жисмнинг деформациядаги заррачалирининг кўчиш йўналишига



қарама-қарши томонга йўналган.

Гук қонунидаги  $k$  пропорционаллик коэффициенти жисмнинг бикрлиги (қаттиқлиги) дейилади. Жисмнинг бикрлиги унинг шакли ва ўлчамларига ҳамда қандай материалдан ясалганига боғлиқ. СИ да бикрлик метрига ньютон ( $N/m$ ) билан ифодаланади.

Эластиклик кучлари табиатини аниқлаймиз. Атом ва молекулалар таркибига электр зарядларига эга бўлган зарра-

лар киради. Қаттиқ жисмдаги атомлар шундай жойлашганки, бунда бир хил ишорали электр зарядларининг итаришиш кучи билан ҳар хил ишорали электр зарядларининг тортинши кучи бир-бiriни мувозанатлади. Қаттиқ жисмда атом ва молекулалар ўзаро вазиятларининг жисм деформацияси натижасида ўзгаришда, электр кучлар атомларни дастлабки

вазиятга қайтаришга интилади. Масалан, деформация вақтида эластиклик кучлари вужудга келади.

Электр зарядларининг ўзаро таъсир кучлари электромагниг кучлари дейилади. Эластиклик кучлари зарядларининг ўзаро таъсирига боллиқ бўлгани учун улар ўз табиатига кўра **электромагнит кучларидир**.

### 13. ИШҚАЛАНИШ КУЧЛАРИ

Тинчликдаги ишқаланиш кучи. Брускка динамометр илгагини иламиз ва брускни ҳаракатлантиришга уриниб кўрамиз. Динамометр пружинасининг чўзилиши брускка эластиклик кучи таъсир қилаётганини кўрсатади, лекин шундай бўлса ҳам бруск ҳаракатсиз туради. Бу брускка унинг стол билан уриниш сиртига параллел йўналишида эластиклик кучи таъсир этганда унга модули бўйича тенг, аммо қарама-қарши йўналишдаги куч вужудга келади, демакдир. Жисмларнинг нисбатан ҳаракати бўлмагандага уларнинг уриниш чеграсида вужудга келадиган куч **тинчликдаги ишқаланиш кучи** дейилади.

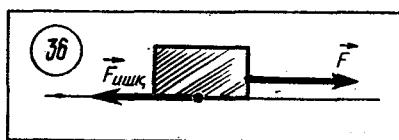
Тинчликдаги  $\vec{F}_{ишк}$  ишқаланиш кучи модули бўйича жисмларнинг уриниш сиртига уринма бўйича йўналган ташки кучга тенг ва йўналиши бўйича қарама-қаршидир (36-расм):

$$\vec{F}_{ишк} = -\vec{F}.$$

**Сирпаниш ишқаланиши кучи.** Динамометрни брускка маҳкамлаймиз ва уни столниң

горизонтал сирти бўйлаб текис ҳаракатлантиришга мажбур қиласиз. Динамометр бруск текис ҳаракатланаётганда брускка пружина томонидан ўзгармас эластиклик кучи  $\vec{F}_{эл}$  таъсир қилишини кўрсатади. Бруск текис ҳаракатланганда унга қўйилган ҳамма кучларининг тенг таъсир этувчиси нолга тенг. Демак, текис ҳаракатланаётганда брускка эластиклик кучидан ташқари яна модули бўйича эластиклик кучига тенг, лекин қарама-қарши томонга йўналган куч таъсир қиласиди. Бу куч  $\vec{F}_{ишк}$  **сирпаниш ишқаланиши кучи** дейилади.

Сирпаниш ишқаланиши кучи вектори  $\vec{F}_{ишк}$  жисм ҳаракатининг унга тегиб турувчи жисмга нисбатан  $\sigma$  тезлиги векторига ҳар доим қарама-



қарши йўналган. Шунинг учун сирпаниш ишқаланиши кучининг таъсири ҳар доим жисмлар нисбий тезликлари модулининг камайишига олиб келади.

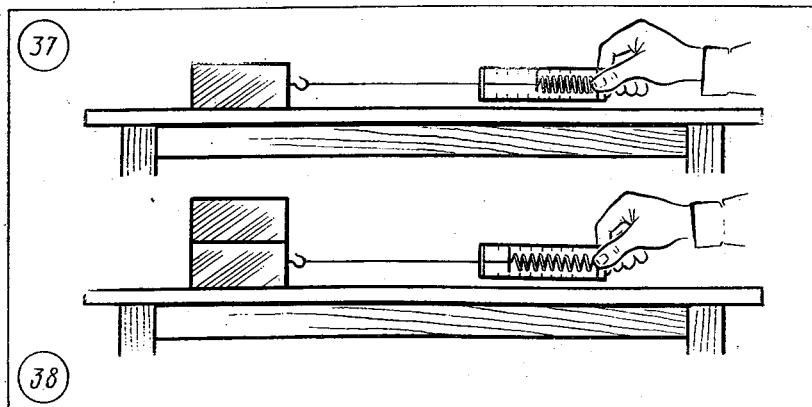
**Ишқаланиш кучининг табиати.** Тегиб турган жисмларнинг атомлари ва молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг мавжудлиги туфайли ишқаланиш кучлари вужудга келади. Тегиб турувчи жисмларнинг молекулалари ва атомлари орасидаги ўзаро таъсир кучлари атомлар таркиби га кирган зарралар эга бўлган электр зарядларнинг ўзаро таъсирига боғлик.

**Ишқаланиш коэффициенти.** Ишқаланиш кучи нимага боғлиқлигини текширамиз. Бунинг учун силлиқ ёғоч тахтадан, ёғоч брускодан ва динамометрдан фойдаланамиз (37- расм). Аввал ишқаланиш кучи жисмларнинг тегиб турган сиртлари юзига боғлиқ ёки боғлиқ эмаслигини текширамиз. Брускни горизонтал жойлаштирилган тахтага сиртининг юзи энг катта бўлган ёғи билан қўямиз. Брускка

динамометрни маҳкамлаймиз, тахта сирти бўйича йўналган кучни аста-секин орттира борамиз ва тинчликдаги ишқаланиш кучининг максимал қийматини белгилаб қўямиз. Кейин ўша брускнинг ўзини сиртининг юзи кичикроқ бўлган ёғи билан қўямиз ва яна тинчликдаги ишқаланиш кучининг максимал қийматини ўлчаймиз. Тажриба тинчликдаги ишқаланиш кучининг максимал қиймати жисмларнинг тегиб турувчи сиртларининг юзига боғлиқ бўлмаслигини кўрсатади.

Брускнинг тахта сиртида текис ҳаракатланишида худди шундай ўлчашларни такрорлаб, сирпаниш ишқаланиши кучи ҳам жисмларнинг тегиб турган сиртларининг юзига боғлиқ бўлмаслиги гаишонч ҳосил қиласмиз.

Биринчи бруск устига худди шундай яна битта бруск қўямиз. Бу билан биз жисм ва столнинг тегиб турган сиртига перпендикуляр кучни орттирамиз (уни  $\vec{P}$  босим кучи дейилади). Агар энди биз яна



тинчликдаги максимал ишқаланиш кучини ўлчасак (38-расм), у икки марта ортганини кўрамиз. Икки бруск остига учинчисини қўйиб, тинчликдаги максимал ишқаланиш кучи уч марта ортганини кўрамиз.

Шундай тажрибалар асосида қўйидаги хulosани чиқариш мумкин: тинчликдаги ишқаланиш кучи модуланинг максимал қиймати босим кучига тўғри пропорционал.

Жисм ва таянчнинг ўзаро таъсири ҳам жисм, ҳам таянчнинг деформациясини вужудга келтиради.

Таянчнинг деформацияси натижасида вужудга келадиган ва жисмга таъсир қиладиган  $\vec{N}$  эластиклик кучини таянчнинг реакция кучи дейлади (39-расм). Ньютоннинг учинчи қонунига асоссан таянчнинг босим кучи ва реакция кучи модули бўйича teng ва йўналиши бўйича қарама-қарши:

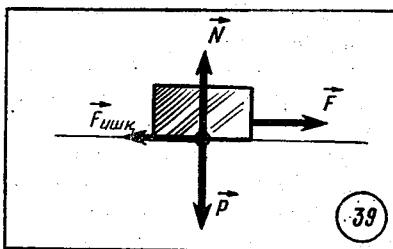
$$\vec{P} = -\vec{N}.$$

Шунинг учун юқоридаги хulosани қўйидагича ифодалаш мумкин: тинчликдаги максимал ишқаланиш кучининг модули таянчнинг реакция кучига пропорционал:

$$\vec{F}_{\text{ишқ. max}} = \mu N.$$

## 14. ЖИСМЛАРНИНГ МУВОЗАНАТИ ШАРГЛАРИ

**Статика.** Динамикада жисмларнинг ўзаро таъсирининг асосий белгиси тезланишларнинг вужудга келишидир. Бироқ кўпинча жисмга бир неча ҳар хил кучлар таъсир



Грекча  $\mu$  ҳарфи билан пропорционаллик коэффициенти белгиланган, у ишқаланиш коэффициенти дейилади.

Тажрибанинг кўрсатишича,  $F_{\text{ишқ}}$  сирпаниш ишқаланиши кучининг модули тинчликдаги максимал ишқаланиш кучи модули сингари таянчнинг реакция кучи модулига пропорционалдир:

$$F_{\text{ишқ}} = \mu N.$$

Тинчликдаги ишқаланиш кучининг максимал қиймати сирпаниш ишқаланиши кучига тахминан teng, тинчликдаги ва сирпаниш ишқаланиш коэффициентлари ҳам тахминан teng.

Ишқаланиш кучлари жисмнинг тебранишида ҳам вужудга келади. Бир хил юкланишда тебраниш ишқаланиш кучи сирпаниш ишқаланиши кучидан анча кичик бўлади. Шусабабли ишқаланиш кучларини камайтириш учун техникада фидираклар, шарчали ва ролкли подшипниклар қўлланилади.

қилганда жисм қандай шароитларда тезланиш билан ҳаракатланмаслигини билиш керак бўлади. Шарни ипга осиб қўймиз. Шарга оғирлик кучи таъсир қилади, бироқ оғирлик

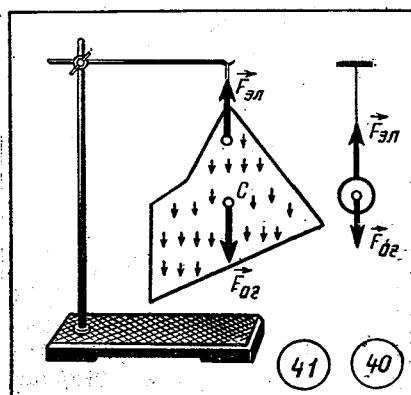
кучи унинг Ер марказига тезланиш билан ҳаракатланишига мажбур қылмайди. Бунга модули бүйича тенг ва қарама-қарши йўналишдаги эластиклик кучи қаршилик қиласи. Оғирлик кучи ва эластиклик кучи бир-бирини мувозанатлади, уларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг, шу сабабли ҳам шарнинг тезланиши нолга тенг бўлади (40-расм).

Жисмнинг ҳар қандай взиятида оғирлик кучларининг тенг таъсир этувчиси ўтадиган нуқта **оғирлик маркази** дейлади (41-расм).

Кучларнинг мувозанати шартларини ўрганувчи механиканинг бўлими *статика* деб аталади.

**Айланмаётган жисмларнинг мувозанати.** Жисмнинг текис тўғри чизиқли илгарилмана ҳаракати ёки унинг тинч бўлиши унга қўйилган ҳамма кучларнинг геометрик йиғиндилиари нолга тенг бўлгандаги на мумкин.

**Жисмга қўйилган кучларнинг геометрик йиғиндиси нолга тенг бўлса, айланмаётган жисм мувозанатда бўлади.**



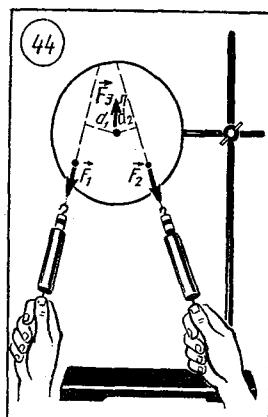
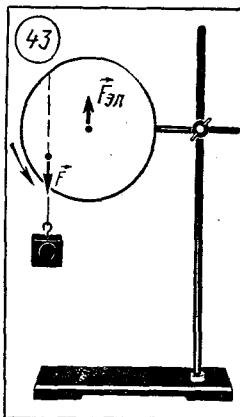
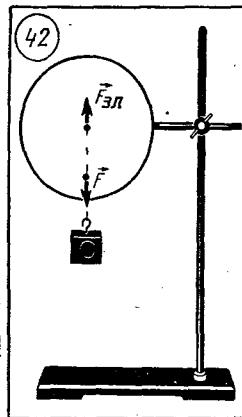
Айланиш ўқига эга бўлган жисмларнинг мувозанати. Кундалик ҳаётда ва техникада кўпинча илгарилмана ҳаракат қила олмайдиган, лекин ўқ атрофида айланана оладиган жисмлар учрайди. Эшиклар ва ойналар, автомобилнинг фиддираклари, аргимчоқ ва бошқалар шундай жисмларга мисол бўла олади. Агар  $\vec{F}$  куч вектори айланиш ўқини кесиб ўтувчи тўғри чизиқда ётса, у ҳолда бу куч айланиш ўқи берадиган  $\vec{F}_{\text{ел}}$  эластиклик кучи билан мувозанатланади (42-расм).

Агар  $\vec{F}$  куч вектори ётадиган тўғри чизиқ айланиш ўқини кесиб ўтмаса, у ҳолда бу куч айланиш ўқи томонидан эластиклик кучи билан мувозанатланаслиги мумкин ва жисм ўқ атрофида айланади (43-расм).

Битта  $\vec{F}_1$ , куч таъсирида жисмнинг айланishi иккинчи  $\vec{F}_2$  куч таъсири натижасида тўхтатилиши мумкин. Тажрибанинг кўрсатишича, агар  $\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_2$  икки куч алоҳида таъсир этиб, жисмни қарама-қарши йўналишда айлантиrsa, улар бир вақтда таъсир қилганди

$$F_1 d_1 = F_2 d_2$$

шарт бажарилса, жисм мувозанатда бўлади, бунда  $d_1$  ва  $d_2$ —мос ҳолда  $F_1$  ва  $F_2$  куч (куч таъсири чизиқлари) векторлари ётган тўғри чизиқлардан айланиш ўқигача бўлган ёнг қисқа масофалар (44-расм).  $d$  масофа куч елкаси дейила-



ди.  $\vec{F}$  күч модулининг  $d$  елкага кўпайтмаси эса  $M$  күч моменти дейлади.

$$M = Fd. \quad (14.1)$$

Агар жисмни ўқ атрофида соат стрелкаси йўналиши бўйича айлантирувчи күч моментларига мусбат ишора қўйилса, соат стрелкасига қарши йўналишда айлантирувчи күч моментларига манфий ишора қўйилса, у ҳолда айланиш ўқига эга бўлган жисмнинг мувозанати шартини **моментлар қоидаси** кўринишида ифодалаш мумкин: *агар қўзгалимас айланни ўқига эга бўлган жиссмга қўйилган ҳамма кучлар моментларининг шу ўққа нисбатан алгебраик йигиндиси нолга teng бўлса, жисм мувозанатда бўлади:*

$$M_1 + M_2 + M_3 + \dots + M_n = 0. \quad (14.2)$$

СИ да айланиш моменти бирлиги учун 1 Н кучга эга бўлиб, унинг таъсир чизиги айланиш ўқидан 1 м масофада турадиган күч моменти қабул

килинган. Бу бирлик *Ньюто́н-метр* (Н·м) деб аталади.

**Жисмлар мувозанатининг умумий шарти.** Икки хулосанни бирлаштириб жисмлар мувозанатининг умумий шартини ифодалаш мумкин: агар жисмга қўйилган ҳамма кучлар векторларининг геометрик йигиндиси ва айланни ўқига нисбатан бу кучлар моментларининг алгебраик йигиндиси нолга teng бўлса, жисм мувозанатда бўлади.

Мувозанатнинг умумий шарти бажарилганда жисм тинч ҳолатда бўлиши шарт эмас. Ньюто́ннинг иккинчи қонунига мувофиқ ҳамма кучларининг teng таъсир этувчиси нолга teng бўлганда жисмнинг тезланиши нолга teng бўлиши ва у тинч ҳолатда бўлиши ёки текис ва тўғри чизиқли ҳаракатланиши мумкин.

Күч моментлари алгебраик йигиндисининг нолга teng бўлиши бунда жисм албатта тинч ҳолатда бўлади деган гап эмас. Бир неча миллиардлаб йил давомида Ер ўзи ўқи атрофида ўзгармас давр билан айлан-

ши давом этиб келмоқда, чунки Ерга бошқа жисмлар томонидан таъсир қиласидиган куч моментларининг алгебраик йиғиндиси жуда кичик. Худди шу каби айлантириб юборилган велосипед ғилдираги ўзгармас бурчак тезлик билан айланышда давом этади, фаяқат ташқи кучларгина бу айланышни тұхтатади.

**Мувозанат турлари.** Амалда жисмларнинг фақат мувозанат шартларини бажаришигина эмас, балки *турғунлик* деб аталуви мувозанатнинг сифат характеристикаси жуда катта роль йүнайды. Жисмлар мувозанатининг уч тури фарқ қилинади: турғун, турғунмас ва бефарқ мувозанат. Агар кичик ташқи таъсирлардан сүңг жисм дастлабки мувозанат ҳолатига қайтса, бундаги мувозанат турғун мувозанат бўлади. Бу ҳол жисм дастлабки ҳолатидан истаган йўналишда бир оз силжиганда жисмга таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолдан фарқли бўлиб қолади ва мувозанат ҳолатига йўнал-

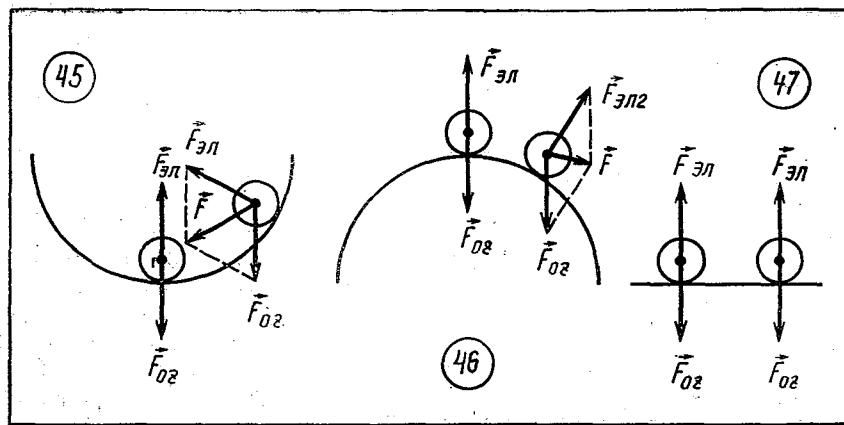
ган бўлади. Масалан, чуқурлик тубидаги шар турғун мувозанатда бўлади (45-расм).

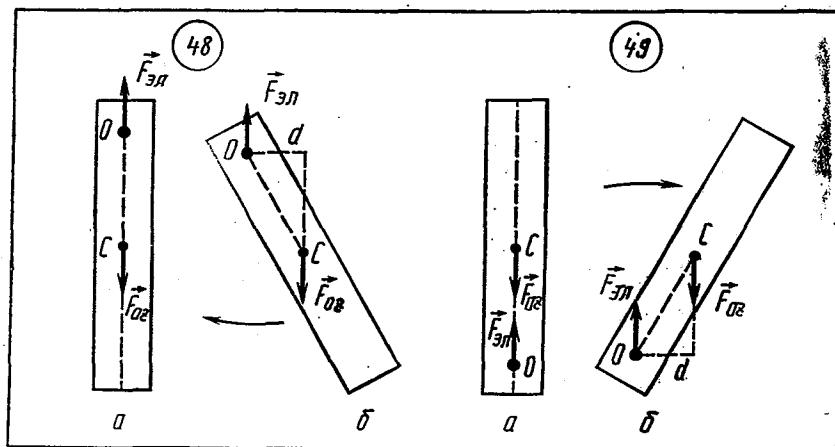
Агар жисм мувозанат ҳолатидан бир оз силжиганда унга қўйилган кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолдан фарқли ва мувозанат ҳолатидан йўналгандаги мувозанат *турғунмас мувозанат* дейлади (46-расм).

Агар жисмлар дастлабки вазиятидан бир оз силжиганда жисмга таъсир этувчи кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг бўлиб қолса, бу ҳолда жисм бефарқ мувозанат ҳолатида бўлади. Горизонтал сиртдаги шар бефарқ мувозанатда бўлади (47-расм).

Айланиш ўқи қўзғалмас бўлган жисмнинг оғирлик маркази айланиш ўқидан пастда жойлашган бўлса ва айланиш ўқидан ўтувчи вертикаль тўғри чизиқда жойлашган бўлса, жисм турғун мувозанатда бўлади (48-а расм).

Бу мувозанат ҳолатидан бир оз оғганда жисмга таъсир этувчи кучларнинг алгебраик йиғиндиси нолдан фарқ қила-





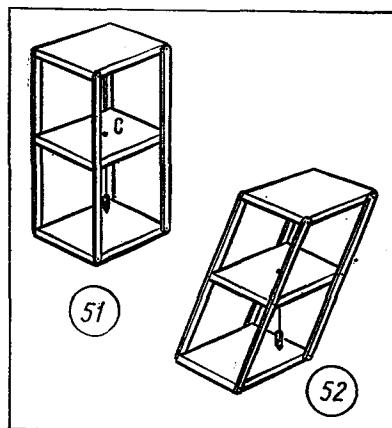
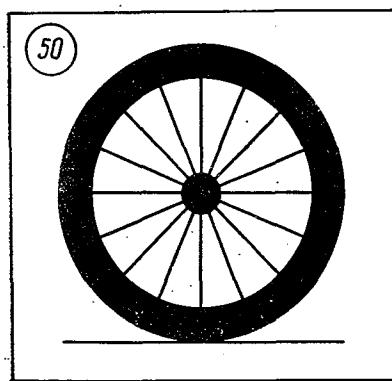
ди ва вужудга келган күчлар моменти жисмни дастлабки мувозанат ҳолатига буради (48-б расм).

Агар оғирлик маркази айланыш ўқи орқали ўтuvчи вертикаль түгри чизикда бўлиб, лекин айланыш ўқидан юқорида жойлашған бўлса, у ҳолда мувозанат турғунмас бўлади (49-а, б расм).

Жисмнинг айланыш ўқи унинг оғирлик марказидан ўт-

гандага жисм бефарқ мувозанатда бўлади (50-расм).

**Жисмнинг таянчдаги мувозанати.** Жисмнинг С оғирлик маркази орқали ўтuvчи вертикаль чизик таянч юзини кесиб ўтса, жисм турғун мувозанатда бўлади (51-расм). Агар оғирлик маркази орқали ўтuvчи вертикаль чизик таянч юзини кесиб ўтмаса, жисм ағдарилиб кетади (52-расм).



## 15. ГИДРОСТАТИКА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

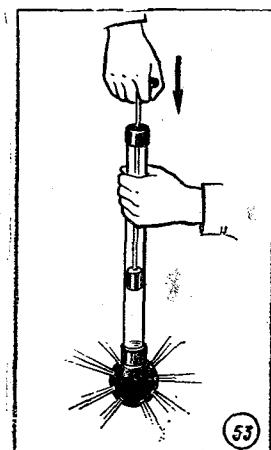
**Босим.** Жисмларнинг ўзаро таъсирини қараб чиқишида фақат таъсир қилувчи кучларни билиш ҳар доим ҳам етарли бўлмайди. Кўпчилик ҳолларда куч жисмнинг қандай юзли сиртига таъсир қилишини билиш муҳимдир. Айни бир киши қорда юрганда оёғи ботиб кетади, чанг ийғандада эса қорга деярли ботмасдан юради.

Сиртга перпендикуляр таъсир қилувчи  $\vec{F}$  куч модулини шу сиртнинг  $S$  юзига нисбатига тенг физик катталик босим дейлади:

$$p = \frac{F}{S}. \quad (15.1)$$

СИ да босим бирлиги учун 1 Н кучнинг ўзига перпендикуляр 1 м<sup>2</sup> юзли сиртга берадиган босим қабул қилинган. Бу бирлик **паскаль** (Па) дейлади:

$$1 \text{ Па} = \frac{1\text{Н}}{1\text{м}^2} = 1 \text{ Н/м}^2.$$



(53)

Босим бирлигининг номи француз олими Блез Паскаль (1623—1662) шарафига қўйилган.

Амалда босимнинг система-дан ташки бирликлари қўлланилади: физик нормал атмосфера (атм) ва миллиметр симоб устуни (мм сим. уст).

$$\begin{aligned} 1 \text{ атм} &= 101325 \text{ Па} = \\ &= 760 \text{ мм сим. уст.} \end{aligned}$$

Ташки кучлар каттиқ жисмга таъсир қилганда босим куч таъсир этган йўналишда узатилади. Ташки кучлар таъсир этганда суюқлик ва газлар ўзларини бошқача тутади.

**Паскаль** қонуни. Паскаль бундай қонунни кашф этди: ҳамма суюқлик ва газлар ўзларига таъсир қилган босими ни ҳамма томонга бир хил узатали. Бу тасдиқ **Паскаль** қонуни дейлади.

Суюқликнинг унга таъсир этатиган босими ҳамма томонга баравар узатиш хоссасини Паскаль шари билан ўтказиладиган тажрибада яқол кўрсатилади. Поршень трубка ичидаги сурелганда сувнинг бир қисми ҳамма тешиклардан отилиб чиқадиган оқимчалар кўринишида отилиб чиқади, бунда оқимчалар фақат поршеннинг босим кучи йўналишида әмас, балки ҳамма йўналишида баравар отилиб чиқади (53-расм).

**Гидравлик машина.** Паскаль қонунидан фойдаланиш асосида гидравлик машиналар ишлайди. Гидравлик машиналарнинг асосий қисмлари поршенилик иккита цилиндрдан иборат, цилиндрда поршень ости-

да минерал мой бўлади. Цилиндрлар ўзаро трубка билан туташтирилган: бу трубка орқали мой бир цилиндрдан иккинчисига оқиб ўтиши мумкин (54- расм). Цилиндрларнинг  $S_1$  ва  $S_2$  юзлари умуман турлича, поршенлар цилиндрларни зич ёпиб туради.  $F_1$  куч  $S_1$  юзли тор цилиндрдаги поршенга таъсир қилгандан, поршень осидаги суюқликда

$$p = \frac{F_1}{S_1}$$

га тенг босим ҳосил бўлади. Паскаль қонунига кўра иккинчи цилиндрдаги суюқлик ичida ҳам худди шундай босим бўлади. Натижада иккичи цилиндрдаги поршенга суюқлик  $F_2$  куч билан таъсир кўрсатади:

$$F_2 = pS_2 = F_1 \frac{S_2}{S_1}.$$

Бундан

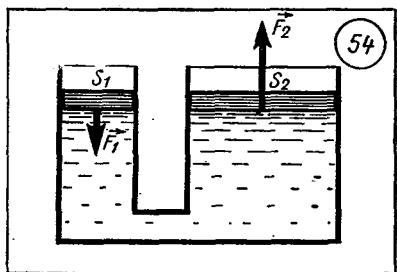
$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{S_2}{S_1}. \quad (15.2)$$

Гидравлик машина катта поршенинг юзи кичиги юзидан неча марта катта бўлса, кучдан шунча марта ютади.

Гидравлик машиналар юкларни кўтариш учун домкрат сифатида, прессларда турли хил металл ва пластмассали буюмларни тайёrlаш учун фойдаланилади.

Суюқлик босимининг суюқлик устунни баландлигига боғлиқлиги. Цилиндр идишда суюқликнинг идиш тубига берадиган босими суюқлик устунни оғирлигига тенг. Бундан идиш тубига бўладиган босим

$$p = \frac{F_{\text{ор}}}{S} = \frac{mg}{S}$$



га тенг. Бундан:

$$p = \frac{\rho V g}{S} = \frac{\rho h S g}{S} = \rho g h. \quad (15.3)$$

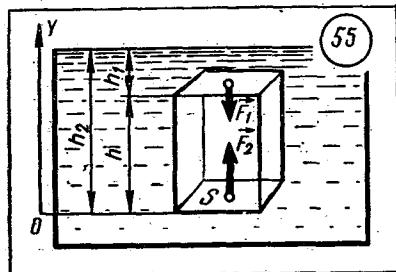
Суюқликнинг босими суюқликнинг  $\rho$  зичлигининг  $g$  эркин тушиш тезланиши модули ва суюқлик устуни баландлиги билан кўпайтмасига тенг.

Паскаль қонунига мувофиқ суюқлик  $h$  чуқурликда идишнинг ён деворларига шундай босим беради.

**Туташ идишлар.** Айни бир баландликда суюқлик босимларининг тенг бўлиши ихтиёрий шаклдаги туташ идишларда тинч турган бир жинсли суюқликларнинг эркин сиртлари бир хил баландликда бўлишига олиб келади (агар капилляр кучларнинг таъсири ҳисобга олмас даражада кичик бўлса).

Агар туташ идишларга зичликлари турлича бўлган суюқликлар қўйилган бўлса, у ҳолда босимлар бир хил бўлса ҳам, зичлиги камроқ бўлган суюқлик устунининг баландлиги зичлиги катта бўлган суюқлик устунининг баландлигидан юқори бўлади.

**Архимед кучи.** Суюқликда ёки газда босимнинг чуқурликка боғлиқлиги суюқликка ёки газга бостирилган истаган жисмга таъсир этувчи итарув-



55

чи кучнинг вужудга келишига олиб келади. Бу кучни **архимед кучи** дейилади.

Агар баландлиги  $h$  ва асосининг юзи  $S$  га тенг бўлган параллелепипед зичлиги  $\rho$  га тенг суюқликка ботирилган бўлса, у ҳолда суюқликнинг параллелепипед ён ёқларига босим кучлари мувозанатланади, пастдан  $\vec{F}_A = \vec{F}_2 + \vec{F}_1$ . босим кучларининг тенг таъсир этувчиси (55-расм) нолдан фарқли ва архимед кучи бўлади:

$$\vec{F}_A = \vec{F}_2 + \vec{F}_1.$$

$$\begin{aligned} F_A &= p_2 S - p_1 S = \rho g h_2 S - \rho g h_1 S = \\ &= \rho g S(h_2 - h_1) = \rho g S h. \\ Sh &= V, \quad pV = m, \end{aligned}$$

бўлгани учун  $F_A = mg$ , бунда  $m$ —сиқиб чиқарилган суюқлик массаси.

**Суюқликка ёки газга** ботирилган жисмни итариб чиқарувчи куч жисм сиқиб чиқарган суюқлик (**ёки газ**) оғирлигига тенг;

$$F_A = mg = \rho V g, \quad (15.4)$$

бунда  $\rho$ —суюқлик (**ёки газ**) нинг зичлиги,  $V$ —суюқлик ёки газга ботирилган жисм қисминиң ҳажми,  $g$ —эркин тушиш тезланиши.

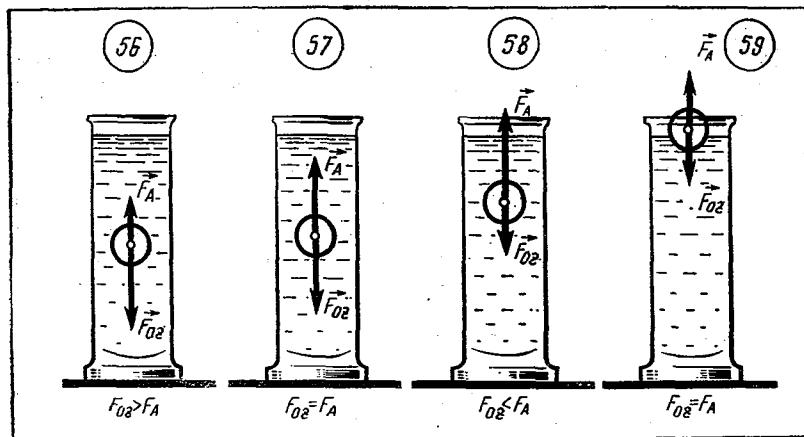
**Архимед кучи оғирлик** кучига қарама-қарши йўналган, шунинг учун жисмларнинг суюқликда ёки газда тортилган оғирлиги вакуумда ўлчанган оғирлигидан кам бўлади.

**Жисмларнинг сузиши шартлари.** Суюқликда ёки газдаги жисмга одатдаги ер шароитида қарама-қарши йўналган икки куч таъсир қилади: оғирлик кучи ва архимед кучи. Агар оғирлик кучи модули бўйича архимед кучидан катта бўлса, жисм пастга тушади—чўқади (56-расм).

Агар оғирлик кучи модули архимед кучи модулига тенг бўлса, у ҳолда жисм истаган чуқурликда мувозанатда бўлиши мумкин (57-расм).

Архимед кучи модули бўйича оғирлик кучидан катта бўлса, у ҳолда жисм юқорига „сузиб“ чиқади (58-расм). Сузиб чиқсан жисм суюқлик сиртидан қисман чиқиб туради (59-расм); сузиб юрувчи жисмнинг ботган қисмининг ҳажми шундайки, бунда сиқиб чиқарилган суюқликнинг оғирлиги сузаётган жисмнинг оғирлигига тенг.

Агар суюқликнинг зичлиги унга ботирилган жисмнинг зичлигидан катта бўлса, архимед кучи оғирлик кучидан катта бўлади. Шунинг учун ёғоч сувда сузади. Бироқ сувда зичлиги сувникидан деярли 8 марта катта бўлган пўлатдан тайёрланган дарё ва денгиздаги катта кемалар ҳам чўкмайди. Бунинг сабаби шундаки, кеманинг нисбатан юпқа корпуси пўлатдан қилиниб, кема ҳажмининг жуда катта қисми ҳаво билан банд бўлади. Бунда кема зичлигининг



ўртача қиймати сувнинг зичлигидан анча кам бўлади, шунинг учун кема чўкмай қолмасдан балки кўп миқдорда юк ҳам таший олади.

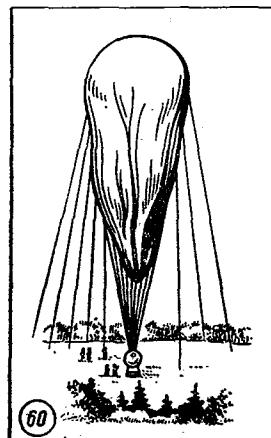
**Ҳавода парвоз қилиш.** Юпқа қобиқни зичлиги атмосфера ҳавосидан кичик газ (гелий, водород ёки иситилган ҳаво) билан тўлдириб жисмнинг ҳавода сузиши (парвоз қилиши) шартининг бажарилишига эришиш мумкин.

Водород ёки гелий билан тўлдирилган унча катта бўлмаган шарлар автоматик метеорологик учувчи асблорни атмосферанинг юқори қатламларига кўтариш учун фойдаланиллади. Ҳажми 20000—30000 м<sup>3</sup> бўлган катта ҳаво шарлари (60-расм) одамларни ва илмий жиҳозларни 20—30 км баландликка кўтариш учун қўлланиллади. Ҳаводан енгил учиш аппаратлари қаторига дирижабль ҳам киради, у двигатель қурилмалари билан жиҳозланган.

**Атмосфера босими.** Оғирлик кучи таъсирида ер атмосферасидаги ҳавонинг юкори-

қатламлари пастдаги қатламларга босади. Паскаль қонунига мувофиқ бу босим ҳамма йўналишлар бўйича узатилади. Атмосфера босими деб аталувчи бу босим Ер сирти яқинида энг катта қийматга эга бўлади. У Ер сиртидан бошлиб то атмосфера чегарасигача бўлган бутун ҳаво устуни оғирлиги билан ўлчаниши шарт қилинган.

Денгиз сатҳида атмосфера босими тахминан 10<sup>5</sup> Па га тенг, денгиз сатҳидан баланд-



лик ортиб борган сари атмосфера босими камаяди.

Баландлиги 10 м бўлган сув устуни ёки баландлиги 760 мм бўлган симоб устуни  $10^5$  Па босим беради. Агар суюқ симобга ичидаги вакуум ҳосил қилинган найча туширилса, у ҳолда симоб атмосфера босими остида найча бўйлаб шундай баландликка кў-

тариладики, бунда суюқлик устунинг босими симобнинг очиқ сиртига бериладиган ташқи атмосфера босимига тенг бўлади. Атмосфера босими ўзгарганда найдаги суюқликнинг баландлиги ўзгаради. Бу ҳол бундай найдадан атмосфера босимини ўлчовчи асбоб—симобли барометр сифатида фойдаланишга имкон беради.

## 16. ИМПУЛЬСНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

**Куч импульси.** Жисмнинг тинчлиги ва ҳаракати нисбайдир, жисмнинг ҳаракат тезлиги саноқ системасини таълаб олишга боғлиқ. Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ жисм тинч турган ёки ҳаракатланганидан қатъи назар унинг ҳаракат тезлигининг ўзгариши фақат куч таъсирида, яъни бошқа жисмлар билан ўзаро таъсири натижасида вужудга келиши мумкин.

Агар  $m$  массали жисмга  $t$  вақт мобайнида  $\vec{F}$  куч таъсири қиласа ва унинг ҳаракат тезлиги  $\vec{v}_0$  дан  $\vec{v}$  гача ўзгарса, у ҳолда жисм ҳаракатининг  $\vec{a}$  тезланиши

$$\vec{a} = \frac{\vec{v} - \vec{v}_0}{t}$$

га тенг бўлади.

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан  $\vec{F}$  куч учун бундай ифода ёзиш мумкин:

$$\vec{F} = m\vec{a} = \frac{m(\vec{v} - \vec{v}_0)}{t}. \quad (16.1)$$

Бу тенгликдан:

$$\vec{F}t = m\vec{v} - m\vec{v}_0. \quad (16.2)$$

келиб чиқади.

$\vec{F}$  кучнинг унинг таъсири вақти  $t$  га кўпайтмасига тенг физик катталик **куч импульси** дейилади.

**Жисмнинг импульси.** (16.2) ифоданинг кўрсатишича, бир хил кучлар таъсирида кучнинг таъсири қилиш вақти бир хил бўлганда ҳамма жисмларда бир хил ўзгарадиган физик катталик бор. Жисм массасининг унинг ҳаракат тезлигига кўпайтмасига тенг бу физик катталик **жисмнинг импульси** ёки **ҳаракат миқдори** дейилади.

Жисм импульсининг ўзгариши бу ўзгаришни вужудга келтирувчи импульс ўзгаришига тенг. Жисмнинг импульси жисмларнинг илгариланма ҳаракатининг миқдорий характеристикаси бўлади СИ да импульс бирлиги учун массаси 1 кг бўлган 1 м/с тезлик билан илгариланма ҳаракатланадиган жисмнинг импульси қабул қилинган. Импульс бирлиги **секундига килограммметр** ( $\text{кг}\cdot\text{м}/\text{с}$ ) бўлади.

**Импульснинг сақланиш қонуни.** Икки жисм ўзаро таъсирашганда уларнинг им-

пульслари қандай ўзгаришини аниқлаймиз.

$m_1$  ва  $m_2$  массали жисмларнинг ўзаро таъсирашгунча тезликларини  $\vec{v}_1$  ва  $\vec{v}_2$  билан таъсирашгандан кейинги тезликларини  $\vec{v}'_1$  ва  $\vec{v}'_2$  билан белгилаймиз.

Ньютоннинг учинчи қонунига мувофиқ жисмлар ўзаро таъсирашгандан уларга таъсири күлувчи кучлар модули бўйича тенг ва йўналиши бўйича қарама-қарши бўлади, шунинг учун уларни  $\vec{F}$  ва  $-\vec{F}$  билан белгилаш мумкин.

Жисмлар ўзаро таъсирашгандан уларнинг импульслари ўзгариши учун (16.2) тенглик асосида бундай ёзиш мумкин:

$$\vec{F}t = m_1\vec{v}'_1 - m_1\vec{v}_1, \quad -\vec{F}t = \\ = m_2\vec{v}'_2 - m_2\vec{v},$$

бунда  $t$ —жисмларнинг ўзаро таъсириланиш вақти. Бу ифодалардан қўйидагини ҳосил қиласмиш:

$$m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}'_2 = m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}_2. \quad (16.3)$$

Шундай қилиб, икки жисм ўзаро таъсирашгунча импульсларининг векторлар йи-

ғиндиши таъсирашгандан кейинги импульсларининг векторлар йигиндиши тенг.

Турли жисмларнинг—сайё-ралар ва юлдузлардан тортиб атомлар ва элементар зарражаларгача—ўзаро таъсириларни экспериментал текширишлар, жисмлар бир-бири билан ўзаро таъсирашуви ҳар қандай системада бу системага кирмаган бошқа жисмлар томонидан кучлар таъсири бўлмаганда (ёки ташқи кучлар мувозанатда бўлганда) жисмлар импульсларининг геометрик йигиндиши ўзгармайди.

Системага кирмаган бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирашмайдиган жисмлар системаси ёпиқ система дейилади.

Ёпиқ системада жисмлар импульсларининг геометрик йигиндиши бу системадаги жисмларнинг бир-бири билан истаган ўзаро таъсирашишларида ўзгармас бўлиб қолади.

Табиатнинг бу асосий қонуни импульснинг сақланиши дейилади

Импульснинг сақланиш қонуни ўзаро таъсирашувчи жисмлар системасига қўлланилишининг зарурий шарти инерциал саноқ системасидан фойдаланишdir.

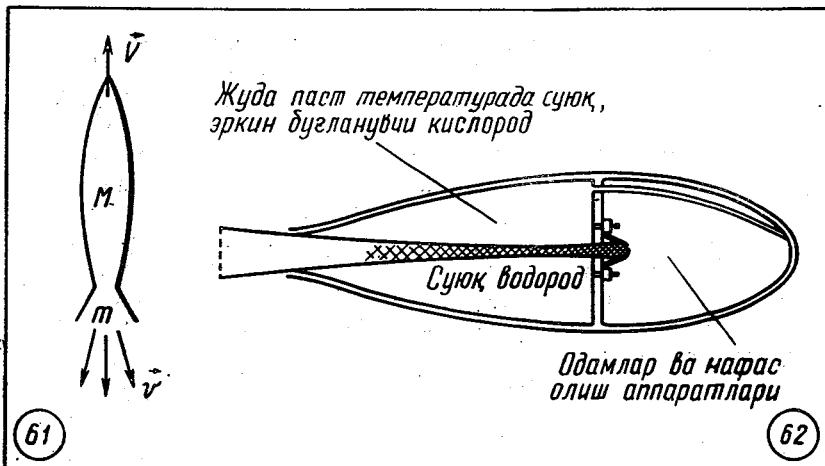
## 17. РЕАКТИВ ҲАРАКАТ

Импульснинг сақланиш қонунини билиш кўпгина ҳолларда таъсири қўйувчи кучларнинг қийматлари номаълум бўлганда жисмларнинг ўзаро таъсири натижаларини ҳисоблашга имкон беради.

Мисол тариқасида реактив двигателнинг ишлашини қараб

чиқамиз. Ёнилги ёнгандада юқори температурагача қиздирилган газлар ракета соплосидан  $\vec{v}$  тезлик билан отилиб чиқади (61-расм).

Ракета ва унинг двигатели чиқариб ташлаётган газлар бир-бири билан ўзаро таъсири-



лашади. Импульснинг сақланыш қонунiga асосан ташқи кучлар бўлмагандан ўзаро таъсир қилувчи жисмлар импульслари векторларининг йиғиндиси доимий ўзгармас бўлиб қолади. Двигателларнинг ишлашга бошлишидан олдин ракета ва ёнилғининг импульси нолга teng эди; демак, двигателлар ишга туширилгандан кейин ҳам ракета импульси ва чиқаётган газлар импульси векторларининг йиғиндиси ҳам нолга teng:

$$M\vec{V} + m\vec{v} = 0, \quad (17.1)$$

бунда  $M$ —ракетанинг массаси,  $\vec{V}$ —ракетанинг тезлиги,  $m$ —чиқарилган газларнинг массаси,  $\vec{v}$ —чиқаётган газларнинг тезлиги.

Бундан қийидаги тенгликни ҳосил қиласиз:

$$M\vec{V} = -m\vec{v}, \quad (17.2)$$

ракетанинг  $\vec{V}$  тезлиги модули

учун

$$V = \frac{m}{M} v \quad (17.3)$$

ифодага эга бўламиз. Бу формула ракета двигателларининг ишлаши натижасида унинг  $M$  массаси жуда кам ўзгарганда ракетанинг  $V$  тезлиги модулини ҳисоблаш учун қўлланилади.

Реактив двигатель жуда кўп ажойиб ҳусусиятларга эга, лекин уларнинг асосийси қийидагилардан иборат. Автомобиль ҳаракатланиши учун двигателдан ташқари фидираклари ўзаро таъсиралиши учун яна йўл ҳам керак, теплоходга—сув, самолётга—ҳаво керак. Ракетага ҳаракатланиши учун эса ер ҳам, сув ҳам, ҳаво ҳам керак эмас, чунки у ёнилғи ёнишида вужудга келадиган газларнинг ўзаро таъсири натижасида ҳаракатланади. Шунинг учун ракета ҳавосиз космик фазода ҳам ҳаракатланиши мумкин.

К. Э. Циолковский—космик учишлар назарияси асос-

чиси. Ракетадан космик фазога, ер атмосферасидан ташқарига ва Куёш системасининг бошқа сайёralарига учишда фойдаланиш мумкинлигини биринчи марта рус олимни ва кашфиётчиси Константин Эдуардович Циолковский (1857—1935) илмий ассоциат берган эди. Унинг 1903 йилда нашр қилинган „Дунё фазосини реактив асбоблар билан тадқиқ қилиш“ номли асарида ракетанинг тезлиги, газларнинг чиқиш тезлиги, ракетанинг массаси ва ёнилғи масасаси орасидаги боғланишни кўрсатувчи формула чиқарилган эди. Циолковский 8 км/с гача тезликка эриша оладиган ва космик фазога учиб чиқиб кета оладиган ракетани яратиш мумкинлигини назарий жиҳатдан асослади. Бундай ракета учун ёнилғи сифатида у суюқ волороддан, оксидлагич сифатида эса суюқ кислороддан фойдаланишни таклиф этди. К. Э. Циолковскийнинг суюқликли ракетасининг тузилиши 62-расмда тасвирланган. К. Э. Циолковский „космик ракета поездларини“ яратиш ғоясини ишлаб чиқди. К. Э. Циолковскийнинг назарий ишлари техниканинг ривожланиш дараҷасини ярим асрдан ортиқ вақтга илгарилаб кетди. Бу ишлар замонавий назарий ва амалий космонавтикани яратиш учун асос бўлиб хизмат қиласи.

Собиқ СССРнинг космик фазони тадқиқ этишдаги ютуқлари. Э. К. Циолковскийнинг „космик ракета поездларини“ — кўп босқичли ракеталарни яратиш ҳақидаги ғояларини буюк собиқ совет олими

академик Сергей Павлович Королёв (1907 — 1966) раҳбарлигидбги олимлар ва техниклари амалга оширишиди.

Дунёда биринчи Ернинг сунъий йўлдоши ракета ёрдамида собиқ Совет Иттифоқида 1957 йилнинг 4 октябрида учирилган эди.

1961 йилнинг 12 апрелида Собиқ Совет Иттифоқи граждани Юрий Алексеевич Гагарин (1934—1968) „Восток“ космик кемасида жаҳонда биринчи марта космик фазога парвоз қилди.

Собиқ Совет космик ракеталари Ерга Ой сиртидан намуналар етказди. Венера ва Марс сиртига автоматик планеталараро станцияларни юмшоқ қунишини амалга оширди, ер атрофидаги орбитага узоқ муддатли орбитал станцияларини олиб чиқди:

Бортида космонавтлар бўлган космик кемаларнинг, автоматик планеталараро станцияларнинг ва Ернинг сунъий йўлдошларининг учирилиши ер атрофидаги ва планеталараро фазодаги илмий тадқиқотлар учун ҳам, ҳалқ хўжалигининг амалий масалаларини ҳал қилиш учун ҳам фойдаланилади.

Йўлдошлар ва автоматик планеталараро станциялар ёрдамида Ер атмосферасининг катта баландликлардаги таркиби ва тузилиши, Венера ва Марс атмосферасининг химиявий таркиби ва физик хоссалири ўрганилди, Ой, Венера ва Марс сиртининг тасвирлари олинди.

„Молния“ алоқа йўлдошлари ердаги „Орбита“ станциялари орқали бизнинг мамла-

катимиз ичидаги истаган ма- софада телевизион программа- ларни трансляция қилишни ва телефон алоқаси ўрнатишни амалга оширади.

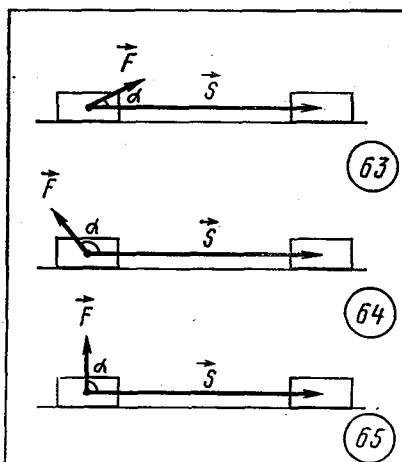
„Метеор“ метеорологик йўлдошлар ер атмосферасида юз берадиган жараёнларни тек- шириш учун ва об-ҳаво маъ- лумотларини тузиш учун фой- даланилади.

## 18. МЕХАНИК ИШ

**Ўзгармас кучнинг иши.**  
Ўзгармас  $\vec{F}$  кучнинг  $\vec{s}$  иши деб, куч ва кўчиш модулла- рининг кўпайтмасини  $\vec{F}$  куч ва  $\vec{s}$  кўчиш векторлари орасидаги бурчакнинг косинусига кўпайтирилган физик катталика айтилади:

$$A = F s \cos \alpha. \quad (18.1)$$

(18.1) ифода иш скаляр катталик бўлиб,  $\alpha$  бурчак ко- синусининг ишорасига борлик ҳолда мусбат ёки манфий қий- мат қабул қилиши мумкинли- гини кўрсатади.



Махсус йўлдошлар денгиз кемаларига ва самолётларга ўз координаталарини аниқлаш- га ёрдам беради. Космонавт- лар орбитал станцияларда пар- воз қилишда бажараган ма- терик ва океан сиртларини текшириш ер шарининг турли районларидаги табиий ресурсларни баҳолашга ва аниқлаш- тиришга имкон беради.

Агар  $\vec{F}$  куч вектори билан  $\vec{s}$  кўчиш вектори орасидаги бурчак  $90^\circ$  дан кичик бўлса,  $\vec{F}$  куч бажарадиган иш мус- бат бўлади (63- расм).

Бурчакнинг қийматлари  $90^\circ < \alpha \leq 180^\circ$  бўлганда  $F$  кучнинг иши манфий бўлади (64- расм).

Агар  $\vec{F}$  куч вектори  $\vec{s}$  кў- чиш векторига перпендикуляр бўлса, у ҳолда  $\alpha$  бурчакнинг косинуси ва  $\vec{F}$  кучнинг иши нолга teng бўлади (65- расм).

СИ да иш бирлиги жоуль (Ж) дейилади.

Жоуль 1 Н куч қўйилган нутканинг 1 м га кўчишида куч таъсири йўналишида ба- жарилган ишга teng:

$$1 \text{ Ж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м.}$$

Қувват  $N$  — қувват  $A$  иши нинг у бажарилган  $t$  вақт ора- лиғига нисбатига teng физик катталикидир:

$$N = \frac{A}{t}. \quad (18.2)$$

СИ да қувват бирлиги ватт (Вт) дейилади.

Ватт 1 с да 1 Ж иш бажариладиган қувватдир:

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

Техникада янада йирик бирликлардан; киловатт ва мегаваттдан фойдаланилади:

## 19. КИНЕТИК ЭНЕРГИЯ

Иш ва жисм тезлигининг ўзгариши. Ўзгармас куч билан бажариладиган иш ва жисм тезлигининг ўзгариши орасидаги боғланишни ўрнатамиз.  $m$  массали жисмга ўз-

гармас  $\vec{F}$  куч таъсир қилган (у бир неча кучларнинг тенг таъсир этувчиси бўлиши мумкин) ва  $F$  куч ҳамда  $s$  кўчиш векторлари бир тўғри чизик бўйлаб бир томонга йўналган ҳолни қараб чиқамиз. Бу ҳолда кучнинг иши  $A = F \cdot s$  формула билан аниқланади. Куч модули Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра  $F = ma$  га тенг, текис тезланувчан тўғри чи-  
зиқли ҳаракатда  $s$  кўчиш модули эса  $v$ , бошланғич ва  $v_2$  охирги тезлик ҳамда  $a$  тезланиш модуллари билан қўйидаги ифода орқали боғланган:

$$s = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2a}.$$

Бундан иш учун қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$A = Fs = ma \frac{v_2^2 - v_1^2}{2a} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}. \quad (19.1)$$

**Кинетик энергия.** Жисм массасини унинг тезлиги квад-

$$1 \text{ кВт} = 10^3 \text{ Вт},$$

$$1 \text{ МВт} = 10^6 \text{ Вт}.$$

Кувват 1 кВт бўлганда 1 соатда бажариладиган иш киловатт-соат дейилади:

$$1 \text{ кВт} \cdot \text{соат} = 10^3 \text{ Вт} \cdot 3600 \text{ с} =$$

$$= 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ж}.$$

ратига қўпайтмасининг ярмига тенг физик катталик жисмнинг **кинетик энергияси** дейилади.

Жисмнинг кинетик энергияси  $E_k$  ҳарфи билан белгиланади:

$$E_k = \frac{mv^2}{2}. \quad (19.2)$$

У ҳолда (19.1) тенгликни қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = E_{k2} - E_{k1}. \quad (19.3)$$

Жисмга қўйилган кучларнинг тенг таъсир этувчисининг иши жисм кинетик энергиясининг ўзгаришига тенг. Бу тасдиқ кинетик энергия дейилади.

Кинетик энергиянинг ўзгариши куч иши (19.3) га тенг бўлгани учун кинетик энергия иш ифодаланган бирликларда, яъни жоулларда ифодаланади.

Агар  $m$  массали жисм ҳаракатининг бошланғич тезлиги нолга тенг бўлса ва жисм ўз тезлигини  $v$  қийматгача ортираса, кучнинг иши жисм кинетик энергиясининг охирги қийматига тенг бўлади:

$$A = E_{k2} - E_{k1} =$$

$$= \frac{mv^2}{2} - 0 = \frac{mv^2}{2}. \quad (19.4)$$

$v$  тезлик билан ҳаракатла-

нүвчи  $m$  массали жисмнинг кинетик энергияси тинч турган жисмга шу тезликни бе-

риш учун таъсир этувчи куч бажариши керак бўлган ишга тенг.

## 20. ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯ

**Оғирлик** кучининг иши. Массаси  $m$  бўлган жисмни Ер сиртидан  $h_1$  баландликдан  $h_2$  баландликка пастга вертикал кўчиришда  $\vec{F}_{\text{оп}}$  оғирлик кучи бажарган ишни топамиз (66-расм). Агар  $h_1 - h_2$  фарқ Ер марказигача бўлган масофага қараганда жуда кичик бўлса, у ҳолда жисм ҳаракати вақтидаги  $F_m$  тортишиши кучини доимий ва  $\vec{mg}$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин.

Кўчиш оғирлик кучи векторининг йўналиши билан мостушгани учун оғирлик кучининг иши

$$A = Fs = mg(h_1 - h_2) \quad (20.1)$$

га тенг.

Энди жисмнинг қия текислик бўйича ҳаракатини қараб чиқамиз. Жисм қия текислик бўйича пастга кўчганда (67-

расм)  $F_{\text{оп}} = \vec{mg}$  оғирлик кучи  $A = mgs \cos \alpha = mgh$  (20.2)

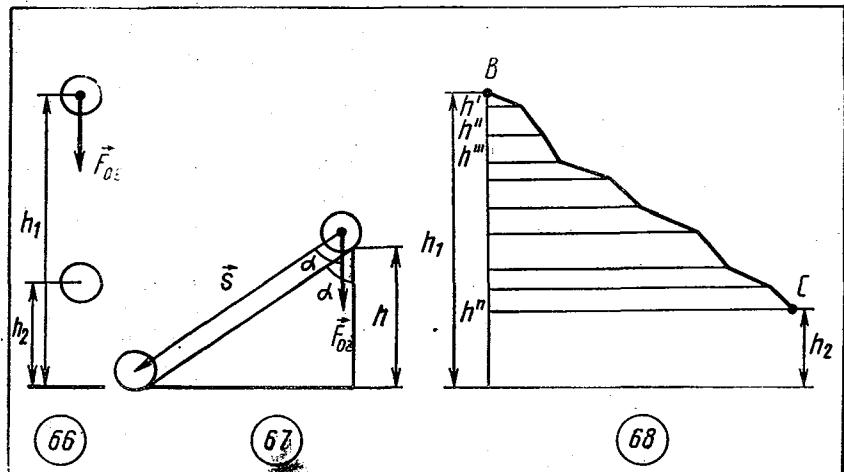
иш бажаради, бунда  $h$  — қия текисликнинг баландлиги,  $s$  — қия текислик узунлигига тенг кўчиш модули.

Жисмнинг  $B$  нуқтадан  $C$  нуқтага истаган траектория бўйича ҳаракатини (68-расм) турли  $h'$ ,  $h''$  ва ҳоказо баландликдаги қия текисликларнинг қисмлари бўйича кўчишлардан иборат деб фикран тасаввур қилиш мумкин. Оғирлик кучининг  $B$  дан  $C$  гача бутун йўлдаги оғирлик кучининг  $A$  иши йўлнинг алоҳида қисмларидаги ишларнинг йиғиндисиға тенг:

$$A = mgh' + mgh'' + \dots + mgh^n =$$

$$= mg(h' + h'' + \dots + h^n) =$$

$$= mg(h_1 - h_2), \quad (20.3)$$



бунда  $h_1$  ва  $h_2$  — мос ҳолда  $B$  ва  $C$  нүқталар жойлашган Ер сиртидан баландликлар.

(20.3) тенглик оғирлик күчининг иши жисмнинг ҳаракат граекториясига боғлиқ эмас ва ҳар доим оғирлик кучи модулининг бошланғич ҳамда охирги ҳолатлари даги баландликлари фарқига қўпайтмасига тенг эканини кўрсатади.

Пастга ҳаракатланганда оғирлик кучининг иши мусбат, юқорига ҳаракатланганда — манфий.

Агар жисм бирор граектория бўйича ҳаракатда дастлабки нүқтага қайтса, баландликнинг  $h_1$  бошланғич ва  $h_2$  охирги қийматлари бир хил бўлади ҳамда оғирлик кучининг иши нолга тенг бўлади.

*Ёник граекторияда оғирлик кучининг иши нолга тенг.*

Оғирлик кучи таъсир қилаётган жисмнинг потенциал энергияси. (20.3) тенгликни қуидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$A = -(mgh_2 - mgh_1). \quad (20.4)$$

Бу ифода  $m$  массали жисмнинг Ер сиртидан  $h_1$  баландликда жойлашган нүқтадан  $h_2$  баландликда жойлашган нүқтага иктиёрий граектория бўйича кўчишидаги оғирлик кучининг иши қарама-қарши ишора билан олинган  $mgh$  қўпайтмага тенг бирор физик катталиктининг ўзгаришига тенг эканини кўрсатади.

Жисм массасининг эркин тушиш тезланиши модули ва жисмнинг Ер сиртидан кўтарилиган баландлигига қўпайтмасига тенг физик катталик

жисмнинг потенциал энергияси дейилади.

Потенциал энергия  $E_p$  ҳарфи билан белгиланади.

Оғирлик кучининг иши жисмнинг қарама-қарши ишора билан олинган потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг:

$$A = -(E_{p2} - E_{p1}). \quad (20.5)$$

Ердан кўтарилиган жисмнинг потенциал энергиясининг қиймати ноль сатҳни танлашга боғлиқ, яъни потенциал энергия нолга тенг деб олинадиган баландликка боғлиқ. Одатда Ер сиртида потенциал энергия нолга тенг деб қабул қилинади.

Ноль сатҳни бундай танлашда Ер сиртидан  $\vec{h}$  баландликда жойлашган жисмнинг  $E_p$  потенциал энергияси жисмнинг  $m$  массасининг эркин тушиш тезланиши  $\vec{g}$  ва унинг Ер сиртидан  $\vec{h}$  масофаси қўпайтмасига тенг:

$$E_p = mg\vec{h}. \quad (20.6)$$

(20.6) тенглик оғирлик кучи таъсир этажтган жисмнинг потенциал энергияси жисм ноль сатҳга кўчганда оғирлик кучи бажарадиган ишга тенглигини кўрсатади.

Фақат мусбат қийматларга эга бўла оладиган илгариланма ҳаракатнинг кинетик энергиясидан фарқли равишида жисмнинг потенциал энергияси мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Ер сиртидан  $\vec{h}$  чуқурликда жойлашган  $m$  массали жисм манфий потенциал энергияга эга:

$$E_p = -mg\vec{h}.$$

### Эластиклик кучининг иши.

Агар  $k$  бикрликдаги пружинага брускот мақкамланиб, пружинани чўзиб, кейин брускот қўйиб юборилса, у ҳолда чўзилган пружинанинг эластиклик кучи таъсирида брускот ҳаракатга келади ва бирор масофага кўчади.

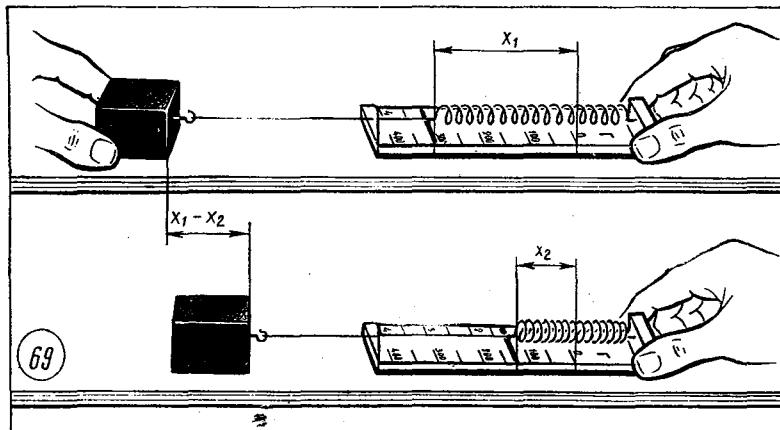
Пружинанинг деформацияси (узайиши) бирор бошланғич  $x_1$ , қийматдан охирги  $x_2$  қийматгача ўзгарганда эластиклик кучи бажарадиган ишни ҳисоблаймиз (69- расм).

Эластиклик кучи пружинанинг деформацияси жараёнида ўзгаради. Эластиклик кучининг ишини топиш учун куч модулининг ўртacha қийматини олиш ва кўчиш модулига кўпайтириш мумкин:

$$A = F_{\text{эл. ўрт}}(x_1 - x_2). \quad (20.7)$$

Гук қонунига кўра эластиклик кучи пружинанинг деформациясига пропорционал бўлгани учун унинг модулининг ўртacha қиймати қуйидагига teng:

$$F_{\text{эл. ўрт}} = k \frac{x_1 + x_2}{2}. \quad (20.8)$$



(20.7) тенгликтаги  $F_{\text{эл. ўрт}}$  ўртага унинг (20.8) даги қийматини қўйиб, қуйидагини ҳосил қиласиз:

$$A = k \frac{x_1 + x_2}{2} (x_1 - x_2) = \\ = \frac{k}{2} (x_1^2 - x_2^2) \quad (20.9)$$

ёки

$$A = - \left( \frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2} \right). \quad (20.10)$$

Эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси. Жисм бикрлигининг унинг деформацияси квадратига кўпайтмасининг ярмига тенг бўлган физик катталик эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси дейилади:

$$E_p = \frac{kx^2}{2}. \quad (20.11)$$

(20.10) ва (20.11) формулалардан эластиклик кучининг иши тескари ишора билан олингай эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси ўзгаришига тенг эканлиги

келиб чиқади:

$$A = -(E_{p2} - E_{p1}). \quad (20.12)$$

Агар  $x_2 = 0$  ва  $x_1 = x$  бўлса, (20.10) ва (20.11) формула-лардан:

$$E_p = A,$$

яъни эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси жисм деформацияси нолга тенг бўлган ҳолатга ўтганда эластиклик кучи бажара-диган ишига тенг.

**Потенциал энергия.** Тортишиш кучлари ва эластиклик кучлари билан ўзаро таъсирашувчи жисмларнинг потенциал энергияларига мисоллар қараб чиқиш потенциал энер-

гиянинг қўйидаги белгиларини аниқлашга имкон беради:

Бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирашмайдиган битта жисм потенциал энергияга эга бўла олмайди. **Потенциал энергия** — бу ўзаро таъсирашувчи жисмлар энергияси-дир.

Ердан кўтарилиган жисмнинг потенциал энергияси — бу жисм билан Ернинг гравитацион кучлар билан ўзаро таъсири энергияси-дир. Эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси — бу жисм айrim қисмларининг бир-бирига эластиклик кучлари билан ўзаро таъсири энергияси-дир.

## 21. МЕХАНИК ЖАРАЁНЛАРДА ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Биз потенциал энергия ўзаро таъсирашувчи жисмларни, кинетик энергия — ҳаракатда-ги жисмларни характерлашини аниқладик. Потенциал энергия ҳам, кинетик энергия ҳам жисмларга таъсири этувчи кучлар нолдан фарқли иш бажара-диган жисмларнинг ўзаро таъсири натижасидагина ўзгаради.

Энди ёпиқ система ҳосил қилувчи жисмларнинг ўзаро таъсирида энергиянинг ўзгариши ҳақидаги масалани қараб чиқамиз. Агар бир нечта жисмлар бир-бири билан фақат тортишиш кучлари ва эластиклик кучлари билан ўзаро таъсирашиб ва уларга ҳеч қандай ташки кучлар таъсири қилмаса, у ҳолда жисмларнинг ҳар қандай ўзаро таъсиrlарида эластиклик кучлари ёки тортишиш куч-

лари иши жисмларнинг қарама-қарши ишора билан олинган потенциал энергияси ўзгаришига тенг:

$$A = -(E_{k2} - E_{k1}). \quad (21.1)$$

Шу билан бирга кинетик энергия ҳақидаги теоремага кўра ўша кучлар бажарган иш кинетик энергия ўзгаришига тенг:

$$A = E_{p2} - E_{p1}. \quad (21.2)$$

(21.1) ва (21.2) тенглик-ларни таққослашдан, ёпиқ сис-темада жисмларнинг кинетик энергиясини ўзгариши абсолют қиймати бўйича жисмлар сис-темаси потенциал энергияси ўзгаришининг абсолют қийма-тига тенг ва унга ишораси бўйича қарама-қарши эканлиги кўриниб турибди:

$$E_{k2} - E_{k1} = -(E_{p2} - E_{p1})$$

еки

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_p. \quad (21.3)$$

(21.3) тенгликтан ёпиқ системани ташкил этувчи жисмларнинг кинетик ва потенциал энергиялари йифиндиси ҳамда ўзаро таъсирашувчи тортишиш кучлари ва эластиклик кучлари доимий бўлиши келиб чиқади. Бу тасдиқ механик жараёнларда энергиянинг сақланиш қонуни дейилади.

Жисмларнинг кинетик ва потенциал энергиялари йифиндиси тўлиқ механик энергия дейилади.

Тўлиқ механик энергия учун энергиянинг сақланиш қонуни қуидагича ифодаланади: тортишиш ва эластиклик кучлари билан ўзаро таъсирашувчи жисмларнинг берк системасининг тўлиқ механик энергияси ўзгармай қолади.

Энергиянинг сақланиш қонунининг асосий мазмуни фақат тўлиқ механик энергиянинг сақланиши фактини аниқлашгина эмас, балки жисмларнинг ўзаро таъсирашишида жисмларнинг кинетик ва потенциал энергияларининг тенг миқдорий ўлчовда ўзаро айланшлиари бўлиши мумкинлигини аниқлашдан иборат.

Энергиянинг сақланиш қонуни иш тушунчасининг физик маъносини очиб беради.

Тортишиш кучлари ва эластиклик кучлари иши бир томондан кинетик энергиянинг ортишига тенг, иккинчи томондан эса жисмларнинг потенциал энергиясининг камайишига тенг.

Демак, иш бир турдан ик-

кинчи турга айланган энергияга тенг.

Эластиклик кучлари ва гравитацион кучлар иштироқидағи жараёнларда тўлиқ механик энергиянинг сақланиш қонуни механиканинг асосий қонунларидан бири ҳисобланади. Бу қонунни билиш амалий ҳаётда катта ақамиятга эга бўлган кўпгина масалаларни ечишни соддлаштиради.

Қўйидаги мисолни қараб чиқамиз. Электр энергияси ҳосил қилиш учун дарёлар энергиясидан кенг фойдаланилади. Шу мақсадда дарёларни тўсувчи тўғонлар қурилади. Оғирлик кучи таъсирида тўғон ортидаги сув омборидан сув қудуқ бўйлаб тезланувчан ҳаракат қиласи ва маълум кинетик энергияга эга бўлади. Тез ҳаракатланувчи сув оқими гидравлик турбина кураклари билан тўқнавшганда сувнинг илгариланма ҳаракати кинетик энергияси турбина ротори айланшининг кинетик энергиясига айланади, кейин эса электр генератор ёрдамида электр энергияга айланади.

Гидроэлектростанция ишлаб чиқарган электр энергияни ҳисоблаш учун даставвал турбинанинг куракларига йўналган сув оқимининг кинетик энергиясини аниқлашни билиш зарур. Сув турбинанинг куракларига юқоридан пастга вертикаль тушмасдан мураккаб шаклдаги қудуқ бўйлаб ҳаракатлангани учун сув ҳаракатининг ҳар бир қисмида оғирлик кучлари ва эластиклик кучларини ҳисобга олган ҳолда сув тезлиги ўзгаришининг ҳисоби жуда мураккаб бўлар эди. Бироқ бундай ҳисоблаш-

га зарурат йўқ. Чунки сувга фақат оғирлик кучлари ва эластиклик кучлари таъсир қиласи, исталган траектория бўйича ҳаракатида унинг  $\Delta E_k$  кинетик энергиясининг ўзгариши унинг қарама-қарши ишора билан олинган  $\Delta E_p$ , потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг:

$$\Delta F_p = -\Delta E_p.$$

$m$  массали сувнинг Ер сиртидан баландлигининг  $h$  га камайишида потенциал энергиясининг ўзгариши қуидаги муносабатдан аниқланади:

$$\Delta E_p = -mgh.$$

Сувнинг қудуқлардаги ҳаракатида эластиқлик кучлари иш бажармайди, чунки исталган нуқтада уларнинг йўналиши кўчиш векторига перпендикуляр бўлади. Шунинг учун сувнинг  $\Delta E_k$  кинетик энергияси ўзгариши унинг оғирлик кучи майдонидаги ўзгаришига тенг:

$$\Delta E_k = -\Delta E_p = mgh.$$

**Энергиянинг айланышлари.** Жисмларнинг истаган ўзаро таъсирларида ҳам механик энергия сақланавермайди. Агар жисмлар орасида ишқаланиш кучи таъсир қиласа, механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди:

Йўлнинг горизонтал қисмида ҳаракатланабтган автомобиль двигатели ўчирилгандан сўнг ҳам бирор масофани босиб ўтади ва ишқаланиш кучлари таъсирида тўхтайди. Автомобиль илгариланма ҳаракатнинг кинетик энергияси нолга тенг бўлиб қолади, потенциал энергияси эса орт-

майди. Бу автомобилнинг кинетик энергияси изсиз йўқолди, деган гапни англатмайдими?

Тажрибанинг кўрсатишича, механик ҳаракат ҳеч қачон изсиз йўқолмайди ва ҳеч қачон ўз-ўзидан пайдо бўлмайди. Автомобиль тормозланиши вақтида унинг тормоз колодкалари, шиналари ва асфальт қизизиди. Бинобарин, ишқаланиш кучлари таъсири натижасида автомобилнинг кинетик энергияси йўқ бўлмайди, балки молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати ички энергияга айланади.

Истаган физик ўзаро таъсирларда энергия пайдо бўлмайди ва йўқ бўлмайди, балки бир турдан бошқа турга айланади.

Бу изчил равишда аниқланган факт энергиянинг сақланиш ва айланаш қонуни дейилади.

**Оддий механизмлар.** Минглаб йиллар давомида оддий механизмлар, масалан, қия текислик, ричаг ва ғилдирак каби механизмлар одамнинг ёрдамчилари бўлиб келган. Қия текислик принципидан миср пирамидаларини қурувчилириёқ фойдаланган эдилар. Масалан, Хеопс пирамидасини қуришда 2,5 т массали тош блоклар 147 м гача баландликка кўтарилган.

Қия текислик катта массали жисмни унинг оғирлигидан анча кичик бўлган куч таъсирида кўчириш учун қўлланилган.

Қия текисликка параллел  $OX$  ўқни танлаб,  $m$  массали жисмнинг бурчак остидаги қия текислик бўйлаб юқорига ва

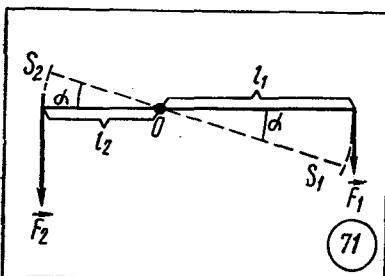
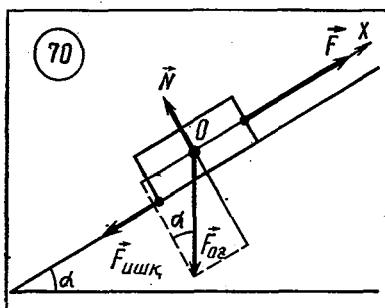
горизонтал текислик бўйлаб бир текис кўчиши учун модули бўйича қўйидагига тенг  $\vec{F}$  кучни қўйиш кераклигини топамиз (70-расм):

$$\begin{aligned} F &= F_{\text{ор. } x} + F_{\text{ишк. } x} = \\ &= mg \sin \alpha + F_{\text{ишк}} = \\ &= mg \sin \alpha + \mu mg \cos \alpha. \end{aligned}$$

Агар ишқаланиш кучларини ҳисобга олиш мумкин бўлса, у холда жисмнинг қия текислик бўйича ҳаракатини таъминловчи  $\vec{F}$  куч модулининг  $F_{\text{ор}}$  оғирлик кучи модулига нисбати қўйидагига тенг:

$$\frac{F}{F_{\text{ор}}} = \frac{mg \sin \alpha}{mg} = \sin \alpha = \frac{h}{l}.$$

Биз ишқаланиш бўлмагандан қия текисликдан фойдаланиш жисмни қия текислик бўйлаб кўчириш учун зарур бўлган кучнинг қийматини қия



текисликнинг  $h$  баландлиги унинг  $l$  узунлигидан неча марта кичик бўлса, шунча марта камайтиришга имкон берисини хосил қилдик.

Бироқ қия текислик ишдан ютуқ бермайди, чунки таъсир этувчи  $F$  куч модулининг  $l$  йўл шунча марта ортади:

$$A = F \cdot s = mg \frac{h}{l} \cdot l = mgh.$$

Жисмни юқорига  $h$  баландликка вертикал кўтаришда ҳам худди шундай иш бажарилади.

Бу натижада механик энергиянинг сақланиш қонуни натижасидир, чунки оғирлик кучи иши йўлнинг шаклига боғлиқ эмас ва жисмнинг потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг.

Оғир буюмларни кўтариш учун одам азалдан ричагдан фойдаланишни ўрганганди.

Агар ричагни соат стрелкаси йўналишида айлантирувчи кучлар моменти абсолют қиймати бўйича ричагни қарамақарши йўналишида айлантирувчи кучлар моментига тенг бўлса, ричаг мувозанатда бўлади.

Агар  $\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_2$  куч векторларининг йўналишлари куч қўйилган нуқталар ва айланиш ўқини туташтирувчи энг қисқа тўғри чизиқка перпендикуляр бўлса ва битта текисликда ётса, кучлар моментларининг тенглик шарти қўйидаги кўринишни олади:

$$F_1 l_1 = F_2 l_2,$$

бунда  $l_1$  ва  $l_2$  — куч қўйилган нуқталан ричагнинг таянч нуқтасигача, яъни айланиш ўқигача бўлган масофа (71-расм).

Агар  $l_1 > l_2$  бўлса, у ҳолда ричаг кучдан  $\frac{l_1}{l_2}$  марта ютуқни таъминлаши мумкин:

$$F_2 = F_1 \frac{l_1}{l_2}.$$

Ричаг ёрдамида кучдан ютиш, ишдан ютишини англатмайди. Ричаг таянч нуқта атрофидан  $\alpha$  бурчакка бурилганда  $\vec{F}_1$  куч

$$A_1 = F_1 s = F_1 l_1 \alpha$$

иш бажаради,  $\vec{F}_2$  куч эса

$$A_2 = F_2 s_2 = F_2 l_2 \alpha$$

иш бажаради.  $F_1 l_1 = F_2 l_2$  бўлгани учун  $\vec{F}_1$  куч бажарган  $A_1$ , иш  $\vec{F}_2$  куч бажарган  $A_2$  ишга тенг бўлади:

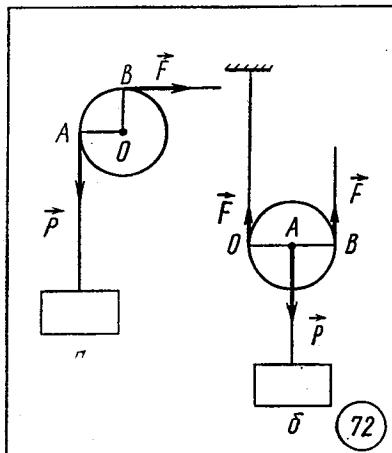
$$A_1 = A_2.$$

$A_1$  ва  $A_2$  ишларнинг тенглиги механик энергиянинг сақланиш қонунининг натижасидир. Ричаг кучдан қанча ютуқ берса, йўлдан шунча ютказади.

Ричаг кўпгина замонавий меҳнат қуролларининг элементидир: қайчидан ва плоскогубцидан тортиб, автомобиль қўл тормози дастаси ва кўтарма кран стреласигача.

Қўзғалмас ўқса маҳкамланган унча катта бўлмаган гилдиракдан блок сифатида фойдаланилади. Блок куч таъсири йўналишини ўзгартиришга имкон беради. Қўзғалмас блокнинг турли нуқталарига қўйилган кучларнинг елкалари бир хил, шунинг учун қўзғалмас блок кучдан ютуқ бермайди (72-а расм).

$\vec{P}$  оғирликдаги юкни қўз-



ғалувчан блок ёрдамида кўтаришда кучдан икки марта ютилади, чунки  $\vec{P}$  кучнинг  $OA$  елкаси троснинг  $F$  таранглик кучининг  $OB$  елкасидан икки марта кичик (72-б расм). Трос  $l$  узунилкка тортилганда, юк фақат  $\frac{l}{2}$  баландликка кўтарилади, демак, қўзғалувчан блок ҳам ишдан ютуқ бермайди.

Ҳар қандай оддий механизмларнинг ишланини қарабчиқиша, уларнинг ҳеч бири ишдан ютуқ бермаслигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Бир-бири билан ўзаро таъсирашувчи ричаглар, гилдираклар ва бошқа деталларнинг комбинациясидан иборат ҳар қандай мураккаб машина ишдан ютуқ бера олмайди. Бу хулоса энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни натижасидир.

Механизмлар ва асбоблар ҳаракатни алмаштириб ва қўйилган кучларни ўзгартириб, одам меҳнатини енгиллаштиради. Аммо ҳеч бир механизм уни ҳаракатга келти-

риш учун бажарадиган ташқи күчлардан ортиқ иш бажара олмайды.

**Энергетик машиналар.** Инсон ўзининг амалий фаолиятида энергиянинг турли хилларининг айланишлари зарурлиги билан доимо учрашади. Энергия алмашинуви уй қурилишида ва тошкўмир қазиб олишда, тупроққа ишлов беришда ҳамда ҳосилни йиғишида, станокларда ҳар хил денталларни тайёрлашда ва автомобилда юришда бўлади. Энергияни алмаштириш учун мўлжалланган қурилмалар **энергетик машиналар** дейлади.

Буғ машинаси, ички ёнув двигатели, турбина, электр генератор, электродвигатель—энергетик машиналардир. Буғ машинаси ва ички ёнув двигатели ёнилғининг ички энергиясини механик энергияга айлантиради, электр енергетор механик энергияни электр энергияга айлантиради, элек-

тродвигатель электр энергияни механик энергияга айлантиради.

**Фойдали иш коэффициенти.** Энергиянинг ҳар бир тури энергиянинг истаган бошқа турига тўлиқ айланиши мумкин. Бироқ ҳамма реал энергетик машиналарда улар қўлланиладиган энергия алмаштиришларидан ташқари энергияни йўқотиши деб аталувчи энергия алмаштиришлари ҳам бўлади.

Энергия йўқотиши қанчалик кам бўлса, машина шунчалик такомиллашган ҳисобланади. Машинанинг такомиллашгандик даражаси фойдали иш коэффициенти (ФИК) билан характерланади.

*Машинанинг фойдали иш коэффициенти* η деб (грек ҳарфи „эта“)  $E_{\Phi}$  фойдали энергиянинг мазкур машинага бериладиган  $E$  энергияга нисбатига айтилади:

$$\eta = \frac{E_{\Phi}}{E}.$$

### Ф о р м у л а л а р

*Текис тезланувчан тўғри чизиқли ҳаракат*

$$\frac{\vec{v}}{\Delta t \rightarrow 0} = \frac{\vec{\Delta s}}{\Delta t}, \quad \frac{\vec{a}}{\Delta t \rightarrow 0} = \frac{\vec{\Delta v}}{\Delta t}, \quad \frac{\vec{v}_x}{\Delta t \rightarrow 0} = \frac{\vec{\Delta x}}{\Delta t} = x,$$

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{at}, \quad v_{0x} = v_{0x} + a_x t, \quad \vec{s} = \vec{v}_0 t + \frac{\vec{at}^2}{2}.$$

$$\frac{a_x}{\Delta t \rightarrow 0} = \frac{\Delta v_x}{\Delta t} = v'_x = x'', \quad x = x_0 + v_{0x} t + \frac{a_x t^2}{2},$$

$$s_x = v_{0x} t + \frac{a_x t^2}{2},$$

$$v_{0x} = 0, \quad s = \frac{a_x t^2}{2} = \frac{v_x^2}{2a_x},$$

$$v_x = \sqrt{2a_x s_x}, \quad a_x = \frac{v_x^2}{2s_x}.$$

## Формулалар

**Айланың бүйлаб текис ҳаракаты**

$$T = \frac{2\pi R}{v}, \quad v = \frac{l}{T}, \quad v = 2\pi R = \frac{2\pi R}{T},$$

$$a = \frac{v^2}{R} = 4\pi^2 R, \quad v^2 = \frac{4\pi^2 R}{T^2}.$$

**Ньютоның иккінчи қонуни**

$$\vec{F} = m\vec{a}.$$

**Бутун олам тортыштың қонуни**

$$F_t = G \frac{m_1 m_2}{R^2}.$$

**Күч өсімдігі**

$$Ft = m\vec{v} - m\vec{v}_0.$$

**Механик иш**

$$A = F_s \cos \alpha.$$

**Кинетик энергия**

$$E_k = \frac{mv^2}{2}.$$

**Потенциал энергия**

$$A = -\Delta E_p; \quad E_p = mgh;$$

$$E_p = \frac{kx^2}{2}.$$

**Ньютоның үчинча қонуни**

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2.$$

**Гүк қонуни**

**Ишқаланыш күчи**

$$(F_y)_x = -kx.$$

$$F_{\text{иш}} = \mu N.$$

**Импульснинг сақланыш қонуни**

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}'_1 + m_2 \vec{v}'_2.$$

**Күбвасат**

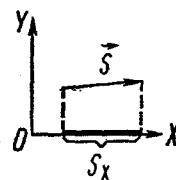
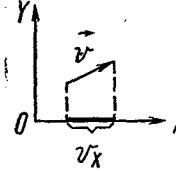
$$N = \frac{A}{t}.$$

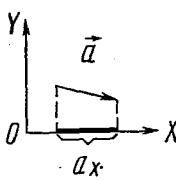
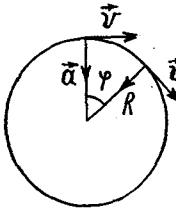
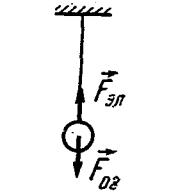
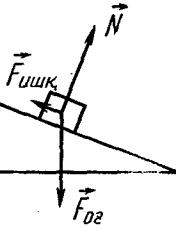
**Кинетик энергия ҳақида теорема**

$$A = E_{k2} - E_{k1}.$$

**Механик жаараёнларда энергияның сақланыш қонуни**

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2}.$$

	Белгилашлар	Катталиктарнинг бирликлари ва қийматлари
	$\vec{s}$ — күчиш $s$ — күчиш модули $s_x$ — күчиш проекцияси $x$ — координата	$1 \text{ м}$
	$t$ — вақт $\vec{v}$ — тезлик $v$ — тезлик модули $v_x$ — тезлик проекцияси	$1 \text{ с}$ $1 \text{ м/с}$

	Белгилашлар	Катталикларниң бирдиклари ва қийматлари
	$\vec{a}$ — тезланиш $a$ — тезланиш модули $a_x$ — тезланиш проекцияси	$1 \text{ м/с}^2$
	$T$ — айланиш даври $\nu$ — айланиш частотаси $m$ — масса $\vec{F}$ — күч $G$ — гравитацион доимий $k$ — жисмнинг бикрлиги	$1 \text{ с}$ $1/\text{с}$ $1 \text{ кг}$ $1 \text{ Н}$ $G = 6,67 \cdot 10^{-19} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$ $1 \text{ Н/м}$
	$\vec{N}$ — таянчнинг реакция күчи $\mu$ — ишқаланиш коэффициенти	
	$\vec{F}_t$ — күч импульси $\vec{mv}$ — жисмнинг импульси (ҳаракат миқдори) $A$ — механик иш $N$ — қувват $E$ — энергия	$1 \text{ кг} \cdot \text{м/с}$ $1 \text{ Ж}$ $1 \text{ Вт}$ $1 \text{ Ж}$

## МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1. Копток Ер сиртига урилғандан сүнг вертикаль юқорига  $15 \text{ м/с}$  тезлик билан ҳаракатланади. Ҳаракат бoshланғандан  $1 \text{ с}$  кейин ва  $2 \text{ с}$  кейин коптокнинг Ер сиртига нисбатан координатасини топинг. Олинган натижани тушунтириң.

$$v_0 = 15 \text{ м/с}$$

$$g = 10 \text{ м/с}^2$$

$$h_0 = 0 \text{ м}$$

$$t_1 = 1 \text{ с}$$

$$t_2 = 2 \text{ с}$$

$$y_1 = ?$$

$$y_2 = ?$$

Ечилиши

Жисмнинг текис тезланувчан түғри чи-  
зиқли ҳаракатда координаталари

$$y = y_0 - v_{0y}t + \frac{a_y t^2}{2},$$

формула билан анықланади.  $OY$  коорди-

ната ўқини вертикаль бўйича юқорига йўналирамиз, саноқ бўши Ер сиртида жойлашган. У ҳолда  $y_0 = h_0 = 0$ .

Бошланғич  $\vec{v}_0$  тезликнинг вектор йўналиши  $OY$  ўқнинг йўналиши билан бир хил бўлгани учун,  $\vec{g}$  векторнинг йўналиши эса  $OY$  ўқнинг йўналишига қарама-қарши бўлгани учун бошланғич  $v_{Oy}$  тезликнинг проекцияси мусбат,  $a_t$  тезланишининг проекцияси эса манфий бўлади:  $v_{Oy} = y_0$ ,  $a_y = -g$ .

У ҳолда

$$y = v_0 t - \frac{gt^2}{2};$$

$$y_1 = 15 \text{ м/с} \cdot 1 \text{ с} - \frac{10 \text{ м/с}^2 \cdot 1 \text{ с}^2}{2} = 10 \text{ м},$$

$$y_2 = 15 \text{ м/с} \cdot 2 \text{ с} - \frac{10 \text{ м/с}^2 \cdot 4 \text{ с}^2}{2} = 10 \text{ м}.$$

Ҳаракат бошлангандан 1 с ва 2 с ўтгандан кейин коптоқ фазонинг айни бир нуқтасида бўлади.  $t_1 = 1$  с пайтда у юқорига ҳаракатланиш вақтида шу нуқтадан ўтади,  $t_2 = 2$  с пайтда эса — пастга ҳаракатланиш вақтида ўтади.

2. Қайиқ дарё қирғоғига перпендикуляр ҳолда ҳаракатланмоқда. Унинг сувга нисбатан тезлиги 2 м/с га тенг. Агар дарёнинг кенглиги 80 м, оқимнинг тезлиги эса 1 м/с бўлса, қайиқнинг иккинчи қирғоққа бориб етиш вақти қанчага тенглигини аниқланг.

$$v_1 = 1 \text{ м/с}$$

$$v_2 = 2 \text{ м/с}$$

$$s = 80 \text{ м}$$

$$\vec{v}_3 \perp \vec{v}_1$$

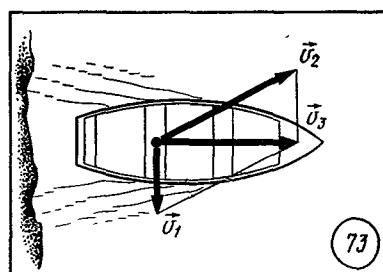
$$t = ?$$

### Ечилиши.

Қайиқнинг дарёдан ўтиш вақтини топиш учун қайиқнинг қирғоққа нисбатан тезлигини аниқлаш керак. Қайиқнинг дарё қирғоғига нисбатан  $v_3$  тезлиги  $v_2$  (сув оқимининг тезлиги) ва  $v_1$  (қайиқнинг сувга нисбатан тезлиги) векторларнинг йигиндисига тенг:

$$\vec{v}_3 = \vec{v}_1 + \vec{v}_2.$$

Қайиқнинг қирғоққа нисбатан  $v_3$  тезлик вектори дарё оқимининг тезлик векторига перпендикуляр. Вектор учбурчакда (73-расм) улар катет бўлади,  $\vec{v}_2$  вектор эса — гипотенузадир. Бу учбурчакдан  $\vec{v}_3$  вектор модули қўйидагига тенг:



73

$$v_3 = \sqrt{v_2^2 - v_1^2}, v_3 = \\ = \sqrt{4 \text{ м}^2/\text{с}^2 - 1 \text{ м}^2/\text{с}^2} = \\ = \sqrt{3} \text{ м/с} = 1,73 \text{ м/с.}$$

Қайиқнинг бир қирғоқдан иккинчисига ҳаракатланиш  $t$  вақти:

$$t = \frac{s}{v}; t = \frac{80 \text{ м}}{1,73 \text{ м/с}} \approx 46 \text{ с.}$$

3. 60 кг массали одам аримчоқ учмоқда. Одамнинг горизонтал текисликда радиуси 12 м бўйлан гайрана бўйлаб 10 м/с тезлик билан ҳаракатланишида унга таъсир қилаётган эластиклик кучининг қийматини топинг.

$$m = 60 \text{ кг}$$

$$v = 10 \text{ м/с}$$

$$R = 12 \text{ м}$$

$$\underline{F_{\text{эл}} = ?}$$

### Ечилиши

Горизонтал текисликда ётган айланада бўйлаб одамнинг ҳаракати  $F_{\text{ор}}$  оғирлик

кучи ва  $\vec{F}_{\text{эл}}$  эластиклик кучининг  $\vec{F}$  тенг таъсир этувчиси таъсирида вужудга келади.  $F$  вектор горизонгал текисликда ётади ва айланада марказига йўналган (74-расм).

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра тенг таъсир этувчининг модули

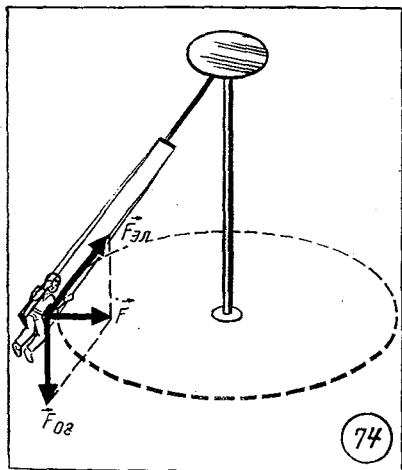
$$F = ma = \frac{mv^2}{R}$$

га тенг.  $\vec{F}$  вектор  $\vec{F}_{\text{ор}}$  векторга перпендикуляр бўлгани учун  $\vec{F}_{\text{эл}}$  вектор катетлари  $\vec{F}$  ва  $\vec{F}_{\text{ор}}$  бўлган тўғри бурчакли учбурчакда гипотенуза бўлади. Эластиклик кучининг модули қўйидагига тенг:

$$F_{\text{эл}} = \sqrt{F_{\text{ор}}^2 + F^2} = \sqrt{m^2g^2 + \frac{m^2v^4}{R^2}} = m\sqrt{g^2 + \frac{v^4}{R^2}};$$

$$F_{\text{эл}} = 60 \text{ кг} \cdot \sqrt{100 \text{ м}^2/\text{с}^4 + \frac{10^4 \text{ м}^4/\text{с}^4}{144 \text{ м}^2}} \approx 60 \text{ кг} \cdot 13 \text{ м/с}^2 = 780 \text{ Н.}$$

4. 80 кг массали велосипедчи ботик кўприк бўйлаб ҳаракатланмоқда. Унинг ҳаракатланиш траекториясининг радиуси 20 м бўлган айланада ёйидир. Кўприкнинг энг қўйи нуқтасида велосипедчига таъсир қилувчи эластиклик кучини топинг.



$$\begin{aligned}m &= 80 \text{ кг} \\v &= 10 \text{ м/с} \\R &= 20 \text{ м}\end{aligned}$$


---


$$F_{\text{ел}} - ?$$

## Ечилиши

Велосипедчининг айланга ёйи бўйича ҳаракати, модули

$$a = \frac{v^2}{R}$$

га тенг бўлган марказга интилма  $\vec{a}$  тезланиши ҳаракатдир.

Кўприкнинг қуий нуқтасида марказга интилма тезланишнинг вектори вертикал юқорига йўналган бўлади. Бу тезланиш Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ пастга вертикал йўналган  $\vec{F}_{\text{ов}} = m\vec{g}$  оғирлик кучи ва кўприк томонидан таъсир қиливчи ҳамда юқорига вертикал йўналган  $\vec{F}_{\text{ел}}$  эластиклик кучи векторларининг тенг таъсир этувчиси билан аниқланади (75-расм):

$$mg + \vec{F}_{\text{ел}} = m\vec{a}.$$

$OY$  ўқни юқорига вертикал йўналтирамиз ва бу тенгламани шу ўққа проекцияларда ёзамиш:

$$mg_y + (F_{\text{ел}})_y = ma_y.$$

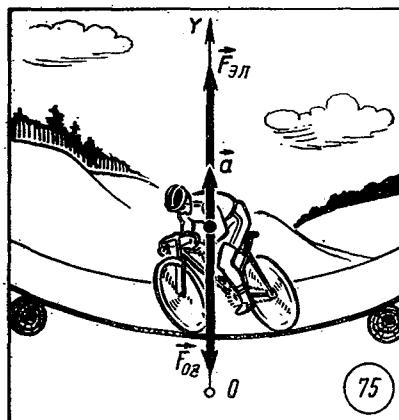
$\vec{F}_{\text{ел}}$  ва  $\vec{a}$  векторларнинг бу ўққа проекциялари мусбат,  $\vec{g}$  векторнинг проекцияси эса манфий, шунинг учун кучларнинг модуллари учун тенглама

$$-mg + F_{\text{ел}} = ma$$

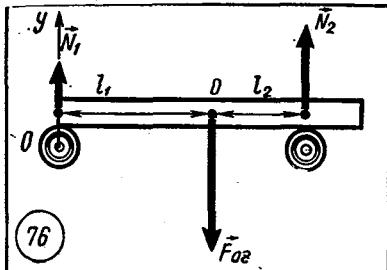
кўринишда бўлади. Бундан  $F_{\text{ел}}$  эластиклик кучи модулини ҳисоблаш формуласини ҳосил қиласиз:

$$\begin{aligned}F_{\text{ел}} &= ma + mg = \\&= m(a + g) = m\left(\frac{v^2}{R} + g\right); \\E_{\text{ел}} &= 80 \text{ кг} \left( \frac{100 \text{ м}^2/\text{с}^2}{20 \text{ м}} + \right. \\&\quad \left. + 10 \text{ м/с}^2 \right) = 1200 \text{ Н.}\end{aligned}$$

5. 100 кг массали труба иккита горизонтал таянчда турибди. Трубанинг узунлиги 6 м, таянчнинг бири трубанинг учда, иккинчиси трубанинг иккинчи учидан 1 м масофада жойлашган. Таянчларнинг реакция кучларини аниқланг.



75



лари юқорига вертикаль йўналган. Труба илгариланма ҳаракат қилмагани учун трубага таъсир қилувчи кучлар нинг геометрик йиғиндиси нолга тенг:

$$\vec{F}_{\text{of}} + \vec{N}_1 + \vec{N}_2 = \vec{0}.$$

$OY$  ўқни юқорига вертикаль йўналтирамиз. У ҳолда кучларнинг бу ўқдаги проекциялари учун

$$F_{\text{of}y} + N_{1y} + N_{2y} = 0$$

тenglikка, модуллари учун

$$F_{\text{of}} = N_1 + N_2$$

тenglikка эга бўламиз.

Труба айланмагани учун унга таъсир қилувчи ҳамма куч моментларининг алгебраик йиғиндиси истаган айланиш ўқи учун нолга тенг. Айланиш ўқи сифатида трубанинг массалар маркази орқали чизма текислигига перпендикуляр равиша ўтuvchi горизонтал тўғри чизиқни танлаймиз. Моментлар қоидаси асосида

$$Nl_1 - N_2l_2 + F_{\text{of}}l_3 = 0$$

тenglikни ёзамиз.  $\vec{F}_{\text{of}}$  оғирлик кучининг вектори айланиш ўқи ( $l_3 = 0$ ) орқали ўтгани учун бу кучнинг моменти нолга тенг.

Таянчнинг  $\vec{N}_2$  реакция кучи вектори соат стрелкасиغا қарши айланышни вужудга келтиради, шунинг учун бу кучнинг айланиш моменти манфий ишора билан олинган. Шундай қилиб, масалани ечиш учун биз икки тенгламадан иборат системани ҳосил қилдик:

$$F_{\text{of}} = N_1 + N_2,$$

$$N_1l_1 = N_2l_2.$$

Бу системани ечамиш:

$$N_1 = \frac{N_2l_2}{l_2}, \quad F_{\text{of}} = N_2 \frac{l_2}{l_1} + N_2 = \left( \frac{l_2}{l_1} + 1 \right) N_2,$$

$$N_2 = \frac{F_{\text{of}}}{l_2/l_1 + 1} = \frac{mg}{l_2/l_1 + 1}.$$

Масаланинг шартига кўра  $l_1 = 3$  м,  $l_2 = 2$  м, шунинг учун

$$N_2 = \frac{100 \text{ кг} \cdot 10 \text{ м/с}^2}{\frac{2 \text{ м}}{3 \text{ м}} + 1} = 600 \text{ Н}, N_1 = \frac{600 \text{ Н} \cdot 2 \text{ м}}{3 \text{ м}} = 400 \text{ Н.}$$

6. 130 т массали тепловоз 1170 т массали ҳаракатсиз составга 2 м/с тезлик билан яқинлашмоқда. Тепловоз билан улангандан кейин состав қандай тезлик билан ҳаракатланади?

$$\begin{aligned} m_1 &= 130 \text{ т} = \\ &= 1,3 \cdot 10^5 \text{ кг} \end{aligned}$$

$$v_1 = 2 \text{ м/с}$$

$$v_2 = 0 \text{ м/с}$$

$$\begin{aligned} m_2 &= 1170 \text{ т} = \\ &= 1,17 \cdot 10^6 \text{ кг} \end{aligned}$$

$$m_3 = m_1 + m_2$$

$$v_3 = ?$$

### Ечилиши

Импульснинг сақланиш қонунига кўра тепловоз ва составдан иборат тўла системанинг тўла импульси векторининг тезлик вектори бўйича йўналган тўла импульси векторининг координаталар ўқидаги проекцияси улангунча ва улангандан кейин бир хилдир:

$$m_1 v_{1x} + m_2 v_{2x} = m_3 v_{3x}.$$

Состав ҳаракатсиз (қўзгалмас) бўлгани учун тепловознинг улангунча  $\vec{v}_1$  тезлик вектори ва тепловознинг составга улангандан кейинги биргаликдаги  $\vec{v}_3$  тезлик вектори параллел бўлади ва  $v_{1x}$  ҳамда  $v_{2x}$  векторларнинг проекцияларини уларнинг модуллари билан алмаштириш мумкин:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_3 v_3$$

бундан тепловоз ва составнинг улангандан кейинги  $v_3$  тезлиги қўйидагига teng:

$$v_3 = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_3}, v_3 = \frac{1,3 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot 2 \text{ м/с} + 0 \text{ кг} \cdot \text{м/с}}{1,3 \cdot 10^6 \text{ кг}} = 0,2 \text{ м/с.}$$

7. 70 кг массали одам горизонтал текисликка  $30^\circ$  бурчак остида жойлашган 20 м узунликдаги зинадан тушмоқда. Оғирлик кучининг ишини топинг.

$$m = 70 \text{ кг}$$

$$s = 20 \text{ м}$$

$$\alpha = 30^\circ$$

$$A = ?$$

### Ечилиши

Оғирлик кучининг иши  $\vec{F}$  куч вектори модулининг  $\vec{s}$  кўчиш вектори модули ва  $\vec{F}$  куч вектори билан  $\vec{F}$  кўчиш вектори орасидаги  $\alpha$  бурчакнинг косинуси кўпайтмасига teng:

$$A = F s \cdot \cos \alpha = m g s \cos \alpha.$$

$\alpha$  бурчак  $30^\circ$  га teng, шунинг учун иш қўйидагига teng:

$$A = 70 \text{ кг} \cdot 9,8 \text{ м/с}^2 \cdot 20 \text{ м} \cdot 0,5 \approx 6860 \text{ Ж} \approx 7 \text{ кЖ.}$$

8. Бикрлиги 200 Н/м бўлган пружинанинг деформацияси  $x_1 = 2$  см дан  $x_2 = 6$  см гача ўзгарганда эластиклик кучи ба-жарган ишни ҳисобланг.

$$k = 200 \text{ Н/м}$$

$$x_1 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

$$x_2 = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

$$A - ?$$

Ечилиши

Гук қонунига кўра эластиклик кучи векторининг пружина деформацияланганда унинг учи кўчишининг вектори бўйича йўналган  $OX$  ўқдаги проекцияси

$$(F_y)_x = -kx$$

га тенг.

Эластиклик кучи деформацияга пропорционал равишда ўзгаргани учун ишни ҳисоблаш учун пружина деформацияси 2 см дан 6 см гача ўзгарганда унинг проекциясининг ўртача қийматини топиш мумкин:

$$(F_y)_{x_{\text{урт}}} = \frac{(F_y)_{x_1} + (F_y)_{x_2}}{2} = \frac{-kx_1 - kx_2}{2};$$

$$(F_y)_{x_{\text{урт}}} = \frac{-200 \text{ Н/м} \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ м} - 200 \text{ Н/м} \cdot 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}}{2} = -8 \text{ Н.}$$

Эластиклик кучининг иши кучнинг ўртача қиймати модулини кўчиш модулига ҳамда бу векторлар орасидаги бурчакнинг косинуси кўпайтмасига тенг:

$$A = F_{y_{\text{урт}}} (x_2 - x_1) \cos \alpha.$$

Пружина чўзилганда эластиклик кучи вектори кўчиш векторига қарши йўналган, шунинг учун улар орасидаги  $\alpha$  бурчак  $180^\circ$  га тенг,  $\cos \alpha = -1$ . У ҳолда эластиклик кучининг иши қуидагига тенг бўлади:

$$A = 8 \text{ Н} \cdot 4 \cdot 10^{-2} \text{ м} (-1) = -0,32 \text{ Ж.}$$

Эластиклик кучининг иши пружинанинг потенциал энергиясининг ўзгаришига қараб ҳам топилиши мумкин:

$$A = -(E_{p2} - E_{p1}) = -\left(\frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2}\right);$$

$$A = -\left(\frac{200 \text{ Н/м} \cdot 36 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2}{2} - \frac{200 \text{ Н/м} \cdot 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2}{2}\right) = -0,32 \text{ Ж.}$$

9. Кўтарма кран массаси 2 т га тенг юкни 24 м баландликка 2 минутда кўтаради. Механик қувватни топинг. Ишқаланиш кучларини ҳисобга олманг.

$$m = 2 \text{ т} = 2000 \text{ кг}$$

$$h = 24 \text{ м}$$

$$t = 2 \text{ мин} = 120 \text{ с}$$

$$N - ?$$

Ечилиши

Механик қувват  $N = \frac{A}{t}$  га тенг. Тащ-ки кучларнинг  $A$  механик иши юкни

күтаришда унинг потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг:

$$A = E_{p2} - E_{p1} = mgh - 0 = mgh.$$

Шунинг учун механик қувват:

$$N = \frac{mgh}{t};$$

$$N = \frac{20\,000 \text{ кг} \cdot 10 \text{ м/с}^2 \cdot 24 \text{ м}}{120 \text{ с}} = 4 \cdot 10^3 \text{ Вт} = 4 \text{ кВт.}$$

10. Ил-62 самолётида тўртта двигатель бор, улардан ҳар бирининг тортиш кучи 103 кН га тенг. Самолётнинг 864 км/соат тезлик билан учишида двигателларнинг фойдали қуввати қандай бўлади?

#### Ечилиши

$$v = 864 \text{ км/соат} =$$

$$= 240 \text{ м/с}$$

$$F = 103 \text{ кН} =$$

$$= 1,03 \cdot 10^5 \text{ Н}$$

$$N = ?$$

Двигателларнинг фойдали  $N$  қуввати  $A$  механик ишнинг  $t$  вақтга нисбатига тенг:

$$N = \frac{A}{t}.$$

$\vec{F}$  куч ва  $s$  кўчиш векторларининг йўналишлари бир хил бўлганда механик иш

$$A = Fs$$

га тенг.

Бундан механик қувват учун қуидагига эга бўламиз:

$$N = \frac{A}{t} = \frac{Fs}{t}.$$

Текис тўғри чизиқли ҳаракатда  $v = \frac{s}{t}$  бўлгани учун  $N = Fv$  бўлади:

$$N = 240 \text{ м/с} \cdot 1,03 \cdot 10^5 \text{ Н} \approx 2,5 \cdot 10^7 \text{ Вт} = 25\,000 \text{ кВт.}$$

11. Ер сиртидан 2,2 м баландликда коптоқнинг тезлиги 10 м/с бўлди. Коптоқ Ер сирти яқинида қандай тезлик билан ҳаракатланади? Ҳавонинг қаршилигини ҳисобга олманг, эркин тушиш тезланишини 10 м/с<sup>2</sup> га тенг қилиб олинг.

#### Ечилиши

$$h_1 = 2,2 \text{ м}$$

$$h_2 = 0 \text{ м}$$

$$v_1 = 10 \text{ м/с}$$

$$g = 10 \text{ м/с}^2$$

$$v_2 = ?$$

Масаланинг шартида коптоқ тезлиги векторининг йўналиши ва коптоқнинг массаси кўрсатилмаган бўлса ҳам масала бир қийматли ечимга эга.

Коптоқка фақат Ернинг тортишиш кучи таъсир қилгани учун „Ер—контакт“

берк системасига механик энергиянинг сақланиш қонунини қўлланамиз.

Бу қонунга мувофиқ „Ер — копток“ системасининг тўлиқ механик энергияси ўзгармасдан қолади, копток кинетик энергиясикинг ўзгариши эса тескари ишора билан олинган унинг потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг:

$$E_{k2} - E_{k1} = -(E_{p2} - E_{p1}).$$

Коптокнинг массасини  $m$  билан белгилаб қуйидагини ҳосил қиласиз:

$$\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = -(mgh_2 - mgh_1).$$

Тенгликнинг иккала қисмини  $m$  га бўламиш ва 2 га кўпайтирамиз:

$$v_2^2 - v_1^2 = 2g(h_1 - h_2).$$

Бундан коптокнинг Ер сирти яқинидаги  $v_2$  тезлиги келиб чиқади:

$$v_2 = \sqrt{2g(h_1 - h_2) + v_1^2};$$

$$v_2 = \sqrt{2 \cdot 10 \text{ м/с}^2 \cdot 2,2 \text{ м} + 100 \text{ м}^2/\text{с}^2} = \sqrt{144 \text{ м}^2/\text{с}^2} = 12 \text{ м/с}.$$

12. Дунёда энг йирик Саяно-Шушёнск гидроэлектр станцияси йилига 23,5 млрд. кВт-соат электр энергияси ишлаб чиқара бошлади. Бир йилда гидротурбиналар орқали қанча сув ўтиши керак? Тўғоннинг баландлиги 222 м. Сувнинг потенциал энергияси электр энергияга тўла айланади деб ҳисобланг.

### Ечилиши

$$\begin{aligned} E &= 2,35 \cdot 10^{10} \text{ кВт} \times \\ &\times \text{соат} = 8,46 \cdot 10^{16} \text{ Ж} \\ \rho &= 10^3 \text{ кг/м}^3 \\ h_1 &= 222 \text{ м} \\ h_2 &= 0 \text{ м} \end{aligned}$$

$$V - ?$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан гидроэлектр станция ишлаб чиқаридиган электроэнергия ҳаракатланаётган сувнинг кинетик энергиясининг электр токи энергиясига айланиши ҳисобига ҳосил бўлади. Сувнинг кинетик энергияси ўз навбатида тўғоннинг юқорисидаги сув потенциал энергиясининг

тўғон асосида кинетик энергияга айланиши натижасида ҳосил бўлади. Агар йўқотишлар ҳисобга олинмаса, гидроэлектр станция ишлаб чиқарган ҳамма  $E$  электр энергия станциянинг гидроагрегатлари орқали ўтган сувнинг тескари ишора билан олинган  $\Delta E_p$  потенциал энергияси ўзгаришига тенг:

$$E = -\Delta E_p = -(mgh_2 - mgh_1) = mg(h_1 - h_2). \quad (1)$$

Сувнинг  $m$  массасини унинг  $V$  ҳажми ва  $\rho$  зичлиги орқали ифодалаймиз:

$$m = \rho V.$$

(1) ва (2) тенгликлардан станциянинг гидроагрегатлари орқа ли ўтган сувнинг ҳажми учун қуийдаги ифодани топамиз:  $V = \frac{E}{\rho g (h_1 - h_2)}$ ;

$$V = \frac{8,46 \cdot 10^{16} \text{ Ж}}{10^3 \text{ кг/м}^3 \cdot 10 \text{ м/с}^2 \cdot 222 \text{ м}} \approx 3,8 \cdot 10^{10} \text{ м}^3 = 38 \text{ км}^3.$$

13. Ҳаракат тезлиги 20 м/с бўлган автомобиль йўлнинг горизонтал қисмida тормозлана бошлади. Автомобиль тормоз йўлининг минимал қийматини аниқланг. Ишқаланиш коэффициенти 0,5 га тенг.

$$v_0 = 20 \text{ м/с}$$

$$\mu = 0,5$$

$$v_1 = 0 \text{ м/с}$$

$$s_{\min} = ?$$

### Ечилиши

Ишқаланиш кучининг максимал қийматида автомобильнинг тормоз йўли минимал қийматга эга бўлади. Ишқаланиш кучи максимал қийматининг модули

$$(F_{\text{ишк}})_{\max} = \mu mg$$

га тенг.

$\vec{F}_{\text{ишк}}$  ишқаланиш кучининг вектори автомобиль тормозланишида  $\vec{v}_0$  тезлик ва  $\vec{s}$  кўчиш векторларига қарама-қарши йўналган.

Тўғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатда автомобильнинг  $s_x$  кўчишининг автомобильнинг  $v_0$  тезлиги векторига параллел ўққа проекцияси

$$s_x = v_{0x}t + \frac{a_x t^2}{2}$$

га тенг.

Катталикларнинг модулларига ўтиб қуийдаги тенгламани ҳосил қиласиз:

$$s = v_0 t - \frac{at^2}{2}.$$

$t$  вақтнинг қийматини қуийдаги шартдан топиш мумкин:

$$v_{1x} = v_{0x} + a_x t = 0 \text{ ёки } v_1 = v_0 - at = 0, t = \frac{v_0}{a}.$$

У ҳолда  $s$  кўчиш модули учун  $s = \frac{v_0 v_0}{a} - \frac{av_0^2}{2a^2} = \frac{v_0^2}{2a}$  ни ҳосил қиласиз. ( $\vec{s}$  кўчиш модулини (2.10) ифода ёрдамида ҳам топиш мумкин).

$$a = \frac{(F_{\text{ишк}})_{\max}}{m} = \frac{\mu mg}{m} = \mu g$$

бўлгани учун

$$s_{\min} = \frac{v_0^2}{2\mu g}; \quad s_{\min} \approx \frac{400 \text{ м}^2/\text{с}^2}{2 \cdot 0,5 \cdot 10 \text{ м}/\text{с}^2} = 40 \text{ м.}$$

Кинетик энергия ҳақидаги теоремадан фойдаланиб ҳам ўша натижани олиш мумкин:

$$\begin{aligned} A &= \Delta E_k, (F_{\text{ишк}})_{\max} s_{\min} \cos \alpha = \\ &= E_{k2} - E_{k1} = 0 - \frac{mv_0^2}{2} = -\frac{mv_0^2}{2}. \end{aligned}$$

Ишқаланиш кучининг вектори кўчиш векторига тескари йўналгани учун  $\alpha$  бурчак  $180^\circ$  га,  $\cos \alpha = -1$  га тенг. Шунинг учун

$$\begin{aligned} -\mu mg s_{\min} &= -\frac{mv_0^2}{2}; \\ s_{\min} &= \frac{v_0^2}{2\mu g}. \end{aligned}$$

### МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

14. Парашютчи парашютини Ер сиртидан 1 км баландликда очди ва кейин вертикал бўйича пастга қараб 7 м/с тезлик билан текис тўғри чизиқли ҳаракатланди. Парашютчи парашют очилгандан кейин 1 мин ўтгач у Ер сиртидан қандай ма-софада бўлган?

15. Йўлнинг тўғри чизиқли қисмида автомобиль 20 с давомида ўз тезлигини 18 км/соатдан 72 км/соатгача ортириди. Агар ҳаракат текис тезланувчан бўлса, автомобиль қандай тезланиш билан ҳаракатланган?

16. Автомобиль 54 км/соат тезлик билан ҳаракатланмоқда. Автомобилни тормозлашда тезланиш доимий ва модули бўйича 3 м/с<sup>2</sup> га тенг бўлса, тормозлаш бошланганидан 4 с дан кейин автомобильнинг тезлиги қандай бўлади? Автомобиль бу вақт ичida қанча йўл босиб ўтади?

17. Тўғри чизиқли текис тезланувчан ҳаракатини 1 м/с<sup>2</sup> тезланиш билан бошлиётган электропоезд 200 м йўл босгандан сўнг қандай тезликка эришади?

18. Тепаликдан чаналар 0,5 м/с<sup>2</sup> тезланиш билан сирпаниб тушялти. Чананинг тепаликнинг энг паст қисмидаги тезлиги 36 км/соатга тенг бўлса, у қандай йўл босиб ўтади?

19. Агар ИЛ-62 самолётининг учиб кетиши учун 300 км/соат тезликка эга бўлиши керак бўлса ва унинг двигателлари учиш йўлакчасида  $1,6 \text{ м/с}^2$  тезланиш билан ҳаракатланишни таъминлай олса, бу самолёт учун аэродромнинг учиш йўлакчасининг узунлиги қандай бўлиши керак?

20. Қия текисликдан думалаб тушаётган шарча биринчи секундда 10 см га тенг йўлни босиб ўтди. Шарчанинг тўртичини секундда босиб ўтган йўли қанча?

21. Агар қуруқ ва текис йўлда 36 км/соат тезлик билан ҳаракатланганда юк машинасининг тормоз йўли 12,5 м дан ошмаса, унинг тормози нормал деб ҳисобланади. Бундай тормозланишдаги тезланишни топинг.

22. 600 м/с тезлик билан учайдиган ўқ қалинлиги 0,1 м бўлган тахтани тешиб ўтади ва ундан 400 м/с тезлик билан чиқиб кетади. Ўқнинг тахтала тезланиш модули қанчага тенг?

23. Агар автомобиль чорраҳа яқинида тормозлашни бошлагандаги тезлиги 72 км/соат бўлса, чорраҳагача масофа 50 м бўлса, автомобиль чорраҳа олдида тез тўхташи учун қандай минимал тезланиш билан ҳаракатланиши керак?

24. Космонавт 15 м радиусли центрифугада машқ қилади. Агар космонавтнинг марказга интилма тезланиши  $40 \text{ м/с}^2$  га тенг бўлса, у қандай тезлик билан ҳаракатланади?

25. Қайиқ дарё оқимига кўндаланг равишда текис ҳаракат қилмоқда; унинг қирғоқча нисбатан тезлиги 2 м/с, дарё оқимнинг тезлиги 3 м/с. Қайиқ сувга нисбатан қандай тезлик билан ҳаракатланади?

26. Бир киши эни 100 м бўлган дарёни унинг қирғоқлари-га перпендикуляр тўғри чизиқ бўйича сузиб ўтмоқда. Сузувчининг қирғоқча нисбатан тезлиги 0,3 м/с, оқимнинг тезлиги 0,4 м/с. Сузувчи сувга нисбатан қандай масофани ўтади?

27. 10 Н куч жисмга  $3 \text{ м/с}^2$  тезланиш беради. Қандай куч бу жисмга  $1,5 \text{ м/с}^2$  тезланиш беради?

28. 5 кг массали жисм маълум куч таъсирида  $1 \text{ м/с}^2$  тезланишига эга бўлади. Бу куч 10 кг массали жисмга қандай тезланиш беради?

29. Жисмга таъсири қилувчи гравитацион тортишиш кучи Ер сиртидан қандай масофада Ер сиртидагидан 2 марта кам бўлади?

30. Орбитал космик станциянинг массаси 19 т, скафандрдаги космонавтнинг массаси 100 кг. 100 м масофада станция билан космонавт орасидаги гравитацион ўзаро таъсири кучини

баҳоланг. Агар дастлабки вақтда станция ва космонавтнинг нисбий тезлиги нолга teng бўлса, космонавт гравитацион куч таъсирида тахминан қанча вақт ичида станцияга 1 м масофа-га яқинлашади?

31. Венера учун биринчи космик тезликни аниқланг. Венеранинг массаси  $4,87 \cdot 10^{24}$  кг, радиуси  $6,05 \cdot 10^6$  м.

32. Марс планетасининг йўлдоши Фобос  $9,4 \cdot 10^6$  м орбита бўйлаб 7 соат 39 мин давр билан айланади. Марс планетасининг массасини аниқланг.

33. Ернинг сунъий йўлдоши доим Ер сирти экваторидаги битта нуқта устида бўлиши учун сунъий йўлдошнинг доира-вий орбитасининг радиуси қандай бўлиши керак?

34.  $10^3$  кг массали „Москвич-412“ автомобили қавариқ кўп-рик устида 36 км/соат тезликда ҳаракатланмоқда. Автомобиль ҳаракати траекторияси 50 м радиусли айлананинг ёйи бўлади. Кўприкнинг юқори нуқтасида автомобилнинг оғирлигини аниқланг.

35. 3000 айл/мин айланиш частотасида 0,3 диаметрли кир ювиш машинаси центрифугасидаги кир қандай „юкланишда“ бўлади?

36. Ерда сутканинг давомийлиги қандай бўлганда жисм-нинг оғирлиги экваторда нолга teng бўлар эди? Ернинг радиуси  $6,4 \cdot 10^6$  м.

37. Чана тепаликдан сирпаниб тушгандан сўнг горизонтал сирт бўйлаб 10 м/с тезлик билан ҳаракатланишда давом эта-ди. Чана оёқлари ва ер орасидаги ишқаланиш коэффициенти 0,1 га teng. Чана 5 с да ва 15 с да қанча йўлни босиб ўтади?

38. Агар шиналарнинг йўлга нисбатан тинчликдаги ишқа-ланиш коэффициентининг максимал қиймати 0,55 бўлса, авто-мobilнинг 36 км/ соат бошланғич тезликда йўлнинг горизон-тал қисмидаги минимал тормоз йўлини аниқланг.

39. Агар шиналарнинг йўлга нисбатан тинчликдаги ишқа-ланиш коэффициенти 0,4 га teng бўлса, автомобилнинг 50 м радиусли айлана ёйи бўйича бурилишидаги тезлигининг мак-симал қийматини аниқланг.

40. 2000 кг массали автомобиль йўлнинг горизонтга нисба-тан  $10^\circ$  қия қисмida турибди. Тинчликдаги ишқаланиш коэф-фициентининг максимал қиймати 0,5. Автомобилга таъсир эта-ётган тинчликдаги ишқаланиш кучини аниқланг.

41. Агар самолётнинг ҳавода ҳаракатланишида қаршилик кучи тезлик квадратига пропорционал ҳолда ортса, самолёт

ҳракати тезлигини икки марта орттириш учун двигателларнинг тортиш кучини неча марта орттириш керак?

42. Массаси 15 т бўлган темир йўл вагони темир йўлнинг горизонтал қисмida 1 м/с тезлик билан ҳаракатланмоқда. Уни 2 м/с тезлик билан ҳаракатланаётган 20 т массали иккинчи вагон қувиб етмоқда. Вагонлар туташгандан сўнг уларнинг тезлиги қандай бўлади?

43. 20 кг массали ракетадан 1 кг массали ёнилғи ёниш маҳсулотлари 2 км/с тезлик билан отилиб чиққандан сўнг у тахминан қандай тезлик билан ҳаракатланади?

44. Ракета фазларининг чиқиш тезлиги 3,5 км/с бўлганда 2000 кг/с ёнилғи сарфлаётган двигателнинг тортиш кучини аниқланг.

45. 5 т массали автомобилни тинч ҳолатидан йўлнинг горизонтал қисмida 36 км/соат тезликкача тезлатилганда ҳамма кучларнинг тенг таъсир этувчиси қандай иш бажаради?

46. Чана йўлнинг горизонтал қисмida текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилмоқда. Агар чана боғланган арқон горизонтал текисликка нисбатан  $30^\circ$  бурчак остида тортилса, чана 100 м га кўчганда арқонга қўйилган 50 Н куч қандай иш бажаради?

47. 70 кг массали одам 20 м узунликдаги зинадан 10 м баландликка кўтарилимоқда. Бунда оғирлик кути қандай иш бажаради?

48. 60 кг массали спортчи 9 м баландликдан эластик тўрга — батутга сакрайди. Агар тўрнинг максимал эгилиши 1 м га тенг бўлса, тўрнинг эластик деформацияси потенциал энергиясининг максимал қийматини топинг.

49. Бикрлиги  $5 \cdot 10^6$  Н/м бўлган пўлат трос 2 мм чўзилди. Троснинг эластик деформациясининг потенциал энергиясини ҳисобланг.

50. 1 кг массали тош горизонтга нисбатан  $25^\circ$  бурчак остида 20 м/с тезлик билан отилди. Тошдан Ер сиртигача бўлган масофа бошланғич қийматига нисбатан 1 м ортган пайтда тош қандай тезлик билан ҳаракатланади?

51. Красноярск ГЭС тўғонининг баландлиги 120 м, станциянинг қуввати 6 000 МВт. ФИКи 90% га тенг бўлганда станциянинг гидротурбиналари орқали неча кубометр сув ўтиши керак?

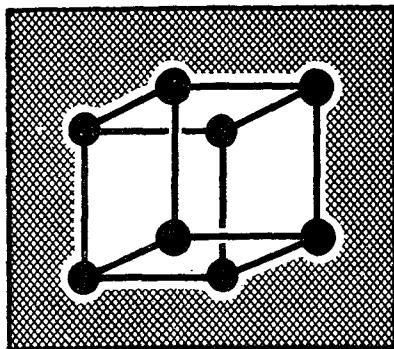
52. ФИК 0,7 бўлган энергетик машинанинг  $2 \cdot 10^6$  Ж энергия сарфлашида бажарадиган фойдали ишини топинг.

**53.** 1 кг массали юк 1 м узунликдаги ингичка ипда эркин тебранади, ипнинг вертикал вазиятдан максимал оғиш бурчаги  $5^\circ$ . Юк мувозанат вазиятидан ўтгандаги ипнинг эластиклиқ күчини аниқланг.

**54.** Гимнастикачи турникда катта айланишлар бажаради. Бунда унинг қуи вертикал ҳолатдан ўтгандаги оғирлиги тинч ҳолатдаги оғирлигидан неча марта катта бўлади? Гимнастикачи ҳаракат тезланишининг юқори вертикал ҳолатида нолга тенг деб ҳисобланг.

**55.**  $m$  массали ўқнинг тезлигини аниқлаш учун  $l$  узунликдаги трося осилган  $M$  массали қумли яшикка ўқ узилди. Ўқ қумда тиқилиб қолади ва унинг урилиши натижасида яшик ҳаракатланади. Яшик мувозанат ҳолатидан максимал узоқлашганда трося вертикал вазиятидан  $\alpha$  бурчакка оғади Маълум,  $l$ ,  $a$ ,  $M$  ва  $m$  қийматлар бўйича ўқнинг тезлигини ҳисоблаш формуласини келтириб чиқаринг.

# МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА



22. Молекуляр-кинетик назариянинг асосий қондадари ва унинг тажрибада асосланиши . . . . .	74
23. Молекулаларнинг массаси . . . . .	77
24. Идеал газ молекуляр-кинетик назариясининг асосий тенгламаси . . . . .	78
25. Температура — молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси ўлчови . . . . .	80
26. Идеал газ ҳолати тенгламаси . . . . .	84
27. Суюқликларнинг хоссалари . . . . .	87
28. Буғланиш ва конденсация . . . . .	89
29. Кристалл ва аморф жисмлар . . . . .	92
30. Қаттиқ жисмларнинг механик хоссалари . . . . .	95
31. Термодинамиканинг биринчи қонуни . . . . .	98
32. Иссиклик миқдори . . . . .	100
33. Жисмнинг ҳажми ўзгарғандаги иш . . . . .	102
34. Иссиклик двигателларининг ишлаш принциплари . . . . .	105
35. Иссиклик машиналари . . . . . Масалалар ечиш намуналари . . . . . Мустакил ечиш учун масалалар . . . . .	112 120 129

## 22. МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯНИНГ АСОСИЙ ҚОИДАЛАРИ ВА УЛАРНИНГ ТАЖРИБАДА АСОСЛАНИШИ

Модданинг тузилиши ҳақидаги тасаввурларнинг ривожланиши. Ҳар қандай модда жуда майда бўлинмас заррачалардан — атомлардан ташкил топганлиги ҳақидаги фарзларни тахминан 2500 минг йил илгари қадимги грек фалласуфлари Левкипп ва Демокрит айтган эдилар. Уларнинг фикрича ҳамма жисмлар атомларнинг бирлашиши натижасида ташкил топган. Жисмларнинг хоссаларидағи фарқ эса жисмларнинг турли хил атомлардан тузилганида ёки бир хил атомлар фазода ўзаро турлича бирлашганлигига деб тушунтирилади.

М. В. Ломоносов ишлари. XVIII асрнинг ўрталарида буюк рус олими Михаил Васильевич Ломоносов (1711 — 1765) молекуляр-кинетик тасаввурларнинг ривожланишига катта ҳисса қўшиди. У газнинг ҳамма молекулалари бетартиб, хаотик ҳаракатланади ва урилганда бир-биридан итарилади деб фараз қилиб, газнинг асосий хоссаларини тушунтириди. М. В. Ломоносов иссиқликнинг табиатини молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати деб биринчи марта тушунтириди. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезликлари истаганча катта бўлиши мумкин, шунинг учун модданинг температураси унинг тасаввурicha, юқоридан чегараламмаган. Молекулаларнинг

хаотик ҳаракати нолгача камайганда модданинг мумкин бўлган минимал температура сига эришилиши керак. Иссиқлик табиатини молекулаларнинг хаотик ҳаракати деб тушунтириш ва М. В. Ломоносов чиқарган абсолют ноль температуранинг мавжудлиги ҳақидаги хулоса XIX асрнинг охирида назарий ва амалий жиҳаддан исботланди.

**Молекуляр-кинетик назариянинг асосий қоидалари.** *Молекуляр-кинетик назария* деб, модданинг тузилиши ва хоссалари ҳақидаги таълимотга айтилади, бу таълимот атомлар ва молекулаларнинг мавжудлиги ҳақидаги тасаввурлардан химиявий модданинг энг кичкина заррачалари сифатида фойдаланилади.

Газларнинг чексиз кенгая олиш қобилияти, газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг әлас-тиклиги, жисмларнинг диффузия йўли билан ўзаро бир-бира гирига кириши қобилиягини модда тузилишининг молекуляр-кинетик назариясининг қўйидаги қоидалари қабул қилинса, тушунтириш мумкин; модда заррачалардан — атомлар ва молекулалардан тузилган, бу зарралар хаотик ҳаракатланади; зарралар бир-бири билан ўзаро таъсиrlашади.

Атом ва молекулаларнинг ҳаракати, уларнинг ўзаро таъсиrlари механика қонунлари-га бўйсунади. Бу эса механи-

канинг асосий қонунларидан хаотик ҳаракатланувчи кичик заррачаларнинг жуда кўп сонидан иборат жисмларнинг хоссаларини аниқлаш учун фойдаланишга имкон беради.

**Атом ва молекулаларнинг ўзаро таъсири.** Иккита атом ёки молекула яқинлашганда аввал тортишиш кучлари катта бўлади. Лекин уларнинг марказлари орасидаги масофа  $r_0$  маълум қийматга етганда итариш кучлари шунчалик ортиб кетадики, улар модули бўйича тортишиш кучларига teng бўлиб қолади. Улар янада яқинлаштирилганда итариш кучлари тортиш кучларидан ортиб кетади (77- расм). Атомлар ва молекулалар орасидаги тортишиш кучлари қаттиқ жисмнинг чўзилишига қаршилик қиласди, итариш кучлари эса унинг сиқилишига қаршилик қиласди.

Молекуляр кучларнинг таъсири қўрғошин цилиндрлар билан ўтказилган тажрибада намоён бўлади, бунда цилиндрларнинг сиртлари тозалангандан кейин улар бир-бира га ёпишиб қолади (78- расм).

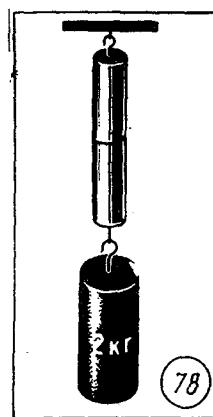
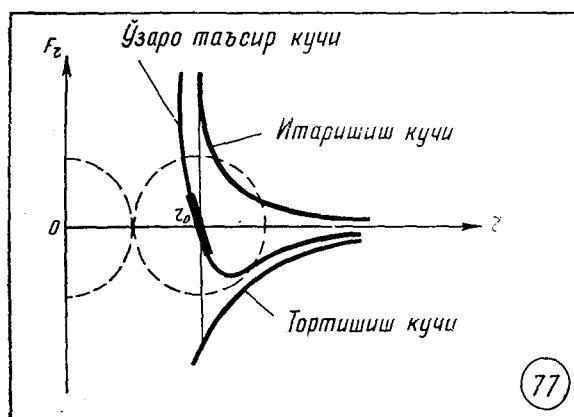
**Молекулаларнинг иссиқ-жик ҳаракатлари.** Қаттиқ жисмда атомлар ва молекулалар қўшни атомларнинг тортишиш ва итариш кучлари мувозанатланган ҳолатга нисбатан тартибсиз ҳаракатланади (79- расм).

Суюқликда молекулалар мувозанат вазияти ҳолати атрофида тебранибгина қолмай, балки бир мувозанат ҳолатидан бошқасига ўтиб туради, молекулаларнинг бу ўтишлари суюқликнинг оқувчанлиги, унинг идиш шаклини эгаллай олишга мойиллиги сабаблидир.

Газларда одатда атомлар ва молекулалар орасидаги масофа ўртача молекулалар ўлчамидан ҳам анча каттадир. Итариш кучлари катта масофаларда таъсир қилмайди, шунинг учун ҳам газлар осонгина сиқилади.

Газ молекулалари орасида амалий жиҳатдан тортишиш кучлари ҳам бўлмайди, шунинг учун газлар чексиз кенгая олиш хоссасига эга.

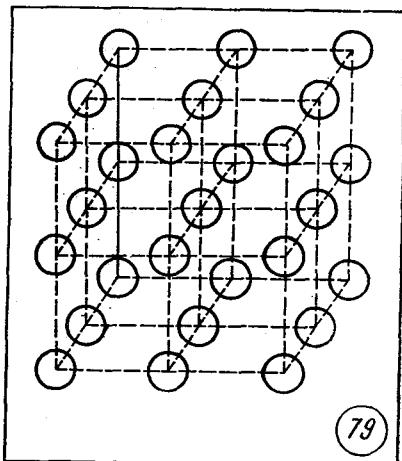
**Броун ҳаракатининг қонуниятлари.** Молекуляр-кине-



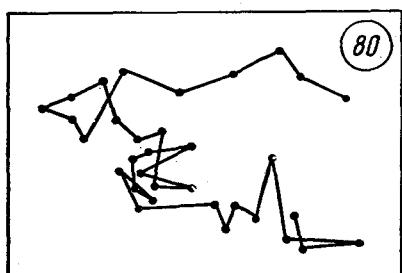
тик назарияни асослашда инглиз ботаниги Роберт Броунинг (1773—1858) кашфиёти катта аҳамиятга эга бўлди. 1827 йилда у суюқликдаги микроскопик қаттиқ зарраларнинг тартибсиз ҳаракатланишини кузатди. Броун ҳаракати деб номланган бу ҳодисани молекулаларнинг мавжудлиги ҳақидаги тасаввурлардан фойдаланиш асосида молекуляр-кинетик назарияни на тушунира олди. Суюқлик ёки газнинг тартибсиз ҳаракатланувчи молекулалари қаттиқ заррача билан тўқнашади ва унинг ҳаракати йўналишини ва тезлиги модулини ўзгартиради. Заррачани турли томондан урувчи молекулаларнинг сони ва улар берадиган импульснинг йўналиши бир хил эмас. Заррачанинг ўлчамлари ва массаси қанчалик кичик бўлса, унинг вақт ичидағи импульснинг ўзгариши шунчалик сезиларли бўлади.

Француз олими Жан Перрен (1870—1942) 1908—1911 йилларда броун ҳаракатини ўрганиш бўйича қатор экспериментлар сериясини ўtkazdi. Броун заррасининг кузатиш натижасининг намунаси 80-расмда тасвирланган. Молекуляр-кинетик назария асосида (олдиндан айтилган) башорат қилинган броун ҳаракати қонуниятлари тажрибаларда тўлиқ тасдиқланди.

**Молекулаларнинг тезлигини ўлчаш.** Газнинг айрим молекулаларининг тезликлари бевосита ўлчангандастлабки тажрибалардан бирини немис физиги Отто Штерн (1888—



79

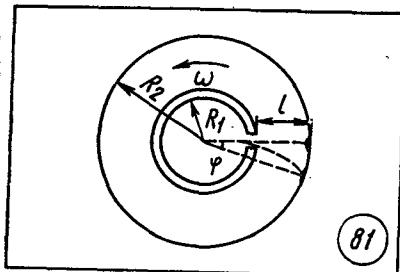


80

1969) 1920 йилда ўтказган тажрибаси эди.

Тажрибада умумий айланыш ўқига эга бўлган иккита цилиндрдан иборат асбобдан фойдаланилди. Цилиндрнинг ўқи бўйлаб кумуш билан қопланган платина сим жойлаштирилган эди. Цилиндрлар орасидаги фазодан ҳаво олинар эди.

Симдан электр токи ўтказилганда унинг қизиши натижасида сим сиртидаги кумуш атомлари буғланарди. Ички цилиндрда тирқиш бўлиб, кумуш атомлари бу тирқишдан учиб ўтар ва иккинчи цилиндрнинг ички деворида сезиларли из қолдириб ўтириб қолар эди.



81

Цилиндрлар бир хил час-  
тота билан айлантирилганда  
полоса из бошқа жойда ҳосил  
бўлар эди. Бу икки полоска  
излар орасидаги  $\phi$  бурчак (81-  
расм),  $l = R_2 - R_1$ , масофа ва  
цилиндрларнинг у бурчак тез-  
лигига кўра кумуш атомлари-  
нинг тезликларини аниқлаш  
мумкин эди:

$$v = \frac{l}{\Delta t} = \frac{2\pi\nu l}{\phi}.$$

Цилиндрларнинг айланishi  
натижасида ҳосил бўладиган  
кумуш полосалари ёйилиб  
чиқди. Бу ҳол симдан бугла-  
ниб чиқаётган кумуш атомла-  
рининг тезликлари ҳар хилли-

гини англатади. Кумуш атом  
лари ҳаракати тезликларининг  
шундай ўлчашлар натижасида  
топилган қийматлари молеку-  
ляр-кинетик назария асосида  
ҳосил қилинган қийматлар би-  
лан бир хил бўлиб чиқди. Бу  
газлар молекуляр-кинетик на-  
зарияининг тўғрилигини кўр-  
сатувчи муҳим исботлардан  
биридир.

Айrim атомларни кузатиш  
Ҳозирги вақтда молекуляр-  
икнетик назариянинг асосий  
қоидалари замонавий экспе-  
риментал техника ютуқлари-  
дан фойдаланиб ўтказил-  
ган жуда кўп тажрибалар асо-  
сида тасдиқланмоқда. Ион  
проектор ёрдамида кристал-  
ларнинг тасвири ҳосил қили-  
нади, унга қараб кристаллар-  
нинг тузилишини яққол тасав-  
вур қилиш мумкин. Электрон  
микроскоплар шундай тасвири-  
лар олишга имкон бердики,  
бу тасвиirlар бўйича айrim  
атомлар ва молекулалар ора-  
сидаги масофаларни аниқлаш  
мумкин бўлди.

## 23. МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ МАССАСИ

**Модда миқдори.** Ҳар қандай модда заррачалардан таш-  
кил топган, шунинг учун мод-  
данинг миқдорини заррачала-  
рининг сонига пропорционал  
қилиб ҳисоблаш қабул қилин-  
ган. Модда миқдорининг бир-  
лиги моль дейилади

Моль 0,012 кг  $^{12}\text{C}$  углерод-  
да нечта атом бўлса, шунча  
заррачага эга бўлган система-  
нинг модда миқдорига тенг.

Молекулалар сони  $N$  нинг  
модда миқдори  $v$  га нисбати

$N_A$  Авогадро доимииси дейи-  
лади:

$$N_A = \frac{N}{v}. \quad (23.1)$$

Авогадро доимииси  $N_A =$   
 $= 6,022 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  га тенг,  
у модданинг бир молида неч-  
та атом ёки молекула борли-  
гини кўрсатади.

Модда миқдори  $v$  ни мод-  
данинг атом ёки молекулала-  
ри  $N$  сонининг  $N_A$  Авогадро

доимийсига нисбати сифатида топиш мүмкін:

$$v = \frac{N}{N_A}. \quad (23.2)$$

**Моляр масса.** Модда  $m$  массасининг модда миқдори үга нисбати  $M$  моляр масса дейилади:

$$M = \frac{m}{v}. \quad (23.3)$$

Моляр масса **молга килограмм** (кг/моль) билан ифодаланади.

Модданинг моляр массасини модданинг массаси маълум бўлганда модда миқдорини аниқлаш йўли билан топиш мүмкін. (23.2) тенгламани (23.3) тенгламага қўйиб, модданинг  $M$  моляр массасини молекуланинг  $m_0$  массаси орқали ифодалаш мүмкін:

$$M = \frac{m N_A}{N} = m_0 N_A. \quad (23.4)$$

**Молекулаларнинг массаси.** Молекуланинг  $m_0$  массасини аниқлаш учун модданинг  $m$

massasini ундағи молекула-ларнинг  $N$  сонига бўлиш керак:

$$m_0 = \frac{m}{N} = \frac{m}{v N_A} = \frac{M}{N_A}. \quad (23.5)$$

Шундай қилиб, модда молекулаларнинг массасини топиш учун модданинг  $M$  моляр массасини ва  $N_A$  Авогадро доимийсиги билиш керак. Модданинг моляр массаси одатда химиявий усууллар билан аниқланади, Авогадро доимийси бир қанча физик методлар билан юқори даражадаги аниқлик билан топилган

Атомлар ва молекулаларнинг массаларини янада юқори аниқликда аниқлаш масса-спектрометрдан фойдаланганда эришилади. Масса-спектрометр бу шундай асбобки, бунда электр ва магнит майдонлар ёрдамида фазода зарядланган зарралар (ионлар) дастасининг уларнинг массаси ва заридига боғлиқ ҳолда ажралиши юз беради.

## 24. ИДЕАЛ ГАЗ МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯСИННИГ АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ

**Идеал газ.** Газсимон ҳолатдаги модданинг хоссалари-ни тушунтириш учун идеал газ моделидан фойдаланилади. Идеал газ моделида қўйида-гилар кўзда тутилади: молекулаларнинг ҳажми, идишнинг ҳажмига қараганда ҳисобга олмаса бўладиган даражада кичик, молекулалар орасида тортишиш кучлари таъсир қилмайди, молекулалар бир-бiri билан тўқнашганда ва идиш деворларига урилганда

итариш кучлари таъсир кўрсатади.

Идеал газнинг босими. Молекулляр-кинетик назариянинг биринчи ва муҳим шартларидан бири газнинг идиш деворларига берадиган босими ҳодисасини сифат ва миқдор жиҳатидан тушунтириш эди.

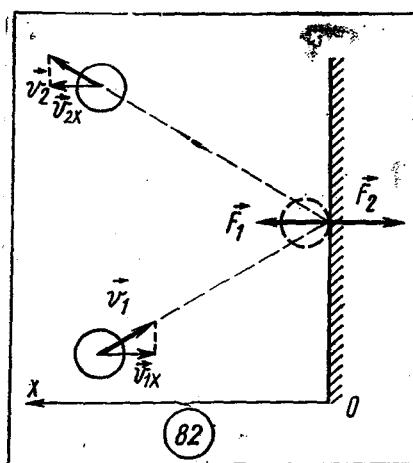
Газ босимини сифат жиҳатдан тушунтириш шундан иборатки, бунда идеал газ молекулалари идиш деворлари билан тўқнашганда эластик

жисмлар каби механика қонуулари бўйича улар билан ўзаро таъсирашади. Молекуланинг идиш девори билан тўқнашишида тезлик векторининг деворга перпендикуляр  $OX$  ўқдаги проекцияси  $v_x$  ўз ишорасини қарама-қаршисига алмаштиради, лекин модули бўйича ўзгармас бўлиб қолади (82-расм). Шунинг учун молекуланинг идиш девори билан тўқнашиши натижасида унинг импульсининг  $OX$  ўқдаги проекцияси  $mv_{1x} = -mv_x$  дан  $mv_{2x} = mv_x$  гача ўзгаради.

Молекула импульсининг ўзгариши тўқнашишда унга девордан ўналган  $\vec{F}_1$  куч таъсири қиласди. Молекула импульсининг ўзгариши  $\vec{F}_1$  куч импульсига тенг:

$$F_1t = mv_{2x} - mv_{1x} = \\ = mv_x - (-mv_x) = 2mv_x.$$

Тўқнашиш пайтида молекула деворга  $\vec{F}_2$  куч билан таъсири қиласди, бу куч Ньютоннинг учинчи қонуудига кў-



ра модули бўйича  $\vec{F}$ , кучга тенг ва қарама-қарши йўналган.

Газ молекулалари жуда кўп ва улар деворга бирин-кетин катта тезлик билан урилади. Молекулаларнинг идиш деворига урилишида айрим молекулалар томонидан таъсири қилувчи кучларнинг геометрик йиғиндинсизнинг ўртача қиймати газнинг босим кучи бўлади. Газнинг босими  $\vec{F}$  босим кучи модулининг девор юзи  $S$  нинг нисбатига тенг:

$$p = \frac{F}{S}.$$

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий қоидаларидан фойдаланиш асосида тенглама ҳосил қилинган бўлиб, у агар молекуласининг  $m_0$  массаси, молекулалар тезлиги квадратининг  $\bar{v}^2$  ўртача қиймати, молекулаларнинг  $n$  концентрацияси маълум бўлса, газнинг босимини ҳисоблашга имкон берди:

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \bar{v}^2. \quad (24.1)$$

(24.1) тенглама молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси дейилади.

Идеал газ молекулаларининг илгариланма ҳаракати кинетик энергияси  $E$  нинг ўртача қийматини белгилаб:

$$\bar{E} = \frac{m_0 \bar{v}^2}{2},$$

қўйидагини ҳосил қиласмиш:

$$p = \frac{2}{3} n \bar{E}. \quad (24.2)$$

Идеал газнинг босими бирлик ҳажмдаги молекула-ларнинг илгариданма ҳарака-ти ўртача кинетик энергия-сининг учдан икки қисмига тенг.

## 25. ТЕМПЕРАТУРА – МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ ЎРТАЧА КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ ЎЛЧОВИ

**Температура.** Идеал газ учун молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси осон ўлчанувчи макроскопик параметр – босим – газнинг молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси ва концентрацияси каби макроскопик параметрлари билан боғланиш ўрнатади. Бироқ, газнинг фақат босимини ўлчаб, биз молекулалар кинетик энергиясининг ўртача қийматини алоҳида ҳам, уларнинг концентрациясини ҳам била олмаймиз. Демак, газнинг макроскопик параметрларини топиш учун молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси билан боғлиқ яна бирор физик катталиктин ўлчаш керак. Физикада бундай катталик *температура* ҳисобланади.

Кундалик ҳаётдан ҳар бир киши жисмлар иссиқ ва совуқ бўлишини билади. Бирини иссиқ жисм деб, иккинчисини совуқ жисм деб тасаввур қилган икки жисм бир-бирига текканда биринчи жисмнинг ҳам, иккинчисининг ҳам физик параметрлари ўзгаради. Масалан, қаттиқ ва суюқ жисмлар одатда қиздирилганда кенгаяди. Жисмлар орасида контакт ўрнатилгандан сўнг бир қанча вақт ўтгандан кейин жисмларнинг макроскопик параметрларининг ўзгариши тўхтайди. Жисмларнинг бундай ҳолати иссиқлик мувозанати дейилади. Иссиқлик мувозанати

ҳолатидаги жисмлар системасининг ҳамма қисмларида бир хил бўлган физик параметр жисмнинг *температураси* дейилади. Агар икки жисм контакти натижасида физик параметрлардан ҳеч бири, масалан, ҳажм, босим, ўзгармаса, у ҳолда жисмлар орасида иссиқлик узатиш бўлмайди ва жисмларнинг температураси бир хил бўлади.

**Термометрлар.** Кундалик ҳаётда температурани суюқликли термометр билан ўлчаш кенг тарқалган.

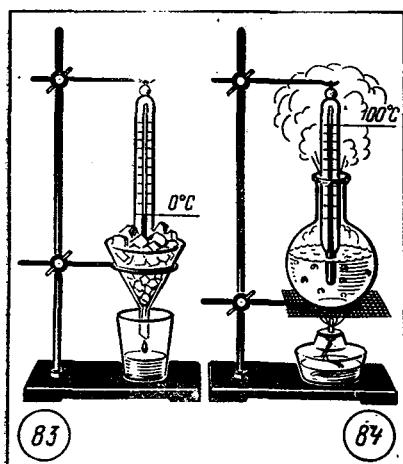
Суюқликли термометрнинг тузилишида суюқликларнинг иситилганда кенгайиши хоссасидан фойдаланилади. Ишчи жисм сифатида одатда симоб, спирт, глицерин қўлланилади. Жисмнинг температурасини ўлчаш учун термометр шу жисм билан контактга келтирилади, жисм ва термометр орасида иссиқлик мувозанати ўрнатилгунча иссиқлик ўтказиш амалга оширилади. Термометрнинг массаси жисмнинг массасидан анча кичик бўлиши керак, чунки акс ҳолда ўлчаш жараёни жисмнинг температурасини анча ўзгартириб юбориши мумкин.

Жисм билан термометр орасидаги иссиқлик алмашинуви тўхтаганда термометрда суюқлик ҳажмининг ўзгариши тўхтайди. Бунда термометрдаги суюқликнинг температура-

си жисмнинг температурасига тенг бўлади.

Термометрни эриётган музга қўйиб, термометр трубкасида суюқлик устунининг вазиятини белгилаб, кейин эса термометрни нормал босимда қайнаётган сувга ботириб белгилаб ва бу белгилар орасидаги кесмани 100 та тенг қисмга бўлиб, Цельсий бўйича термометр шкаласи ҳосил қилинади. Эриётган музнинг температураси  $0^{\circ}\text{C}$  га (83-расм), қайнаётган сувники эса  $100^{\circ}\text{C}$  га (84-расм) мос келади. Термометрдаги суюқлик устуни узунлигининг  $0$  ва  $100^{\circ}\text{C}$  белгилар орасидаги узунликнинг юздан бир бўлагига ўзгариши температуранинг  $1^{\circ}\text{C}$  га ўзгаришига мос келади.

Температурани суюқклики термометрлар ёрдамида ўлчашнинг муҳим камчилиги шундан иборатки, бунда температура шкаласи термометрда ишчи жисм сифатида фойдаланилаётган маълум модданинг — симоб, глицерин, спиртнинг аниқ физик хосса-



ларига боғлиқ бўлиб қолади. Бир хил иситилганда турли суюқликлар ҳажмларининг ўзгариши бироз турлича бўлади. Шунинг учун кўрсатишлари  $0$  ва  $100^{\circ}\text{C}$  да мос келадиган симобли ва глицеринли термометрлар бошқа температура ларда кўрсатишлари турлича бўлади.

**Иссиқлик мувозанати ҳолатидаги газлар.** Температурани аниқлашнинг янада мукаммал усулини топиш учун шундай катталикни топиш керакки, у иссиқлик мувозанатида бўлган ҳар қандай жисм учун бир хил бўлсин.

Газларнинг хоссаларини экспериментал текширишлар иссиқлик мувозанатидаги ҳар қандай газлар учун газ босимининг унинг ҳажмига кўпайт-масининг молекулалар сонига бўлган нисбати бир хил бўлишини кўрсатади:

$$\frac{p_1 V_1}{N_1} = \frac{p_2 V_2}{N_2} = \frac{p_3 V_3}{N_3} = \theta. \quad (25.1)$$

Тажрибада олинган бу факт  $\theta$  катталикни температуранинг табиий ўлчови учун қабул қилишига имкон беради.

$n = \frac{N}{V}$  бўлгани учун молекуляр-кинетик назариянинг (24.2) асосий тенгламасини ҳисобга олган ҳолда қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$\frac{pV}{N} = \frac{2}{3} E = \theta. \quad (25.2)$$

Бинобарин, иссиқлик мувозанатидаги ҳар қандай газ молекуларининг ўртача кинетик энергияси бир хил.  $\theta$  катталик газ молекулалари тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясининг

учдан икки қисмiga тенг ва жоул билан ифодаланади.

Физикада температурани одатта *градус* билан ифодаланади, бунда градуслардаги  $T$  температура ва  $\theta$  катталик

$$\theta = kT \quad (25.3)$$

тенглама билан боғланган деб қабул қилинади, бунда  $k$  — температура бирлигини танлашга боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти.

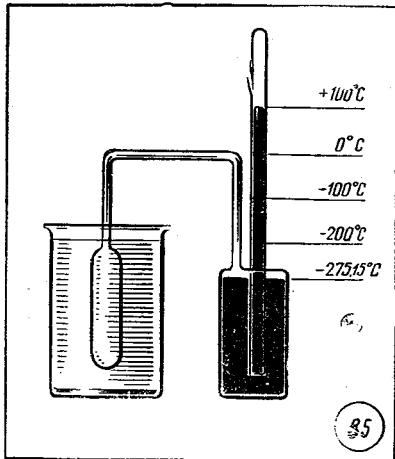
Бундан

$$\frac{pV}{N} = kT \quad (25.4)$$

тенгламани ҳосил қиласиз. Охирги тенглама ишчи жисм сифатида фойдаланиладиган газнинг табиятга боғлиқ бўлмайдиган температура шкаласини танлаш имкони борлигини кўрсатади.

Температурани (25.4) тенгламадан фойдаланиб амалий ўлчаш газ термометри ёрдамида амалга оширилади (85-расм). Унинг тузилиши қуидагича: ўзгармас ҳажмдаги идишда газ бўлиб, унинг миқдори ўзгармас қолади.  $V$  ҳажмнинг ва  $N$  молекулалар сонининг доимий қийматларида манометр билан ўлчанадиган газнинг босими газ температурасининг ўлчови бўлиб хизмат қилиши мумкин, демак, газ иссиқлик мувозанатида бўлган ҳар қандай жисмнинг ҳам температура ўлчови бўлиши мумкин.

Температураларнинг абсолют шкаласи. Температурани ўлчашнинг (25.4) тенгламага мос шкаласи *абсолют шкала* дейилади. Уни инглиз физиги У. Кельвин (Томсон) (1824 — 1907) таклиф этди,



шунинг учун бу шкала *Кельвин шкаласи* ҳам дейилади.

Температураларнинг абсолют шкаласи киритилмасдан олдин амалда температурани ўлчашнинг Цельсий шкаласи кенг тарқалган эди. Шунинг учун абсолют шкала бўйича кельвин (К) деб аталувчи температура бирлиги Цельсий шкаласи бўйича бир градусга тенг қилиб олинган:

$$1 \text{ K} = 1^\circ\text{C}. \quad (25.5)$$

Температуранинг абсолют ноли. (25.4) тенгламанинг чап томонида ҳамма катталиклар фақат мусбат қийматлар қабул қилиши ёки нолга тенг бўлиши мумкин. Шунинг учун абсолют  $T$  температура фақат мусбат ёки нолга тенг бўлиши мумкин. Ўзгармас ҳажмда идеал газнинг босими нолга тенг бўладиган температура *температуранинг абсолют ноли* (абсолют ноль температура) дейилади.

**Больцман доимийси.** (25.4) тенгламадаги  $k$  доимийнинг қийматини молекулала-

сони  $N$  маълум бўлган газнинг босими ва ҳажмнинг маълум қийматлари бўйича температуранинг иккига  $T_0$  ва  $T_1$ , қийматларида топиш мумкин:

$$\frac{p_0 V_0}{N} = k T_0, \quad \frac{p_1 V_1}{N} = k T_1,$$

$$k = \frac{p_1 V_1 - p_0 V_0}{N(T_1 - T_0)}. \quad (25.6)$$

Маълумки, ҳар қандай газнинг 1 молида тахминан  $6,022 \cdot 10^{23}$  та молекула бор ва нормал  $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$  Па босимда  $V_0 = 2,24 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$  ҳажмни эгаллади.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, истаган газнинг ҳажми ни ўзгартирумасдан 0 дан  $100^\circ\text{C}$  гача қиздирилганда унинг босими  $1,013 \cdot 10^5$  дан  $1,38 \cdot 10^6$  Па гача ортади. Бу қийматларни (25.6) тенгламага қуйиб, ҳосил қиласмиш:

$$k \approx \frac{1,38 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-3}}{6 \cdot 10^{23} \cdot 100 \text{ К}} -$$

$$\rightarrow \frac{-1,013 \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3}{6 \cdot 10^{23} \cdot 100 \text{ К}} \approx$$

$$\approx \frac{3,7 \cdot 10^4 \text{ Па} \cdot 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3}{6 \cdot 10^{23} \cdot 100 \text{ К}} \approx$$

$$\approx 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж/К};$$

$$k \approx 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж/К}.$$

$k$  коэффициент молекуляр-кинетик назария асосчилари-дан бири австрия физиги

Людвиг Больцман (1844—1906) шарафига *Больцман доимийси* дейилади.

Абсолют шкала ва Цель-сий шкаласининг боғланиши. (25.4) тенглама бир моль газнинг  $0^\circ\text{C}$  температурадаги  $V_0$  ҳажмининг маълум қийматига ва  $1,013 \cdot 10^5$  Па нормал босимга ва Больцман доимийсининг топилган қийматига кўра Цельсий шкаласи бўйича  $t$  температуранинг ҳамда абсолют шкала бўйича  $T$  температуранинг қийматлари орасида боғланиш ўрнатишга имкон беради.  $0^\circ\text{C}$  температурада абсолют шкала бўйича  $T$  темпера-тура

$$T = \frac{p_0 V_0}{N_A k}, \quad T =$$

$$= \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3}{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж/К}} =$$

$$= 273 \text{ К}$$

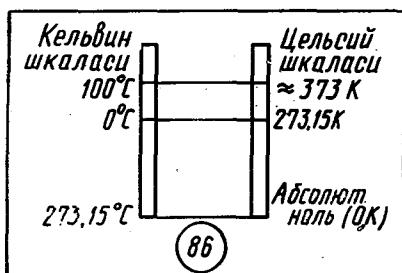
га тенг.

Биз Цельсий шкаласи бўйи-ча  $0^\circ\text{C}$  температура абсолют шкала бўйича 273 К темпера-турага мос келишини ҳосил қилдик.

Абсолют шкала бўйича температура бирлиги 1 К Цельсий шкаласи бўйича тем-пература бирлиги  $1^\circ\text{C}$  га тенг бўлгани учун Цельсий бўйича истаган температурада абсолют  $T$  температуранинг қийма-ти 273 градусга юқори бўла-ди:

$$T = t + 273. \quad (25.7)$$

(25.7) тенгламадан абсолют ноль —  $273^\circ\text{C}$  га (янада аниқроқ —  $273,15^\circ\text{C}$  га) мос кела-ди. Цельсий шкаласи ва абсолют температура шкаласининг мослиги 86-расмда кўрсатилган.



**Температура — молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси ўлчови.** (25.2) ва (25.4) тенгламалардан

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT \quad (25.8)$$

тенглама келиб чиқади.

Газ молекулаларининг хаотик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси абсолют температурага пропорционал.

## 26. ИДЕАЛ ГАЗ ҲОЛАТИ ТЕНГЛАМАСИ

Идел газ босимининг унинг температурасига ва молекулаларининг концентрациясига

$$p = nkT$$

боғлиқлигидан фойдаланиб, газнинг асосий макроскопик параметрлари —  $V$  ҳажми, унинг  $p$  босими ва  $T$  температураси орасидаги боғланишни топиш мумкин.

Газ молекулаларининг  $n$  концентрацияси

$$n = \frac{N}{V} \quad (26.1)$$

га тенг, бунда  $N$  — ҳажми  $V$  га тенг идишдаги газ молекулалари сони.  $N$  сонини  $\nu$  модда миқдорининг  $N_A$  Авогадро доимийсига кўпайтмаси сифатида ифодалаш мумкин:

$$N = \nu N_A. \quad (26.2)$$

(25.9), (26.1) ва (26.2) ифодалардан:

$$p = \frac{\nu N_A}{V} kT \quad (26.3)$$

ни ҳосил қиласиз.

$N_A$  Авогадро доимийсининг Больцман доимийсига кўпайтмаси  $R$  моляр газ доимийси

(24.2) ва (25.8) тенгламалардан

$$p = nkT \quad (25.9)$$

эканини ҳосил қилиш мумкин.

(25.9) тенглама температура ва молекулалар концентрациясининг бир хил қийматларида истаган газнинг босими (уларнинг қандай молекулалардан ташкил топганидан қатын назар) бир хил бўлишини кўрсатади.

дейилади. Моляр газ доимийси

$$R = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль} \times \\ \times 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж/К} \approx \\ \approx 8,31 \text{ Ж/(моль} \cdot \text{К)} \quad (26.4)$$

га тенг.

Моляр газ доимийсидан фойдаланиб, (26.3) ифодани

$$\rho V = \nu RT \quad (26.5)$$

тенгламага алмаштирамиз.

$\nu$  модда миқдорини молданинг  $m$  массасини ва унинг моляр  $M$  массасини билган ҳолда топиш мумкин:

$$\nu = \frac{m}{M} \quad (26.6)$$

шунинг учун (26.5) тенгламани бундай шаклда ёзиш мумкин:

$$\rho V = \frac{m}{M} RT. \quad (26.7)$$

Бу тенглама идел газ ҳолат тенгламаси дейилади.

Газнинг босими, ҳажми ва температураси орасидаги боғланишни рнатувчи тенгламани француз физиги Бенуа Клапейрон (1799—1864) ҳосил қилган эди. Уни (26.7) шаклида биринчи марта буюк рус олимни

**Дмитрий Иванович Менделеев** (1834 — 1907) құллади, шунинг учун газ ҳолати тенгламаси *Менделеев — Клапейрон* тенгламаси дейилади.

Газнинг ҳажми, босими ва температураси орасидаги боғланишни текшириш учун ҳажми ўзгара оладиган герметик идишдан фойдаланиш мүмкін. Бундай асбобнинг — сильфоннинг ташқи күриниши 87-расмда тасвирланған.

**Газлардағы изожараёнлар.** (26.7) тенглама идеал газ ҳолатини характерловчи бешта параметри бир вақтда ўзгариши мүмкінligини күрсатади. Бироқ газлардаги, табиатда содир бўладиган ва техникада амалга ошириладиган кўпгина жараёнларни тахминан бешта параметрдан иккитаси ўзгарадиган жараёнлар сифатида қараш мүмкін Физикада ва техникада учта жа-

раён — изотермик, изохорик ва изобарик жараёнлар алоҳида аҳамиятга эга. Бу жараёнларни қараб чиқамиз.

**Изотермик жараён.** Ўзгармас  $T$  температурада ўтадиган жараёнга изотермик жараён дейилади. Идеал газ ҳолатининг (26.7) тенгламасидан ўзгармас  $T$  температурада ва газ массасининг ҳамда  $M$  моляр массасининг ўзгармас қийматларида газнинг  $p$  босимнинг унинг  $V$  ҳажмига кўпайтмаси ўзгармай қолиши кераклиги келиб чиқади:

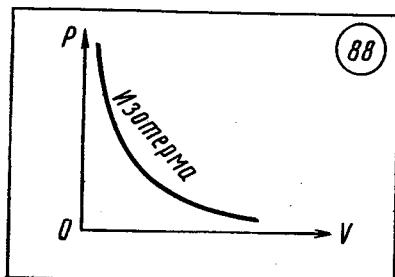
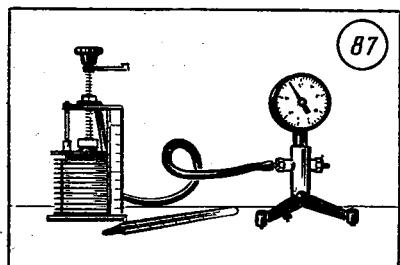
$$pV = \text{const.} \quad (26.8)$$

Изотермик жараённи, масалан, газнинг ҳажмини ўзгармас температурани ўзгартириш йўли билан амалга ошириш мүмкін.

Изотермик жараённинг графики изотерма дейилади. Тўғри бурчакли координаталар системасининг ординаталар ўки бўйича газнинг босими, абсциссалар ўки бўйича унинг ҳажми ҳисобланадиган координаталар системасида тасвирланган изотерма гипербола бўлади (88-расм).

Ўзгармас температурада газнинг босими ва ҳажми орасидаги боғланишни ўрнатувчи (26.8) тенгламани газларнинг молекуляр-кинетик назарияси яратилгунча 1662 йилда инглиз олими Роберт Бойль (1627 — 1691) ва 1676 йилда француз физиги Эдм Мариott (1620 — 1684) тажрибада ҳосил қилишган эди Шуннинг учун бу тенглама *Бойль — Мариott тенгламаси* дейилади.

**Изохорик жараён.** Ўзгармас  $V$  ҳажмда ва  $m = \text{const}$



ҳамда  $M = \text{const}$  шартда ўтадиган жараёнга изохорик жараён дейилади.

Бу шартларда идеал газ ҳолатининг (26.7) тенгламасидан  $T_0$  ва  $T$  температураларнинг икки қиймати учун қуидагилар келиб чиқади:

$$p_0 V = \frac{m}{M} RT \text{ ва } pV = \frac{m}{M} RT$$

еки

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}, \quad p = p_0 \frac{T}{T_0}.$$

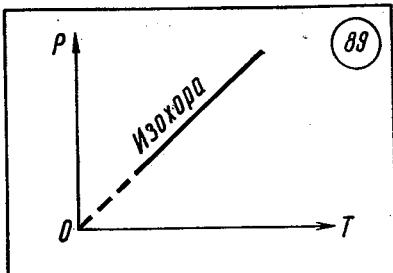
Агар  $T_0$  ни 273 К ( $0^\circ\text{C}$ ) га тенг қилиб олинса, у ҳолда  $\frac{1}{T_0} = \frac{1}{273} \text{ К}^{-1}$  бўлади.  $\frac{1}{T_0} = \frac{1}{273} \text{ К}^{-1} = \alpha$  белгилашни киритиб, изохорик жараён учун тенглама ҳосил қиласиз:

$$p = p_0 \alpha T, \quad (26.9)$$

бунда  $p$  — газнинг абсолют  $T$  температурадаги босими,  $p_0$  — газнинг  $0^\circ\text{C}$  температурадаги босими,  $\alpha$  — газ босимининг температура коэффициенти бўлиб, у  $\frac{1}{273} \text{ К}^{-1}$  га тенг.

Изохорик жараённинг графиги изохора дейилади. Тўғри бурчакли координаталар системасининг ординаталар ўқи бўйича газнинг босими, абсциссалар ўқи бўйича эса унинг абсолют температураси ҳисобланадиган координаталар системасида тасвирланган изохора координаталар бошидан ўтувчи тўғри чизиқ бўлади (89-расм).

Газ босимининг температурага боғлиқлигини тажриба йўли билан 1787 йилда француз физиги Жак Шарль (1746 — 1823) текшириди. Шунинг учун (26.9) тенглама Шарль қонуни дейилади.



89

Масалан, ҳавони ўзгармас ҳажмда иситиб изохорик жараённи амалга ошириш мумкин.

**Изобарик жараён.** Ўзгармас  $p$  босимда ва  $m = \text{const}$  ҳамда  $M = \text{const}$  шартда ўтадиган жараён изобарик жараён дейилади.

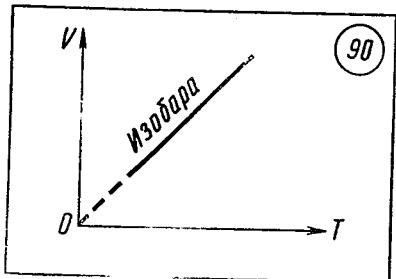
Изохорик жараён учун қилинган усул билан изобарик жараён учун

$$V = V_0 \alpha T \quad (26.10)$$

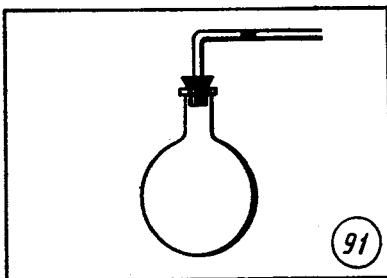
тенгламани ҳосил қилиш мумкин, бунда  $V$  — газнинг абсолют  $T$  температурадаги ҳажми,  $V_0$  — газнинг  $0^\circ\text{C}$  температурадаги ҳажми;  $1/273 \text{ К}^{-1}$  га тенг бўлган  $\alpha$  коэффициент газларнинг ҳажм кенгайиши температура коэффициенти дейилади.

Изобарик жараён тенгламасининг графиги изобара дейилади. Тўғри бурчакли координаталар системасининг ординаталар ўқи бўйича газнинг ҳажми, абсциссалар ўқи бўйича унинг абсолют температураси ҳисобланадиган координаталар системасида тасвирланган изобара координаталар бошидан ўтадиган тўғри чизиқ бўлади (90-расм).

Газ ҳажмининг температурага боғлиқлигини француз



90



91

физиги Жозеф Гей-Люссак (1778 — 1850) тажрибада текширди. Шунинг учун (26.10) тенглама Гей-Люссак қонуни дейилади.

Изобарик жараён, масалан,

тешиги озгина суюқлик устуни билан беркитилган, шиша най билан туташтирилган шиша колбадаги ҳавони иситища ёки совитишда рўй беради (91-расм).

## 27. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ

**Модда суюқ ҳолатининг хусусиятлари.** Суюқ ҳолатдаги модданинг молекулалари худди қаттиқ ҳолатидаги каби бир-бирига зич ҳолда жойлашган бўлади. Шунинг учун суюқликнинг ҳажми босимга жуда кам боғлиқ бўлади. Эгалланатган ҳажмнинг ўзгармаслиги суюқ ва қаттиқ жисмлар учун умумий ҳамда уларни ўзига берилган истаган ҳажмини эгаллашга қодир бўлган газлардан фарқ қилувчи хоссасидир.

Молекулаларнинг бир-бирига нисбатан эркин ҳаракатлана олиши суюқликнинг оқувчанлик хоссасини белгилайди. Жисм суюқлик ҳолатида газсимон ҳолатдагига ўхаш доимий шаклга эга эмас. Суюқ жисмнинг шакли у жойлашган идишнинг шакли билан ташки кучларнинг ва сирт таранглик кучларининг натижасида аниқланади. Суюқликда молекулаларнинг ҳаракатидаги катта эркинлик суюқлик-

ларда қаттиқ жисмларга қараганда диффузиянинг катта тезликда бўлишига олиб келади, қаттиқ жисмларнинг суюқликларда эриши имконини тъминлайди.

**Сирт таранглик.** Суюқликларда молекулаларнинг тортиши кучлари ва молекулаларнинг ҳаракатчанлиги *сирт таранглик* кучларининг намоён бўлишига боғлиқ.

Суюқлик ичидаги молекулага унга қўшни бўлган молекулалар томони ан таъсири қиласидаги тортиши кучлари ўзаро компен ацояланади. Суюқликнинг сиртида жойлашган ҳар қандай молекула суюқлик ичидаги жойлашган молекулалар билан тортилиб туради. Бу кучлар таъсирида молекулалар суюқлик сиртидан суюқлик ичига киради ва суюқлик сиртидаги молекулалар сони суюқликнинг эркин сирти шу шароитда мумкин бўлган мицимал қийматига эришмагунча камайиб боради

Шу ҳажмдаги жисмлар ичиде минимал сиртни шар әгаллади, шунинг учун бошқа күчлар бўлмаганда ёки улар ҳисобга олинмас даражада кичик бўлганда суюқлик сирт таранглик кучлари таъсирида шар шаклини олади.

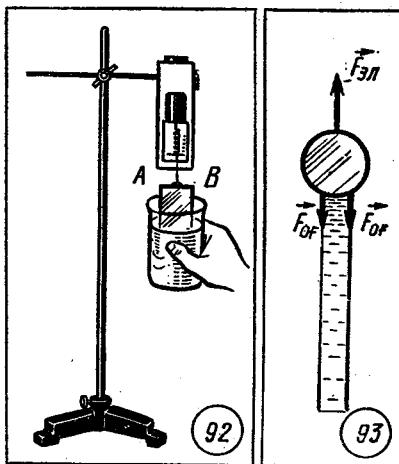
Суюқлик эркин сиртининг қисқариши хоссаси кўпгина ҳодисаларда суюқлик гўёки қисқаришга интилувчи юпқа чўзилган эластик плёнка билан қопланандек кўринади.

Суюқликнинг сирти бўйлаб бу сиртни чегараловчи чизиқ-қа перпендикуляр ҳолда таъсир қилувчи ва бу сиртни мнимумгача қисқартиришга интилувчи куч сирт таранглик кучи дейилади.

Пружинали динамометрнинг илгагига П-симон симни илиб қўямиз. Унинг  $AB$  томонининг узунлиги  $l$  га teng. Симнинг оғирлик кучи таъсиридаги динамометр пружинасининг дастлабки чўзилишини шкаланинг ноль бўлимини таъсир қилувчи куч кўрсатиши қаршисига ўрнатиб йўқотиш мўмкін.

Симни сувга туширамиз, кейин сувли идишини секинлик билан пастга туширамиз (92-расм). Тажрибанинг кўрсатишича, бунда сим бўйлаб суюқлик пардаси вужудга келади ва динамометр пружинаси чўзилади. Динамометрнинг кўрсатишига қараб, сирт таранглик кучини аниқлаш мумкин. Бунда суюқлик пардаси иккита сиртга эга эканини (93-расм) ва  $F_{\text{эл}}$  эластиклик кучи модули бўйича  $F_t$  сирт таранглик кучининг иккиланган қийматига tengлигини ҳисобга олиш керак:

$$F_{\text{эл}} = 2F_t.$$

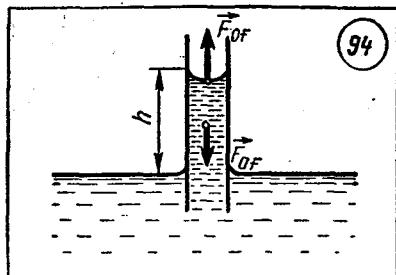


Агар  $AB$  томони узунлиги учун икки марта катта сим олинса, у ҳолда сирт таранглик кучининг қиймати икки марта кактта бўлади. Турли узун лидаги симлар билан ўтказилган тажрибалар  $l$  узунликдаги асирт қатлами чегарсига таъсир қилувчи сирт таранглик куч имодулининг шу узунликкансабати  $l$  узунликка боғлиқ бўлмаган ўзгармас катта ликдир. Бу катталикни *сирт таранглик коэффициенти* дейилади ва грек ҳарфи „сигма“ билан белгиланади:

$$\sigma = \frac{F_t}{l}. \quad (27.1)$$

Сирт таранглик коэффициенти *метрига ньютон* ( $\text{Н}/\text{м}$ ) билан ифодаланади. Сирт таранглик турли суюқликларда турличадир.

Агар суюқлик молекулаларининг ўзаро тортишиш кучлари суюқлик молекулаларининг қаттиқ жисм сиртига тортишиш кучларидан кичик бўлса, у ҳолда суюқлик қаттиқ жисмнинг сиртини ҳўллайди.



94

ди. Агар суюқлик молекулалари ва қаттиқ жисм молекулаларининг ўзаро таъсир кучлари суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро тортишиш кучларидан кичик бўлса, у ҳолда суюқлик қаттиқ жисмнинг сиртини ҳўлламайди.

**Капилляр ҳодисалар.** Суюқликларнинг қаттиқ жисмларнинг ҳўлланадиган ва ҳўлланмайдиган сиртлари билан ўзаро таъсирилашишининг хусусиятлари капилляр ҳодисаларга сабаб бўлади.

Ички диаметри кичик бўлган най капилляр дейилади. Капилляр шиша найча оламиз ва унинг бир учини сувга ботирамиз. Тажриба капилляр найча ичидаги сувнинг сатҳи

сувнинг очиқ сиртидаги сатҳидан юқори бўлишини кўрсатади.

Қаттиқ жисмнинг сирти суюқлик билан тўла ҳўлланганда сирт таранглик кучини қаттиқ жисмнинг сирти бўйлаб у билан суюқлик тегиб турган чегарага перпендикуляр ҳолда йўналган деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда суюқликнинг ҳўлланган сирт бўйлаб кўтарилиши капиллярдаги суюқлик устунига таъсир этувчи  $\vec{F}_{or}$ , оғирлик кучи то модули бўйича суюқликнинг капилляр сирти билан уриниш чегараси бўйлаб таъсир этувчи  $\vec{F}_t$  сирт таранглик кучига тенг бўлгунча давом этади (94-расм).

$$F_{of} = F_t, \quad F_{of} = mg = \rho h \pi r^2 g,$$

$$F_t = \sigma l = \sigma 2\pi r.$$

Бундан капиллярда суюқликнинг кўтарилиш баландлиги капиллярнинг радиусига тескари пропорционал эканини ҳосил қиласиз:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho gr}. \quad (27.2)$$

## 28. БУҒЛАНИШ ВА КОНДЕНСАЦИЯ

**Буғланиш.** Молекулалар иссиқлик ҳаракати кинетик энергиясининг нотекис тақсимланиши истаган температурада суюқликнинг ёки қаттиқ жисмнинг баязи молекулалари кинетик энергияси уларнинг қолган молекулалар билан боғланишининг потенциал энергиясидан ортиқ бўлиши мумкин. *Буғланиш* — бу шундай жараёнки, бунда суюқликнинг ёки қаттиқ жисмнинг сиртидан кинетик энергияси молекула-

ларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясидан ортадиган молекулалар учуб чиқади. Буғланишда суюқлик совийди.

**Тўйинган ва тўйинмаган буғ.** Берк идишда ўзгармас температура суюқликнинг буғланиши буғланётган модданинг газ ҳолатидаги молекулаларнинг аста-секин ортиб боришига олиб келади. Буғланиш жараёни бошлангандан сўнг бирор вақт ўтгандан кейин газсимон ҳолатдаги модда

концентрацияси шундай қийматга етади, бунда вақт бирлиги ичиде суюқликка қайтиб тушаётган молекулалар сони шу вақт ичиде суюқлик сиртини тарк этаётган молекулалар сонига тенг бўлади. Модданинг буғланиш ва конденсация жараёнлари ўртасида динамик мувозанат ўрнатилади.

Суюқлик билан динамик мувозанатда бўлган газ ҳолатидаги модда тўйинган буғдайилади. Тўйинган буғ босимидан паст босимдаги буғ тўйинмаган буғ дейилади.

Тўйинган буғ сиқилганда буғ молекулаларининг концентрацияси ортади, буғланиш ва конденсация жараёнлари орасидаги мувозанат бузилади ва буғнинг бир қисми суюқликка айланади. Тўйинган буғ кенгайганда унинг молекулалари концентрацияси камаяди ва суюқликнинг бир қисми буғга айланади. Шундай қилиб, тўйинган буғнинг концентрацияси ҳажмга боғлиқ бўлмаган ҳолда ўзгармас бўлиб қолади. Газнинг босими концентрацияга ва температурага ( $p = nkT$ ) пропорционал бўлгани учун ўзгармас температурада тўйинган буғнинг босими ҳажмга боғлиқ бўлмайди.

Суюқликнинг температураси ортиши билан буғланиш жараёни интенсивлиги ортади. Шунинг учун температура ортганда буғланиш ва конденсация орасидаги динамик мувозанат газ молекулаларининг жуда катта концентрацияларида ўрнатилади.

Молекулаларнинг ўзгармас концентрациясида идеал газ-

нинг босими абсолют температурага тўғри пропорционал равиша ортади. Тўйинган буғда температура ортганда молекулаларнинг концентрацияси ортгани учун, тўйинган буғнинг босими температура ортиши билан молекулаларининг концентрацияси ўзгармас бўлган идеал газнинг босимига қараганда тезроқ ортади (95-расм).

**Қайнаш. Қайнаш температурасининг босимга боғлиқлиги.** Буғланиш жараёни суюқликнинг фақат сиртида бўлмай, балки унинг ичиде ҳам содир бўлиши мумкин. Агар тўйинган буғнинг босими ташки босимга тенг бўлса ёки ундан катта бўлса, суюқлик ичидаги буғ пулфакчалари кенгаяди ва сув сиртига қалқиб чиқади. Бу жараён қайнайтирилди.

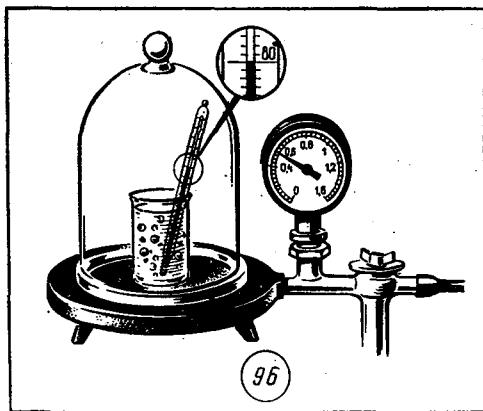
100°C температурада тўйинган буғнинг босими нормал атмосфера босимига тенг бўлади, шунинг учун нормал босимда сув 100°C да қайнайди. Температура, масалан, 80°C бўлганда тўйинган буғнинг босими нормал атмосфера босимидан тахминан икки марта кичик бўлади. Шунинг учун, агар сув устидаги босим 0,5 нормал атмосфера босимигача камайтирилса, сув 80°C да қайнайди (96-расм).

Ташки босим камайганда суюқликнинг қайнаш температураси пасаяди, босим ортганда эса қайнаш температураси кўтарилади.

**Критик температура.** Газсимон ҳолатдаги ҳар қандай модда суюқликка айланishi мумкин. Лекин ҳар бир модда ўзи учун алоҳида қийматдан



(95)



(96)

кичик температуралардагина шундай ҳолатта айланиши мумкин, бу температура  $T_k$  критик температура дейлади. Критик температурадан юқори температураларда модда ҳеч қандай босимда ҳам суюқликка айланмайды.

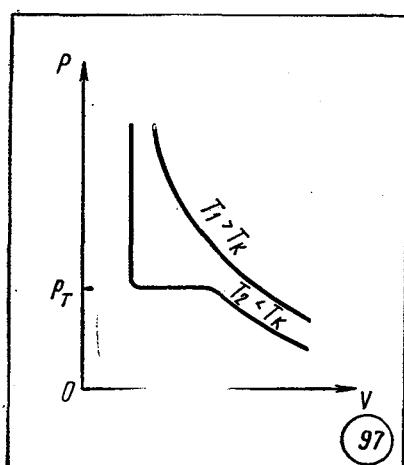
Идеал газ модели табиатда реал мавжуд газларнинг хоссаларини температура ва босимнинг чекланган оралиғида тавсифлаш учун қўлланилиши мумкин. Температура мазкур газ учун критик бўлган тем-

пературадан пастга туширилганда молекулалар орасидаги тортишиш кучларини энди ҳисобга олмаслик мумкин эмас ва босим етарлича юқори бўлганда модданинг молекулалари бири-бири билан бирлашади.

**Реал газнинг изотермалари.** Реал газнинг суюқликкайланиш хусусияти шунга олиб келадики, унинг изотермалари фақат критикдан юқори температураларда гипербола бўлади (97-расм).

$T_2 (T_2 < T_k)$  температурада реал газнинг изотермик сиқилиши мазкур  $T_2$  температурада тўйинган буғнинг  $P_0$  босимига teng бўлган босимгача идеал газ изотермаси тенгламасига мос ҳолда бўлади. Газ эгаллаган ҳажм камайтирилганда газнинг бир қисми суюқликка айланади, босим эса ўзгармайди ва тўйинган буғнинг босимига teng бўлади. Бунда газнинг бир қисми суюқликка айланади, босим эса ўзгармаса дан қолади ва тўйинган буғнинг босимига teng бўлади.

Реал газ изотермасидаги горизонтал қисм газнинг су-



(97)

юқликка айланиш жараёнини ифодалайди.

Босим ўзгармас бўлганда ҳажмнинг камайиши идишдаги ҳамма газ суюқликка айлангунча давом этади. Ҳажмни бундан кейин ҳам камайтириш босимнинг кескин кўтарилишига олиб келади. Бу суюқликнинг камроқ сиқилиши билан тушунтирилади.

Ҳар қандай газнинг сиқилиши учун уни аввал критик температурадан паст температурагача совутиш керак, кейин эса босимни тўйинган буғ босимдан ортиқ қийматдаги босимгача ортириш керак.

**Ҳавонинг нисбий намлиги.** Атмосфера ҳавосида сувнинг буғланиш тезлиги сув буғларнинг босими мазкур температурада тўйинган буғлар босимида қанчалик яқинлигига боғлиқ. Мазкур температурада ҳавода бўлган сув буғлари  $\rho$  босимининг ўша температурадаги тўйинган сув буғнинг  $p_0$  босимида фоиз билан ифодаланган нисбати ҳавонинг

nisbii намлиги дейилади:

$$\varphi = \frac{p}{p_0} \cdot 100\%. \quad (28.1)$$

100% га тенг нисбий намлигда сувнинг буғланиши ва конденсацияси орасида динамик мувозанат ўрнатилади, натижада сув миқдори камаймайди ҳам, кўпаймайди ҳам.

**Шудринг нуқтаси.** Тўйинган буғнинг босими температура қанча паст бўлса шунча кам бўлса, у ҳолда ҳаво соvigанда ундаги сув буғи маълум температурада тўйинган бўлиб қолади. Ҳаводаги сув буғи тўйинган буғга айланувчи температура  $t_w$  шудринг нуқтаси дейилади.

Шудринг нуқтага қараб ҳаводаги сув буғнинг  $p_1$  босими топиш мумкин. У тўйинган буғнинг  $t_1$  шудринг нуқтасига тенг температурадаги босимида ҳавонинг  $p_1$  босими ва мазкур температурада тўйинган буғнинг  $p_0$  босими қийматларига кўра ҳавонинг (28.1) нисбий намлигини аниqlаш мумкин.

## 29. КРИСТАЛЛ ВА АМОРФ ЖИСМЛАР

**Аморф жисмлар ва кристаллар.** Физик хоссалари барча йўналишларда бир хил бўлган жисмлар *аморф жисмлар* дейилади. Қотиб қолган мум бўлаклари, қақрабо, шишадан ясалган буюмлар аморф жисмларга мисол бўлиши мумкин. Аморф жисмлар *изотроп жисмлардир*. Аморф жисмлар физик хоссаларининг изотроплиги уларни ташкил этувчи атом ва молекулалар жойлашувининг бетартиблиги билан тушунтирилади. Атом ва мо-

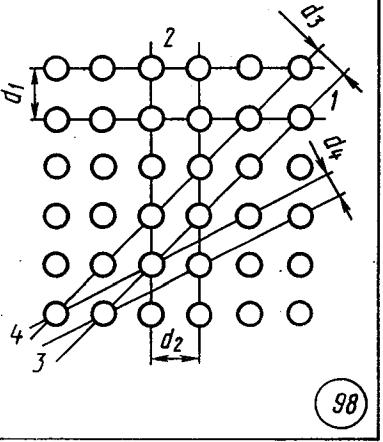
лекулалари тартибли жойлашган ҳамда даврий такрорланувчи ички структурага эга бўлган қаттиқ жисмлар *кристаллар* дейилади.

Кристалл жисмларнинг физик хоссалари турли йўналишларда бир хил бўлмайди, бироқ параллел йўналишларда бир-бирига мос тушади. Кристалларнинг бу хоссаси *анизотропик* дейилади. Ош тузи кристалли бўлинганда тўғри бурчаклар остида кесишувчи ясси текисликлар билан чега-

Кристалл жисмлар монокристалл ва поликристалл жисмларга бўлинади. Монокристаллар баъзан геометрик мунтазам ташқи шаклга эга, бироқ монокристаллнинг асосий белгиси — унинг бутун ҳажмида ички структурасининг даврий тақрорланишидир. Поликристалл жисм хаотик ориентирланган бир-бiri билан қўшилиб кетган кичик кристаллар — кристаллитларнинг тўпламидан иборат. Масалан, чўяннинг поликристаллик структурасини лупа ёрдамида синган жойини кўздан кечириб кузатиш мумкин. Поликристалл жисмнинг ҳар бир кичик монокристали анизотропдир, бироқ поликристалл жисм изотропдир.

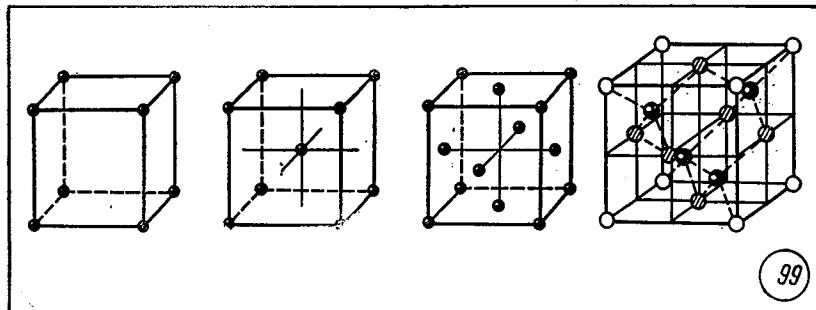
**Фазовий панжара.** Кристаллнинг ички тузилишини яққол тасаввур қилиш учун уни фазовий кристалл панжара ёрдамида тасвирлаш усули қўлланилади. Тугунлари кристаллдаги атомлар ва молекулаларнинг марказлари билан мос тушувчи фазовий тўр *кристалл панжара* дейилади (98-расм).

Кристаллар асослари фагат мунтазам учбурчак, квадрат, параллелограмм ва



раланган бўлакларга әжралади. Бу текисликлар намунадағи маҳсус йўналишларга перпендикуляр, бу йўналишлар бўйича унинг қаттиқлиги минималдир.

Кристалларнинг механик, иссиқлик, электрик ва оптик хоссаларининг анизотропиясига сабаб шундаки, атомлар, молекулалар ёки ионлар тартибли жойлашганда улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ва атомлар орасидаги масофалар турли йўналишлар бўйича ҳар хил бўлиши мумкин (98-расм).

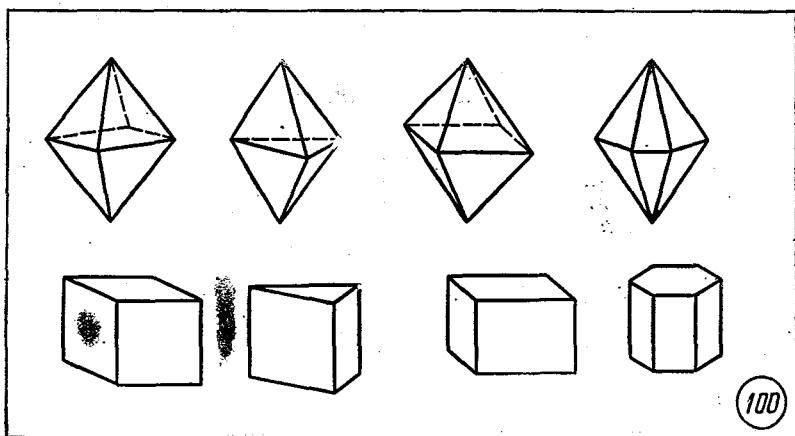
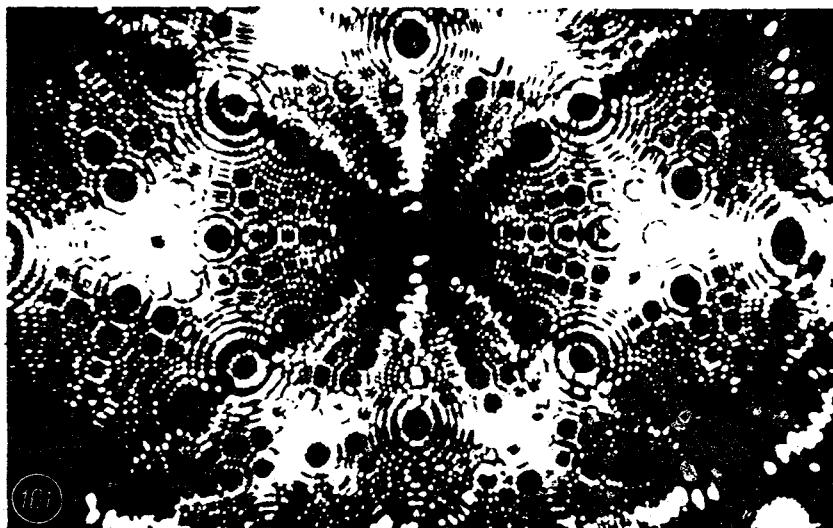


олтибурчак бўлган турли призма ҳамда пирамидалар шаклида бўлиши мумкин (100-расм).

Кристалларнинг даврий тузилиши ва уларда атомларнинг жойлашиши симметрияси ҳақидаги тасаввурлар ҳозирги

пайтда тажрибада қатъий исботланган.

Кристаллда атомлар жойлашишининг яқъол тасвирини электрон микроскоп ва ион проектор ёрдамида ҳосил қилиш мумкин (101-расм).



## 30. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ МЕХАНИК ХОССАЛАРИ

Жисмга ташқи механик таъсир қилиши натижасида унинг атомлари мувозанат ва зиятидан силжийди ва жисмнинг шакли ҳамда ҳажми ўзгаради, яъни жисм деформацияланади. Деформациянинг энг оддий турлари – чўзилиш ва сиқилиш. Кўтарма кранларнинг трослари, канатли йўлларнинг трослари, бускор трослари, мусиқа асбобларининг торлари чўзилади. Биноларнинг деворлари ва пойдеворлари сиқилади. Бинолар, кўп-рикларда ёпма тўсинлари эгилади. Эгилиш деформацияси жисмнинг турли қисмларида турлича бўлган сиқилиш ва чўзилиш деформацияларига келтирилади.

**Деформация ва кучланиш.** Сиқилиш ва чўзилиш деформациясини намунанинг чўзилишгача бўлган  $l_0$  ва ундан кейинги  $l$  узунликлари айримасига тенг  $\Delta l$  абсолют узайиш билан характерлаш мумкин:

$$\Delta l = l - l_0.$$

$\Delta l$  абсолют узайиш чўзилишда мусбат, сиқилишда эса манфий қийматга эга бўлади.

$\Delta l$  абсолют узайишнинг намунанинг  $l_0$  узунлигига нисбатига  $\epsilon$  нисбий узайиш дейилади:

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l_0}. \quad (30.1)$$

Жисм деформацияланганда эластиклек кучлари вужудга келади. Эластиклек кучи модулининг жисм қисмининг юзига нисбатига тенг физик катталик  $\sigma$  механик кучланиш

дейилади:

$$\sigma = \frac{F}{S}. \quad (30.2)$$

СИ да механик кучланиш бирлиги учун паскаль (Па) қабул қилинган.  $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н}/\text{м}^2$ .

**Эластиклик модули.** Кичик деформацияларда кучланиш нисбий узайишга тўғри пропорционал:

$$\sigma = E |\epsilon|. \quad (30.3)$$

(30.3) тенгламадаги  $E$  пропорционаллик коэффициенти **эластиклик модули** дейилади. Айни бир материалдан тайёрланган истаган ўлчам ва шаклдаги намуналар учун эластиклик модули бир хил бўлади:

$$E = \frac{\sigma}{|\epsilon|} = \frac{Fl_0}{|\Delta l| S} = \text{const.} \quad (30.4)$$

(30.4) формуладан

$$F = \frac{ES}{l_0} |\Delta l| \quad (30.5)$$

экани келиб чиқади. (30.5) ифодани Гук қонуни билан таққослаб, стерженнинг  $k$  бикрлиги Юнг модулининг стерженнинг қўндаланг кесими юзига кўпайтмасига тўғри пропорционал ва унинг узунлигига тескари пропорционал эканини ҳосил қиласиз.

**Чўзилиш диаграммаси.**  $\sigma$  кучланишнинг  $\epsilon$  нисбий узайишга боғлиқлиги қаттиқ жисмлар механик хоссаларининг муҳим хоссаларидан биридир. Бу боғланишнинг график тасвири **чўзилиш диаграммаси** дейилади. Ординаталар ўқи бўйича  $\sigma$  механик кучланиш қўйилади, абсциссалар ўқи

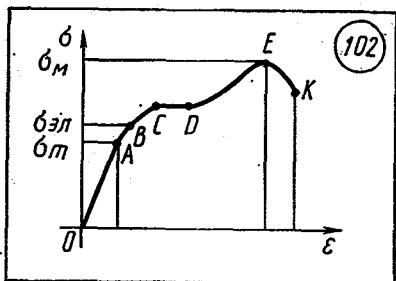
бўйича эса ё нисбий узайиш қўйилади (102-расм).

Гук қонуни унча катта бўлмаган деформацияларда бажарилади. Гук қонуни бажариладиган  $\sigma_m$  максимал кучланиш пропорционаллик чегараси дейилади Пропорционаллик чегарасидан ташқарида (*A* нуқта) кучланиш узайишга пропорционал бўлмай қолади; юкланиш олингандан сўнг маълум бир кучланишгача жисмнинг ўлчамлари тўла ўз ҳолига қайтади. Бундай деформация эластик деформация дейилади. Деформация эластик бўлиб қоладиган  $\sigma_{el}$  максимал кучланиш эластиклик чегараси (*B* нуқта) дейилади. Кўпина металлар  $\epsilon \leq 0,1\%$  қийматгача эластик деформацияланади.

$\sigma_{el}$  эластиклик чегарасидан ортувчи кучланишларда на- муна юкланиш олингандан сўнг ўз шаклига қайтмайди ёки ўзининг дастлабки ўлчамларини тикламайди Бундай деформациялар қолдиқ ёки пластик деформациялар дейилади.

Пластик деформация соҳаси (*CD* қисм) деформация кучланишини деярли ортири- масдан ўтади. Бу ҳодиса материалнинг оқувчанлиги дейилади.

*CD* оқувчанлик соҳаси катта бўлган материаллар бузил- масдан жуда катта деформацияларга бардош бериши мумкин. Агар материалнинг оқувчанлик соҳаси деярли йўқ бўлса, у бузилмаслан фақат кичиккина деформацияларга бардош бериши мумкин. Бундай материаллар мурт материаллар дейилади. Шиша,



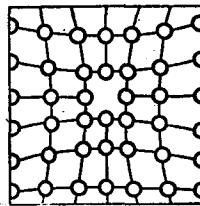
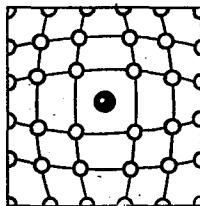
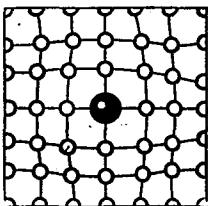
фишт, бетон, чўян мурт материалларга мисол бўлади.

Оқувчанлик чегарасидан ташқарида кучланишлар эгри чизиги кўтарила боради ва *E* нуқтада максимумга эришади. *E* нуқтага мос келувчи кучланиш  $\sigma_m$  мустаҳкамлик чегараси дейилади. *E* нуқтадан кейин эгри чизик пастга қараб кетади ва кейини узилишгача (*K* нуқта) бўлган деформация борган сари камроқ кучланишда рўй беради.

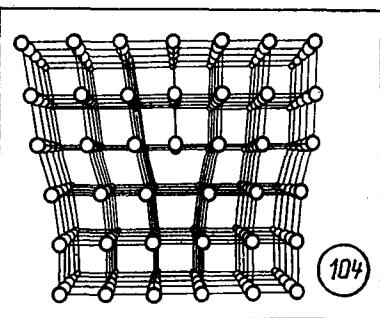
Кристаллардаги дефект. Қаттиқ жисмларнинг мустаҳкамлигини ортириш усууллари Ҳамма металл буюмлар-бинолар ва кўприкларнинг пўлат каркаслари, темир йўл рельслари, электр узатиш линиялари, станоклар, машиналар, поездлар самолётлар-ҳаммаси кристалл жисмлардир.

Фан ва техниканинг муҳим масалаларидан бири металл ва бошқа материалларни минимал миқдорда сарфлаган ҳолда мустаҳкам ҳамда ишончли машиналар, станоклар ва бинолар барпо қилишдан иборат.

Кристалларнинг реал мустаҳкамлигини назарий ҳисобкитоблар асосида олинган қийматлар билан таққослашда жуда катта фарқ чиқмоқда. Мустаҳкамликнинг назарий че-



103



104

гараси реал намуналарни синашда олинган қийматлардан ўнлаб ва ҳатто юз марта ортиқ чиқмоқда.

Назария ва экспериментдаги бундай фарқнинг сабаби кристалл панжараларнинг тузилишидаги ички ва сиртқи дефектларнинг мавжудлигига экан

Идеал кристалл панжара-даги энг оддий дефектлар — нүқтавий дефектлар — ўз атоми ўрнини бошқа жинсли атом эгаллаганда, панжаранинг тугуллари орасидаги фазога атом киритилганда ёки кристалл панжара тугулларининг бирида атом бўлмагандан (103-расм) вужудга келиши мумкин. Дефектларнинг бошқа тури — чиқиқли дефектлар — кристалларда атом текисликларининг

жойлашиш тартибида бузилишлар бўлганда вужудга келади. Кристалл структурасидаги бундай ўзгаришлар 104-расмда тасвирланган.

Деформация ва чиқиқли дефектли кристаллнинг бузилиши енгиллигининг сабаби шундаки, икки текислик атомлари орасидаги ҳамма боғланишларнинг бир вақтда узилиши ўрнига атомлар орасидан боғланишларнинг кичикроқ миқдорининг дефектнинг кристаллда секин-аста кўчиши билан бузилиши мумкин бўлади.

Мустаҳкамлиги юқори бўлган кристалл материалларни ҳосил қилиш учун дефектсиз монокристалларни ўстириш кепрак. Бу жуда мураккаб вазифа, шунинг учун бу йўл ҳозирча амалда кенг тарқалмаган.

Материалларни мустаҳкамлашнинг замонавий методларининг кўпчилиги бошқа усулга асосланган. Панжарада дефекти бўлган кристалларни мустаҳкамлаш учун дефектларнинг кристаллда кўчишини қийинлаштирадиган шароитларни вужудга келтириш мум-

кин. Кристалл панжарада маҳсус вужудга келтирилган бошқа дефектлар дефектларнинг кўчишига тўсқинлик қилиши мумкин. Масалан, пўлатнинг мустаҳкамлигини ошириш учун легирланган пўлатлар қўлланилади, бунда эритмага оз миқдорда хром, вольфрам ва бошқа элементлар қўшилади. Темир кристалл панжарасига бошқа элементлар атомларини киритиш кристаллар-

нинг деформацияланишида чизиқли дефектларнинг кўчиши қийинлаштиради, бунда пўлатнинг мустаҳкамлиги тахминан уч марта ортади. Металларни чўзиша, майда оқим ишлов беришда кристалл панжарада кўшимча дефектлар ҳосил қилинади. Ишлов беришнинг бу турлари материалларнинг мустаҳкамлигини тахминан икки марта орттириши мумкин.

### 31. ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ

**Термодинамика.** *Термодинамика*—бу иссиқлик ҳодисалари назарияси бўлиб, унда жисмларнинг атом-молекуляр тузилиши ҳисобга олинмайди. Термодинамикада ҳодисаларни тавсифлаш учун „термодинамик система“ ва „термодинамик жараён“ тушунчаларидан фойдаланилади. Бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирашувдан изоляцияланган физик жисмлар тўплами изоляцияланган *термодинамик система* дейилади.

Термодинамик системада юз берадиган ҳар қандай ўзгариш *термодинамик жараён* дейилади.

Заррачалардан тузилган система сифатидаги жисм ички энергияга эга. Молекуляр-кинетик назария нўқтаи-назаридан ички энергия—жисмни ташкил этувчи зарраларнинг ўзаро таъсиралиш потенциал энергияси билан бу зарралар бетартиб иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси йиғиндисидир.

Заррачалар тартибсиз ҳаракатининг кинетик энергияси  $T$  температурага пропорцио-

нал, ўзаро таъсиралишнинг потенциал энергияси заррачалар орасига, яъни жисмнинг  $V$  ҳажмига боғлиқ. Шунинг учун термодинамикада жисмнинг  $U$  ички энергияси унинг макроскопик параметрларининг функцияси сифатида, масалан, унинг  $T$  температураси ва  $V$  ҳажмининг функцияси сифатида таърифланади:

$$U = U(T, V).$$

Тажриба ва кузатишлар асосида аниқланган асосий физик қонунлардан бири *энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунидир*. Термодинамикада энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ифодаланади: изоляцияланган термодинамик системадаги истаган жараёнларда ички энергия ўзгаришсиз қолади:

$$U = \text{const} \quad \text{ёки } \Delta U = 0. \quad (31.1)$$

Идеал газнинг ички энергияси. Идеал газнинг ички энергиясини ҳисблаймиз. Агар молекулалар ўзаро таъсирининг потенциал энергияси нолга тенг бўлса, идеал газнинг

ички энергияси унинг ҳамма молекулалари хаотик иссиқлик ҳаракати кинетик энергияларининг йиғиндинсига тенг:

$$U = NE = \gamma N_A \frac{3}{2} kT = \\ = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT. \quad (31.2)$$

Идеал газнинг ички энергияси унинг абсолют температурасига түғри пропорционал. Бинобарин, идеал газнинг температураси ўзгарганда унинг ички энергияси ҳам албатта ўзгаради: агар температура доимий бўлса, у ҳолда идеал газнинг ички энергияси ўзгармайди.

Идеал газ ҳолатининг (26.7) тенгламасидан ва (31.2) тенгламадан фойдаланиб, бир атомли идеал газнинг ички энергиясини ҳисоблаш учун бир ифода ҳосил қилишимиз мумкин:

$$U = \frac{3}{2} pV. \quad (31.3)$$

Шундай қилиб, идеал газнинг ички энергияси  $p$  босимнинг газ эгаллаган  $V$  ҳажмга кўпайтмасига түғри пропорционал.

Ички энергия ўзгиришининг икки усули — иссиқлик узатиш ва механик иш ба-

жариш. Жисмнинг ички энергияси фақат унинг бошқа жисмлар билан ўзаро таъсиралиши натижасида ўзгариши мумкин. Жисмларнинг механик ўзаро таъсиралишида бир жисмдан иккинчисига узатилган энергия ўлчови  $A$  ишдир.

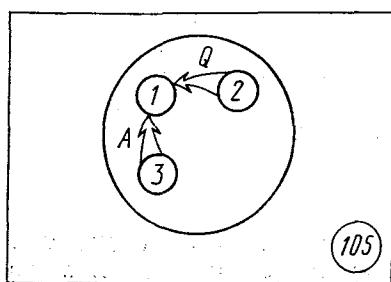
Бир жисмдан иккинчисига иссиқлик узатилганда узатилган энергия ўлчови  $Q$  иссиқлик миқдори бўлади.

Механик иш бажариш энергия узатишнинг *макроскопик усули* дейилади, иссиқлик ўтказувчанлик эса *микроскопик усул* дейилади.

**Термодинамиканинг биринчи қонуни.** Учта жисмни 1, 2 ва 3 ни қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, 1 жисм ва 2 жисм орасида иссиқлик узатиш мавжуд бўлсин, 1 жисм билан 3 жисм орасида эса механик ўзаро таъсири мавжуд бўлсин (105-расм).  $Q$  иссиқлик миқдорини узатишда 2 жисмнинг ички энергияси  $\Delta U_2 = -Q$  га ўзгаради, иш бажариш натижасида 3 жисмнинг ички энергияси эса  $\Delta U_1 = -A$  га ўзгаради. Иссиқлик узатиш ва механик ўзаро таъсири натижасида учала жисмдан ҳар бирининг ички энергияси ўзгаради, бироқ бу учала жисм кирадиган изоляцияланган термодинамик система да энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунига мувофиқ  $U$  ички энергия ўзгармай қолади. Бинобарин, 1, 2 ва 3 жисмлар ички энергияларининг ўзгиришининг йиғиндинси нолига тенг бўлади:

$$\Delta U_1 + \Delta U_2 + \Delta U_3 = 0.$$

Бундан 1 жисм ички энер-



гиясининг ўзгариши у билан ўзаро таъсирашувчи 2 ва 3 жисмлар ички энергиялари ўзгаришларининг тескари ишора билан олинган йиғиндисига тенг:

$$\Delta U_1 = -\Delta U_2 - \Delta U_3 \text{ ёки} \\ \Delta U_1 = Q + A.$$

1 жисм изоляцияланмаган термодинамик система бўлгани учун бундай умумий хуносат чиқариш мумкин: изоляцияланмаган термодинамик системада ички энергиянинг ўзгариши системага узатилган  $Q$  иссиқлик миқдори билан ташқи кучларнивг  $A$  иши йиғиндисига тенг:

$$\Delta U = Q + A. \quad (31.4)$$

Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунининг бу ифодаси *термодинамиканинг биринчи қонуни* дейилади.

Термодинамик система устида бажариладиган  $A$  иш ўрнига кўпинча термодинамик системанинг ташқи кучлар устида бажарадиган  $A'$  ишини қараб чиқиш қулай бўлади. Бу ишлар абсолют қиймати бўйича тенг, бироқ ишораларига кўра қарама-қарши бўлгани учун:

$$A = -A'$$

термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидаги кўринишдаги иккинчи ифодага эга:

$$\Delta U = Q - A'. \quad (31.5)$$

**Изоляцияланмаган термо-**

**динамик системада ички энергиянинг  $\Delta U$  ўзгариши олинган  $Q$  иссиқлик миқдори билан система бажарган  $A'$  иш орасидаги айирмага тенг.**

„Абадий двигателлар“. Инсоннинг ҳозирги ҳаётини турли хил машиналарсиз тасаввур этиб бўлмайди. Инсон машиналар ёрдамида ерга ишлов беради, нефть, кўмир, руда қазиб олади, уйлар, йўллар қуради, Ер юзи бўйлаб саёҳат қиласди, ҳавода парвоз қиласди ва ҳоказо.

Бу ҳамма машиналарнинг асосий хоссаси уларнинг иш бажара олиш қобилиятидир. Илгари кўпчилик ихтирочилар ташқаридан энергия олмасдан ва машинанинг ичидаги ҳеч бир ўзгаришларсиз фойдали иш бажаришга қодир бўлган машина— „абадий двигатель“ ни ясашга уринган эдилар. Бу уринишларнинг ҳаммаси муваффақиятсиз чиқди. „Абадий двигатель“ ни яратиш мумкин эмаслиги термодинамиканинг биринчи қонунининг экспериментал исботидир. Термодинамиканинг биринчи қонунига кўра қуйидаги тенгликка эгамиз:

$$A' = Q - \Delta U. \quad (31.6)$$

Ҳар қандай машина ташқаридан фақат  $Q$  иссиқлик миқдори олиш ҳисобига ёки ўзининг  $\Delta Q$  ички энергиясини камайтириш ҳисобига ташқи кучлар устида иш бажариши мумкин.

## 32. ИССИҚЛИК МИҚДОРИ

Иссиқлик алмашинуви. Энергияни бир жисмдан иккинчисига иш бажармасдан

узатиш жараёни иссиқлик алмашиниши ёки иссиқлик узатиш дейилади. Иссиқлик ал-

машинуви турли температурадаги жисмлар орасида бўлади. Турли температурадаги жисмлар орасида контакт ўрнатилганда атомлар ёки молекулаларнинг ўзаро таъсири натижасида жисмлар бир-бираiga тегиб турган чегарада температураси юқорироқ бўлган жисмдан пастроқ температурадаги жисмга ички энергиянинг бир қисми ўтади.

Иссиқлик алмашиниши натижасида жисмга узатилган энергия иссиқлик миқдори дейилади.

**Солиштирма иссиқлик сифими.** Агар иссиқлик узатишда иш бажарилмаса ( $A = 0$ ), термодинамиканинг биринчи қонунига мувофиқ  $Q$  иссиқлик миқдори жисмнинг  $\Delta U$  ички энергиясининг ўзгаришига тенг бўлади:

$$Q = \Delta U.$$

Молекулаларнинг тартибсиз илгариланма ҳаракатицинг ўртача энергияси абсолют температурага пропорционал. Жисмнинг ички энергиясининг ўзгариши ҳамма атомлар ёки молекулалар энергияси ўзгаришларининг йиғиндисига тенг. Атомлар ёки молекулалар сони жисмнинг массасига пропорционал, шунинг учун  $\Delta U$  ички энергиянинг ўзгариши ва демак,  $Q$  иссиқлик миқдори унинг  $m$  массасига ва  $\Delta T$  температурасининг ўзгаришига пропорционал:

$$Q = \Delta U = cm\Delta T. \quad (32.1)$$

(32.1) тенгламада пропорционаллик коэффициенти мoddанинг солиштирма иссиқлик сифими дейилади:

$$c = \frac{Q}{m\Delta T}. \quad (32.2)$$

Солиштирма иссиқлик сифимиning бирлиги  $1 \frac{\text{Ж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$ . Солиштирма иссиқлик сифими  $1 \text{ кг}$  мoddани  $1 \text{ К}$  га иситиш учун қанча иссиқлик миқдори зарур бўлишини кўрсатади.

Модданинг солиштирма иссиқлик сифими унинг бир қийматли характеристикаси эмас. Иссиқлик узатиш амалга ошириладиган шароитларга боғлиқ ҳолда хусусан бу жараён амалга ошириладиган  $A$  ишнинг қийматига боғлиқ ҳолда жисмга берилган бир хил иссиқлик миқдори унинг ички энергиясини ва демак, температурасини турлича ўзгариши мумкин. Жадвалларда одатда мoddанинг солиштирма иссиқлик сифими ҳақидаги маълумотлар жисмнинг ҳажми ўзгармас бўлган шароитда келтирилади, яъни ташқи кучларнинг иши нолга тенг бўлган шароитда келтирилади.

**Иссиқлик баланси тенгламаси.** Ташқи кучларнинг иши нолга тенг бўлган ва бошқа жисмлардан иссиқлик изоляциясида бўлган шароитда иккичи жисм орасидаги иссиқлик алмашиниши жараёнини амалга оширишда энергиянинг сақланниш қонунига кўра жисмлар ички энергиялари ўзгаришларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенг:  $\Delta U_1 + \Delta U_2 = 0$ .

Агар жисмларнинг ички энергияси ўзгариши фақат иссиқлик алмашиниши натижасида рўй берса, у ҳолда термодинамиканинг биринчи қонунига асосан  $\Delta U_1 = Q_1$  ва  $\Delta U_2 = Q_2$  ни ёзиш мумкин. Бундан  $Q_1 + Q_2 = 0$  ёки

$$c_1 m_1 \Delta T_1 + c_2 m_2 \Delta T_2 = 0. \quad (32.3)$$

(32.3) тенглама иссиқлик баланси тенгламаси дейилади.

**Солиширма буғланиш иссиқлиги.** Ўзгармас температурада суюқликнинг буғга айланниши учун унга суюқликнинг буғга айланадиган  $m$  массасига пропорционал  $Q$  иссиқлик миқдори бериш кераклигини тажрибалар күрсатди:

$$Q_b = rm. \quad (32.4)$$

Бу ердаги  $r$  пропорционаллик коэффициенти *солиширма буғланиш иссиқлиги* дейилади. Бу коэффициент килограммга Жоуль билан ( $\text{Ж}/\text{кг}$ ) ифодаланади. Солиширма буғланиш иссиқлиги ўзгармас температурада 1 кг суюқликни буғга айлантириш учун қандай иссиқлик миқдори керак бўлишини кўрсатади. Буғланиш иссиқлиги модда молекулалари ўзаро таъсири потенциал энергиясини орттиришга ва буғнинг кенгайишида бажариладиган ишга сарфланади.

Конденсация вактида буғла-

нишда қанча миқдорда иссиқлик ютиладиган бўлса, шунча миқдорда иссиқлик ажралади:

$$Q_e = -rm.$$

**Солиширма эриш иссиқлиги.** Ҳар қандай кристалл жисмга ўзгармас температурада унинг  $m$  массасига пропорционал  $Q_{ep}$  иссиқлик миқдори берилганда жисм эрийди:

$$Q_{ep} = \lambda m. \quad (32.5)$$

$\lambda$  пропорционаллик коэффициенти *солиширма эриш иссиқлиги* дейилади. Бу коэффициент *килограммга жоуль* ( $\text{Ж}/\text{кг}$ ) билан ифодаланади. Солиширма эриш иссиқлиги 1 кг кристалл моддани эриш температурасида эритиш учун қандай иссиқлик миқдори зарур бўлишини кўрсатади.

Суюқлик кристалл жисмга айланётганда у эриганда ютилган иссиқлик миқдорига тенг иссиқлик миқдори ажралади:

$$Q_{ep} = -\lambda m.$$

### 33. ГАЗНИНГ ҲАЖМИ ЎЗГАРГАНДА БАЖАРИЛАДИГАН ИШ

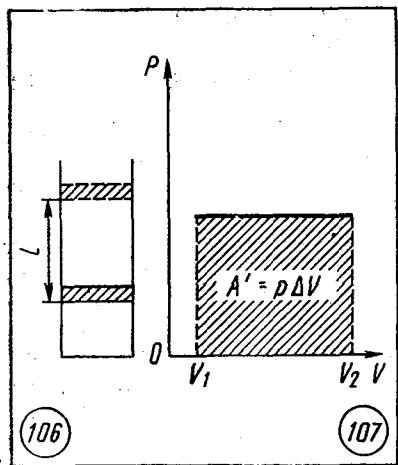
**Газнинг изобарик кенгайишидаги иши.** Кўпгина иссиқлик машиналарида бажариладиган асосий термодинамик жараёнлардан бири газнинг иш бажариб кенгайиш жараёнидир. Газ изобарик кенгайганда бажариладиган ишни аниqlаш жуда осон.

Агар газ  $V_1$  ҳажмдан  $V_2$  ҳажмгача изобарик кенгайганда цилиндрдаги поршень  $l$  масофага кўчса (106-расм), у хотда газ бажарган  $A'$  иш

$$A' = Fl = pSl = p\Delta V \quad (33.1)$$

га тенг, бунда  $p$ —газнинг босими,  $\Delta V$ —газ ҳажмининг ўзгариши. 107-расмдан газнинг  $p$ ,  $V$  координата ўқларида кенгайишининг изобарик жараёнини тасвирлашла жараён графиги,  $V$ , ва  $V_2$  ординаталар, абсциссалар ўқи билан чегараланган фигуранинг юзи газнинг  $A'$  ишига пропорционал.

Газ кенгайишининг ихтиёрий жараёнидаги иш. Газнинг  $V_1$ , ҳажмдан  $V_2$  ҳажмгача ихтиёрий кенгайиш жараёнини



навбатлашиб келувчи изобарик ва изохорик жараёнларнинг йигиндиси тарзida тасаввур қилиш мумкин.

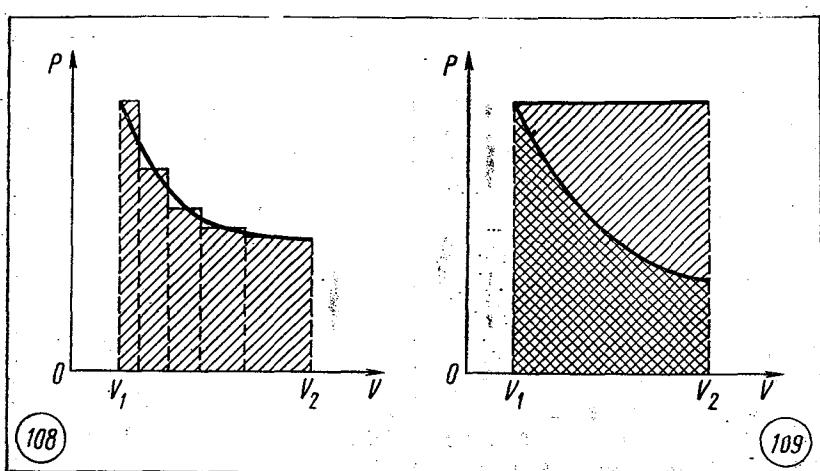
Изохорик жараёнларда иш нолга teng, чунки цилиндрдаги поршень кўчмай туради. Изобарик жараёнлардаги иш  $p, V$  диаграммада изобаранинг тегишили қисми остидаги фигуранинг юзига пропорционал (108-расм). Демак, газ кенгайишнинг ихтиёрий жараё-

нида бажарилган иш  $p, V$  диаграммадаги жараён графигининг тегишили қисми остидаги фигуранинг юзига пропорционал.

**Газнинг изотермик кенгайишидаги иши.** Изотерма ва изобара қисми остидаги фигураларнинг юзларини таққослаб (109-расм), газ босими нинг бир хил бошлангич қийматида унинг  $V_1$  ҳажмдан  $V_2$  ҳажмгача кенгайишида изобарик кенгайиш ҳолида катта иш бажарилади деб хулоса чиқариш мумкин.

**Газни сиқишида бажарилалиган иш.** Газ кенгаяётганда газ босими кучининг вектори йўналиши кўчиш вектори йўналиши билан бир хил бўлади, шунинг учун газ бажарган  $A'$  иш мусбат ( $A' > 0$ ), ташқи кучлар бажарган  $A$  иш эса манфий бўлади:  $A = -A' < 0$ .

Газни сиқишида ташқи куч векторининг йўналиши кўчиш йўналиши билан мос тушади, шунинг учун ташқи кучлар бажарган  $A$  иш мусбат ( $A > 0$ )



газ бажарган  $A'$  иш эса манфий ( $A' < 0$ ) бўлади.

**Адиабатик жараён.** Термодинамикада изобарик, изохорик ва изотермик жараёнлардан ташқари кўпинча адиабатик жараёнлар ҳам қараб чиқилади.

Термодинамик системада атрофдаги жисмлар билан иссиқлик алмашинуви бўлмаганди, яъни  $Q = 0$  шартда рўй берадиган жараён *адиабатик жараён* дейилади.

Атроф-муҳит билан иссиқлик алмашинуви бўлмаслигига газни яхши иссиқлик изоляция қилиш билан эришиш мумкин. Агар газнинг ҳажм ўзгариши юз берадиган вақт газнинг атрофдаги жисмлар билан иссиқлик мувозанати ўрнатиши учун зарур бўлган вақтдан анча кам бўлса, у ҳолда газ кенгайишининг ва сиқилишининг тез жараёнлари иссиқлик изоляцияси бўлмаганда ҳам адиабатик жараёнга яқин бўлиши мумкин.

Ҳаво чақмоқтоши цилинтридаги, ички ёнув двигатели цилинтридаги ҳавони сиқиш жараёнлари адиабатик жараёнларга мисол бўлиши мумкин. Термодинамиканинг биринчи қонунига мувофиқ адиабатик сиқишида газнинг ички энергиясининг  $\Delta U$  ўзгариши ташқи кучларнинг  $A$  ишига тенг:

$$\Delta U = A. \quad (33.2)$$

Сиқишида ташқи кучларнинг иши мусбат бўлгани учун газнинг ички энергияси адиабатик сиқишида, ортади, унинг температураси кўтарилади.

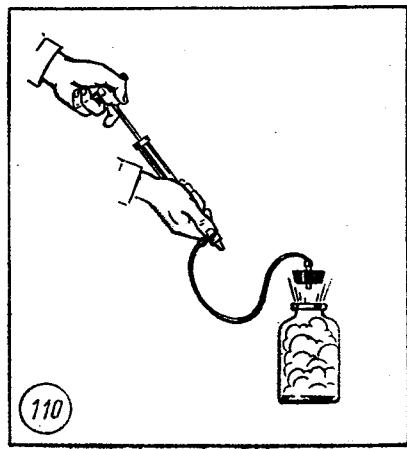
Газ адиабатик кенгайганди ўзининг ички энергияси ка-

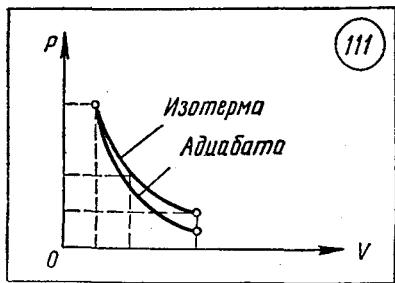
майиши ҳисобига  $A'$  иш ба- жаради:

$$\Delta U = -A', \quad (33.3)$$

шунинг учун адиабатик кенгайишида газнинг температураси пасаяди. Буни қўйидаги тажрибада кўриш мумкин. Агар ичидаги тўйинган сув буғи бўлган шиша идишга насос ёрдамида ҳаво дамланса, тикин отилиб кетади (110-расм). Тикинни итариб чиқарадиган  $A$  ишни ҳаво ўзининг ички энергиясининг камайиши ҳисобига бажаради, чунки ҳавонинг кенгайиши жуда қиска вақт ичидаги рўй беради ва атроф-муҳит билан иссиқлик алмашинишга улгурилмайди. Туман томчиларнинг пайдо бўлиши ҳавонинг адиабатик кенгайишида унинг температураси пасайганини ва шудринг нуқтасидан пастга тушганини исботлайди.

**Адиабатик жараённинг графиги.** Адиабатик сиқишида газнинг температураси кўтарилса, у ҳолда газнинг босими ҳажми камайиши билан изотермик жараёндагидан тез-





111

роқ ортади. Адиабатик кенгайишда газ температурасининг пасайиши газ босимининг изотермик кенгайишдагидан тезроқ камайишига олиб келади.

Адиабатик жараённинг  $P$ ,  $V$  координата ўқларидаги графиги 111-расмда тасвириланган. Шу расмнинг ўзида таққослаш учун изотермик жараённинг графиги келтирилган.

## 34. ИССИҚЛИК ДВИГАТЕЛЛАРИНИНГ ИШЛАШ ПРИНЦИПЛАРИ

**Энергия истеъмол қилиш.** Саноатда, қишлоқ хўжалигида, транспортда ва ҳётда турли машиналар фойдаланилайдиган асосий энергия манбайи ҳозирги пайтда химиявий ёнилгининг турли хиллари ҳисобланади. Йонсоният бир йилда истеъмол қиласидиган ҳамма энергиядан тахминан 90% кўмир, нефть ва газни ёкиш ҳисобига олинади.

Аҳоли жон бошига энергия ишлаб чиқариш ва истеъмол қилиш мамлакатнинг иқтисодий ҳамда техник ривожланиш даражасининг энг муҳим кўрсаткичларидан бирийdir. Ерда яшовчи бир киши суткасига тахминан 170 млн. Ж энергия истеъмол қиласи, соғиқ СССРда эса бир кишига бундан тахминан 4 марта кўпсугасига 700 млн. Ж энергия тўғри келади.

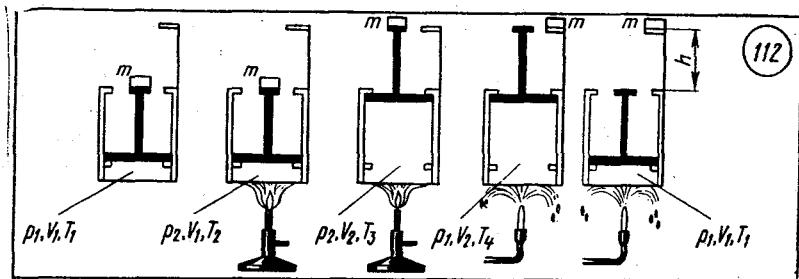
Жисмонан кучли одам бир иш куни давомида тахминан 1 миллион жоуль фойдали иш бажариши мумкин. Бинобарин, бизла одам ўзи бажариши мумкин бўлган фойдали ишдан 700 марта ортиқ энергия миқдори истеъмол қилиши мумкин.

Иссиқлик машиналари инсонни саноатда ва қишлоқ хўжалик ишлаб чиқаришида оғир жисмоний меҳнатдан озод қилди. Улар одам машиналарсиз бажариши мумкин бўлган ишдан юз ва минг марта кўп ишни бажаради, бу билан одамнинг моддий манбаатдорлиги ортишига имкон берилмоқда.

Замонавий техникакада қўлланиладиган иссиқлик машиналаридан кўпчилигининг асосий вазифаси ёқилгининг ички энергиясини механик энергияга айлантиришдан иборат. Кейин механик энергия электр энергияга ва энергиянинг истаган бошқа турларига айланниши мумкин.

**Иссиқлик машинасининг асосий қисмлари.** Ёқилгини ёнишидан ҳосил қилинган  $Q$  иссиқлик миқдори ҳисобига  $A'$  механик иш бажариш учун мўлжалланган иссиқлик машинаси қандай асосий қисмларга эга бўлиши кераклигини аниқлаймиз.

Одатда иссиқлик машиналарида иш кенгаяётган газ ҳисобига бажарилади. Кенгайишида иш бажараётган газ ишчи



112

жисм дейилади. Ҳаво ёки сув буғлари күпинча ишчи жисм вазифасини бажаради.

Газ иситилганда унинг температураси ва босимининг ортиши натижасида у кенгаяди. Ишчи жисм  $Q$  иссиқлик миқдори оладиган қурилма исстикдик дейилади.

Иссиқлик машинасининг соддалаштирилган моделини қараб чиқамиз (112-расм), у ҳаво билан тўлдирилган цилиндр ва поршендан иборат.

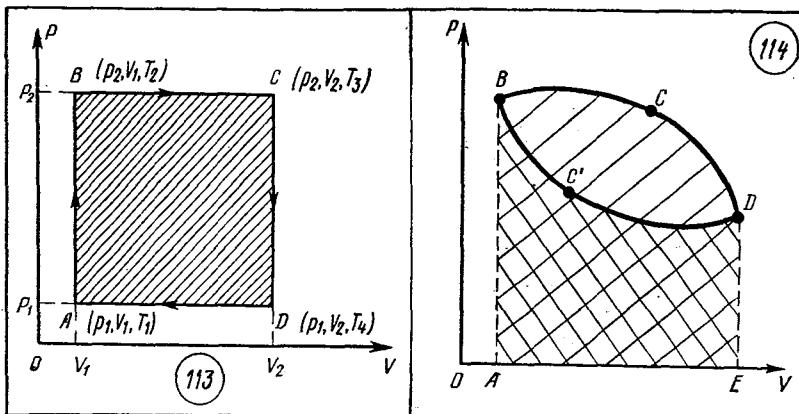
Поршень устига  $m$  массали жисмни жойлаштирамиз, бунда олдиндан цилиндрда юк таъсирида газнинг сиқилишига қарши чоралар кўрамиз (масалан, цилиндрнинг кейинги тушишига тўсқинлик қилувчи масус таянчлар ўрнатамиз).

Цилиндр остига иситгич қўямиз. Цилиндрдаги газ исиб боргани сари унинг босими оріали, бироқ  $T_1$  температуранинг бирор қийматида поршеннинг юк билан бирга оғирлиги  $mg$  ва  $p_1S'$  га teng атмосфера босим кучи газнинг поршенга босим кучи  $p_2S$  га тенглашадиган босим  $p_2$  қийматига эришмагунча ҳажм ўзгармас бўлиб қолади.  $p$ ,  $V$  диаграммада бу жараёнга  $AB$  изохора мос келади (113-расм).

Газ бундан кейин ҳам иситила борилса, поршень ҳаратагта келади. Юкли поршеннинг газга босими ўзгармас бўлиб қолади, шунинг учун кенгайиш изобарик қонун бўйича боради. Юк  $h$  баландликка кўтарилиганда цилиндрдаги газнинг ҳажми  $V_1$  дан  $V_2$  гача ортади, газ кенгайишининг изобарик жараёни охирида температура  $T_3$  қийматга эришади. Бу жараёнга  $p$ ,  $V$  диаграммада  $BC$  изобара мос келади.

Поршень цилиндрнинг юқори қисмидаги чеклагичга текканда юкни оламиз ва иситишни тўхтатамиз

Мақсадга эришилди, юк юқорига кўтарилди. Бироқ бунга ўхшаш бир марта ишлайдиган машина амалда катта қизиқиш уйғотмайди. Бошқа юкни кўтариш учун поршеннинг тушириш керак, яъни газни сиқиш керак. Агар газни  $T_3$  температурада  $V_1$  ҳажмгача сиқилса, газни сиқишда бажариладиган иш газнинг изобарик кенгайишида бажарган ишидан катта бўлади. Демак, бу йўл билан иссиқликни машинанинг иситкичидан ишчи жисмига узатиш ҳисобига механик иш бажаришнинг дав-



рий жараёнини амалга ошишга имкон бўлмайди.

Цилиндрда газни сиқишида бажарилган ишни камайтириш учун уни сиқишидан олдин совитиш керак. Бу ҳолда сиқиши  $p_2$  дан кичик  $p_1$ , босимда рўй беради ва сиқишида бажариладиган иш газнинг кенгайишда бажарган ишидан кичик бўлади. Демак, иссиқлик машинасининг даврий равишда ишлаши учун машинанинг *совиткич* деб аталувчи яна бир қисми керак бўлади.

**Иссиқлик машинасининг иш цикли.** Газни совитиш учун цилиндр тубига совуқ сув оқимини йўналтирамиз. Ўзгармас ҳажмда газ температурасининг пасайиши то цилиндрдаги газнинг босими  $T_4$  температурада  $p$ , қийматга етгунча давом этади. Бу жараёнга диаграммада  $CD$  изохора мос келади.

Газни  $p_1$  босим,  $T_1$  температура ва  $V$ , ҳажм билан характерланувчи дастлабки ҳолатига қайтариш учун уни  $T_1$  температурагача совитишда давом эттириш керак. Бу жа-

раёнга  $DA$  изобара мос келади.

Бажарилиши натижасида газ дастлабки ҳолатига келадиган жараёнлар доиравий ёки **циклик жараёнлар** дейилади. Қараб чиқилган иссиқлик машинасининг иш цикли иккита изохора ва иккита изобарадан иборат бўлиб, улар  $p$ ,  $V$  диаграммада  $ABCD$  тўғри тўртбурчакни ҳосил қиласди.

**Иссиқлик машинасининг цикл давомидаги иши.** Иш циклини бажариш натижасида машина бажарган фойдали иш  $p$ ,  $V$  диаграммадаги цикл юзига пропорционал.

Агар иссиқлик машинасининг ишлашида ишчи жисмнинг ҳолати берк цикл бўйича ўзгарса, у ҳолда битта цикл давомидаги фойдали ишни газнинг кенгайишидаги ва сиқишида ишларнинг йифиндиси сифатида топиш мумкин. Газнинг бир цикл мобайнидаги ҳолатининг ўзариши  $p$ ,  $V$  координата ўқларидағи диаграмма билан (114-расм) ифодаланган бўлсин. Газнинг кенгайишидаги иши мусбат ва

*ABCDE* фигуранинг юзига пропорционал. Газнинг сиқи-лишдаги иши манфий ва *ABC'DE* фигуранинг юзига пропорционал. Щунинг учун газнинг кенгайиш ва сиқилишдаги ишларнинг йифиндисига тенг түлиқ иши  $p$ ,  $V$  координата ўқларидаги диаграммада циклнинг *BCDC'B* фигуранинг юзига пропорционал бўлади.

**Иссиқлик машинасининг иш цикли ва унинг ФИК.** Газ иш циклини бажаргандан сўнг дастлабки ҳолатига қайтади, унинг ички энергияси дастлабки қийматини қабул қилади. Демак, ишчи жисмнинг бир цикл давомидаги ички энергиясининг ўзгариши нолга тенг:

$$\Delta U = 0.$$

Термодинамиканинг биринчи қонунига мувофиқ

$$\Delta U = Q - A' = 0 \\ \text{ёки } A' = Q.$$

Ишчи жисмнинг бир цикл давомида бажарган  $A'$  иши бир цикл давомида ҳосил қилинган  $Q$  иссиқлик миқдорига тенг. Ишчи жисмнинг бир цикла олган  $Q$  иссиқлик миқдори иситишдан олинган  $Q_1$  иссиқлик миқдори билан советкичга берилган.  $Q_2$  иссиқлик миқдори орасидаги айрмага тенг:

$$Q = Q_1 - Q_2.$$

Демак,

$$A' = Q_1 - Q_2.$$

Иссиқлик машинаси учун фойдаланилган фойдали энергиянинг сарфланган энергияга нисбатига тенг  $\eta$  фойдали иш коэффициенти қўйидагига тенг

бўлади:

$$\eta = \frac{A'}{Q_1} \text{ ёки } \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (34.1)$$

1824 йилда француз инженери Сади Карно (1796—1832) амалиёт учун жуда муҳим бўлган иссиқлик машинаси ФИКнинг иситкичининг  $T_1$  температурасига ва советкичнинг  $T_2$  температурасига боғлиқлигини аниқлади: ишчи жисмнинг тузилиши ва унинг танланишига боғлиқ бўлмаган ҳолда иссиқлик машинаси ФИКнинг максимал қиймати

$$\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (34.2)$$

ифода билан аниқланади.

Ҳар қандай реал иссиқлик машинаси бу максимал қийматдан ортиб кетмайдиган ФИК га эга бўлиши мумкин:

$$\eta \leqslant \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (34.3)$$

Иссиқлик машинаси ФИК нинг максимал қиймати учун ифоданинг кўрсатишича, иссиқлик машиналарининг фойдалали иш коэффициентини ошириш учун иккى йўл бор—иситкичининг  $T_1$  температурасини кўтариш ва советкичнинг  $T_2$  температурасини пасайтириш. Агар температураси абсолют нолга тенг советкичдан фойдаланиш имкони бўлганда эди, иссиқлик машинасининг ФИК бирга тенг бўлар эди.

Бироқ бу йўл ҳатто назарий жиҳатдан ҳам амалга ошириб бўлмайдиган йўлдир, чунки абсолют нолга термодинамика тасаввурларига кўра эришиб бўлмайди.

Реал иссиқлик машиналари

учун энг қулай советкич атмосфера ҳавоси ёки таҳминан 300 К температурали сув бўлади.

Бинобарин, иссиқлик машиналарининг ФИК ини оширишнинг асосий йўли—иситкичининг температурасини ортишидир.

**Иссиқлик жараёнларининг қайтмаслиги.** Жисмлар бирбирига текканде иссиқлик узатиш жараёни иссиқ жисмдан совуғига қараб иккала жисм бир хил температурага эга бўлгунча ўз-ўзидан рўй беради. Пиёлага қўйилган қайноқ чой атрофдаги ҳавони иситиб, астга-секин совишини ҳамма кўрган. Лекин пиёладаги иссиқ чой унинг атрофидаги ҳавони совитиш ҳисобига бирдан қайнашини ҳеч ким кўрмаган.

Иссиқлик узатиш жараёнлари ўз-ўзидан фақат бир йўналишда амалга ошади, шунинг учун улар қайтмас жараёнлар дейилади.

Ҳар доим иссиқ жисмдан совуқ жисмга иссиқлик узатилиди, чунки иккита бир-бирига тегиб турган жисмлардаги тез ва секин молекулаларнинг текис тақсимланиши бир жисмда фақат „тез“ молекулалар, иккинчисида фақат „секин“ молекулалар бўладиган тақсимотдан эҳтимоллироқдир.

Жуда катта сондаги зарралардан иборат системалар ўз ҳолига ташлаб қўйилганда кам эҳтимолли ҳолатдан кўп эҳтимолли ҳолатга ўз-ўзидан ўтади

**„Иккинчи авлод абадий двигатели“.** Одатдаги иссиқлик двигателининг ишлаши учун иситкич ва совиткич бўлиши зарур. Иситкичдан фой-

даланиб, механик иш бажара оладиган иссиқлик машинаси ни яратиш масаласи жуда қизиқарлидир.

Дунё океанини фақат 1 К га совиттанде энергия истемол қилишнинг замонавий дарражасида инсониятнинг ҳамма талабларини қондириш учун 14000 йилга етарли энергияни олиш мумкин.

„Иккинчи авлод абадий двигатели“ деб аталувчи бундай машинанинг яратилиши термодинамиканинг биринчи қонунига зид келмайди. Бирорқ ҳозирги кунда маълум бўлган ҳамма тажриба натижалари „иккинчи авлод абадий двигателининг“ яратилиши „биринчи авлод абадий двигателларини“ тайёрлаш каби ҳал қилиб бўлмайдиган масала экани ҳақида далолат беради. Тажрибадан олинган бу далил термодинамикада иккинчи асосий постулат — термодинамиканинг иккинчи қонуни сифатида қабул килинган.

Иссиқлик узатиш ўз-ўзидан фаат бир йўналишда — иссиқ жисмдан совуқ жисмга қараб бўлади. Демак, Дунё океани сувининг молекулаларининг иссиқлик ҳаракати энергиясини механик энергияга айланиши учун температурасидан паст ишчи жисмга эга бўлиши зарур.

**Термодинамиканинг иккинчи қонуни.** Термодинамиканинг иккинчи қонуни ўзининг физик мазмунига кўра бир қанча эквивалент ифодасига эга. Куйида улардан иккигасини келтирамиз.

Табиатдаги ҳеч бошқа ўзга-

**ришларсиз бир жисмдан яна-да иссиқроқ жисмга иссиқлик уза иладиган термодинамик жарабённи амалга ошириб бўлмайди.**

Бир жисмни совитиш ҳи-собига иссиқликни узлуксиз равишда ишга айлантирадиган, лекин бунда атрофдаги жисмларда бу вақтда ҳеч қандай ўзгаришлар бўлмайдиган дав-рий ишловчи машинани ясаш мумкин эмас.

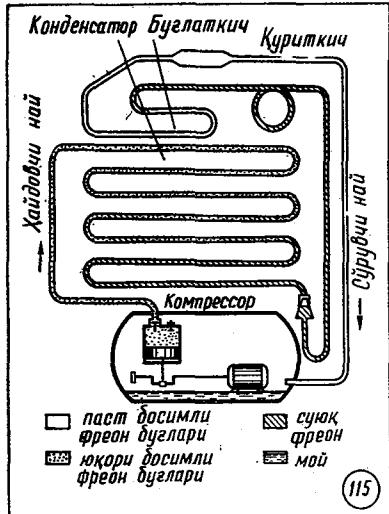
Термодинамика иккинчи қонуникинг физик маъноси шун-дан иборатки, бунда модда молекулаларининг иссиқлик ҳаракати энергияси бошқа ҳамма турдаги энергиялардан—механик, электр, химиявий, ядрорий ва ҳоказо энергиялардан бир жиҳатдан сифат томонидан фарқ қиласди. Бу фарқ шундан иборатки, молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергиясидан бошқа ҳамма турдаги энергия исталган бошқа турдаги энергияга, шу жумладан иссиқлик энергиясига ҳам айланиши мумкин. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси эса истаган бошқа турдаги энергияга қисмангина айланиши мумкин. Бунинг натижасида бирор турдаги энергиянинг молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши содир бўладиган истаган физик жа-раён қайтмас жараён бўлади, яъни у тескари йўналишда тўла амалга ошмайди.

**Совиткич.** Совиткичнинг иши термодинамиканинг иккинчи қонунини инкор этмайдими? Унинг ишлаши шундан иборатки, музхонада жойлашган анча совуқ жисмдан маълум миқдордаги иссиқлик оли-

нади ва анча исиган жисмга узатилади. Бу анча исиган жисм хонадаги ҳаво бўлиб, у совиткичнинг ишлаши натижасида совиткич шкафининг орқа деворига маҳкамланган конденсатордан яна ҳам юқорироқ температурагача исиди.

Совиткичнинг иши термо-динамиканинг иккинчи қонунига зид келмайди, балки унга тўла мос келади. Совиткич ва хонада и ҳаво берк системани ташкил этмайди. Совиткичини электр манбаига улаш зарур. Электр энергия электр двигатель ёрдамида механик энергияга айланади, кейин механик энергия совиткич компрессорининг ишлаши натижасида пировард натижада совиткич деталлари ва унинг атрофида-ги жисмлар молекулаларининг иссиқлик энергиясига айланади. Демак, иссиқликнинг совуқ жисмдан иссиқ жисмга ўтиши совиткич ишининг ягона натижаси эмас, чунки электр токи энергиясини иссиқлик ҳаракати энергиясига айлантиради.

Хонаки компрессион совиткичларнинг (холодильникларнинг) ишчи жисми (115-расм) вазифасини фреон гази бажаради. Конденсатор ва буғлат-кич системаси фреон билан тўлдирилган бўлади. Электро-двигатель ишга туширадиган компрессор буғлаткичдаги газ-симон фреонни сўриб олади ва уни конденсаторга пуркайди. Ёндирилганда фреон қизийди. Газ одатда совиткич шкафининг орқа деворида жойлашган конденсаторда хона температурасигача совити-лади. Конденсаторда компрес-сор ёрдамида вужудга келти-



рилаётган юқори босимда хона температурасынан азайтып, суюқ фреон орқали буғлаткичка келади. Фреон газларини буғлаткичдан компрессор ёрдамида сұриб олиб туриб, унда паст босим дақылданади. Буғлаткичдегі паст босимда суюқ фреон қайнайды және 0°C дан паст температурада ҳам буғланади. Фреоннинг буғланишига кетадиган иссиқлик буғлаткич деворларидан тортиб олинади, натижада деворлар соыйиди. Сурниб олинған фреон газлари компрессор кожухига келиб тушади, ундан яна конденсаторга ва қозасо берк цикл бүйича юради.

Буғлаткич (музлаткич камера) ҳосил қилиш мүмкін бўлган энг паст температура фреон буғлари босимининг қиймаги билан аниқланади, чунки фреоннинг қайнаш температурасы, истаган бошқа сү-

юқликнинг қайнаш температураси каби, босим пасайиши билан пасаяди. Конденсатордан буғлаткичга капилляр найчалар орқали суюқ фреон ўзгармас тезлик билан келиб турганда буғлаткичдеги фреон газларининг босими компрессор қанча узоқ ишласа, шунча паст бўлади. Агар буғлаткичда температурани эришиш мүмкін бўлган чегара қийматига пасайтиришга зарурат бўлмаса, компрессорнинг иши уни ҳаракатга келтирувчи электр двигателни ўчириб туриш билан даврий тўхтатиб турилади. Компрессор советкич шкафдаги температурани маълум қийматда бўлишини кузатувчи автомат ёрдамида ўчирилади.

**Совиткич машинанинг иш цикли.** Баъзи иссиқлик машиналарини бошқа двигатель, масалан, электромотор ёрдамида тескари йўналишда циклни бажаришга мажбур қилиш мүмкін. Тескари жараёнларда (циклларда) аввалгидек нисбатан паст температурадаги жисм энди у иссиқлик берса ҳам совиткич дейилади, нисбатан юқори температурага эга бўлган жисм энди у иссиқлик олса ҳам, иситкич дейилади. Бунда ишчи жисм бир цикл давомида совиткичдан  $Q_2$  иссиқлик миқдори олиб, иситкичга  $Q_1$ , иссиқлик миқдори беради, бу эса электромотор бажарадиган  $A$  иш миқдорида каттадир:

$$Q_1 = Q_2 + A.$$

Бу ҳолда иссиқлик машинаси манфий иш бажаряпти деб айтиш мүмкін:

$$Q_2 - Q_1 = -A.$$

Тескари циклнинг ўтказилиши натижасида иситкич билан совиткич орасидаги температуралар фарқи ортади. Бу шароитда иссиқлик машинаси „иссиқлик насоси“ сифатида

ишлайди. Электромотор бажарадиган иш ҳисобига машина совуқ жисмдан иссиқ жисмга  $Q_2$  иссиқлик миқдорини олиб ўтказади.

## 35. ИССИҚЛИК МАШИНАЛАРИ

**Буғ машиналари.** Амалда ишлайдиган биринчи универсал буғ машиналарини рус ихтирочиси Иван Иванович Ползунов ва инглиз Жемс Уатт яратган эди.

Ползунов машинасида буғ қозондан трубалар бўйлаб атмосфера босимидан ортиқроқ босим билан навбат билан поршени иккита цилиндрга тушар эди. Яхшироқ зичлаштириш учун поршенларга сув қуйиларди. Занжирли тортқилар ёрдамида поршенларнинг ҳаракати учта мис печнинг мешларига узатилар эди.

Ползунов машинасини қуриш 1766 йилнинг август ойида тугалланди. Унинг баландлиги 11 м, қозонининг сифими  $7 \text{ м}^3$ , цилиндрларининг баландлиги 2,8 м, қуввати 29 кВт эди.

Ползунов машинаси узлуксиз кучланиш вужудга келтирилар эди ва заводдаги истаган механизмнинг ҳаракатга келтириш учун қўлланилиши мумкин бўлган биринчи универсал машина эди.

**Ж. Уаттнинг буғ машинасида** иккита цилиндр битта ёпиқ цилиндр билан алмаштирилди. Буғ поршеннинг иккала томонига навбат билан келар ва уни гоҳ бир томонга, гоҳ иккинчи томонга итарар эди. Икки ёқлама ишлайдиган бундай машинада ишлаб бўлинган буғ цилиндрда эмас, балки

ундан алоҳида идиша конденсаторда конденсацияланар эди. Маховикнинг доим айланниб туришини марказдан қочма регулятор таъминлаб турар эди. Буғ машинасини ишлаб чиқиши Ж. Уатт 1784 йилда тутатди.

Дастлабки буғ машиналарининг асосий камчилиги ФИК нинг жуда пастлиги эди. Паровозларнинг ФИК 9% дан ортмас эди.

**ТЭЦ даири буғ турбинаси.** Буғ турбинаси кашф этилиши натижасида ФИКни анча ортиришга эришилди.

Амалда кўлланилган биринчи буғ турбинасини швед инженери Густав Лаваль 1889 йилда тайёрлаган эди. Тошкўмир ёки мазутни ёқишида ҳосил бўладиган энергия ҳисобига буғ турбинасининг ишлаши учун қозондаги сув иситилади ва буғга айлантирилади. Буғ  $500^\circ\text{C}$  температурадан ортиқ қиздирилади ва юқори босим остида қозондан сопло орқали чиқарилади. Буғ чиқаётганда қизитилган буғнинг ички энергияси буғ оқимининг кинетик энергиясига айланади. Буғ оқимининг тезлиги  $1000\text{м}/\text{с}$  га етиши мумкин. Буғ оқими турбина куракларига йўналтирилади ва турбинани ҳаракатга келтиради. Турбина билан битта валда электр генератори ротори жойлашган. Шу

тариқа ёқилғи энергияси пировард натижада электр энергияга айлантирилади.

Замонавий буғ турбиналарининг буғ оқими кинетик энергиясини механик энергияга айлантириш ФИК и жуда катта, у 90% дан ортади. Шунинг учун ишлаб чиқарилаётган электр энергиянинг 80% дан ортигини берадиган жаҳондаги деярли ҳамма иссиқлик ва электр станцияларининг электр двигателлари буғ турбиналари билан ҳаракатга келтирилади.

Замонавий буғ турбинали қурилмаларда қўлланиладиган буғнинг температураси 580°C дан ошмайди (иситкичнинг температураси  $T_1 = 853$  К) буғнинг турбинадаги чиқишидаги температураси эса одатда 30°C дан паст бўлмайди (совиткичнинг температураси  $T_2 = 303$  К) шунинг учун буғ турбинали қурилманинг ФИКнинг максимал қиймати иссиқлик машинасиники каби

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{853 \text{ K} - 303 \text{ K}}{853 \text{ K}} = 0,65,$$

буғ турбинали конденсацион электростанцияларининг ФИК нинг реал қиймати тахминан 40% нигина ташкил этади.

Замонавий қозон — турбина — генератор энергоблокларининг қуввати  $1,2 \cdot 10^6$  кВт га етади.

ФИКни орттириш учун кўпингина электр станцияларидан буғ турбинасидан олиб қолинадиган иссиқликдан сувни иситишда фойдаланилади. Иссиқ сув маший ва саноатни иссиқлик билан таъминлаш системасига берилади.

Бундай иссиқлик электр станцияларидаги (ТЭЦ) ёқилғидан фойдаланишнинг фойдали коэффициенти 60 — 70% гача ортади.

**Иссиқлик машиналари ва транспорт.** Турли хилдаги иссиқлик машиналари замонавий транспортнинг асосини ташкил этади. Иссиқлик машиналари автомобиль ва тепловозларни, дарё ҳамда денгиз кемаларини, самолётларни ва космик кемаларни ҳаракатга келтиради. Турли транспорт восита-ларида фойдаланиладиган энг кенг тарқалган иссиқлик машиналаридан бири ички ёнув двигателидир.

**Ички ёнув двигателлари.** Иссиқлик двигателларининг ФИКини ошириш усуллари орасида биттаси энг самарали бўлиб чиқди. Унинг моҳияти иссиқлик йўқотишларининг бир қисмини ёқилғини ёқиш ва ишчи жисмини иситиш жойини цилиндрнинг ичига ўтказиш йўли билан камайтиришдан иборат эди.

„Ички ёнув двигатели“ деб аталишининг боиси ҳам шундадир.

Биринчи ички ёнув двигатини 1860 йилда француз инженери Этьен Ленуар яратган эди, лекин бу машина ҳали жуда ҳам такомиллашмаган эди.

1862 йилда француз ихтирочиси Бо де Роша ички ёнув двигателидаги тўрт тактли циклдан фойдаланишни таклиф эгди: 1) сўриш; 2) сиқиш; 3) ёниш ва кенгайиш; 4) чиқариш. Бу ғоядан немис ихтирочиси Н. Отто фойдаланди ва 1878 йилда биринчи тўрт тактли газли ички ёнув дви-

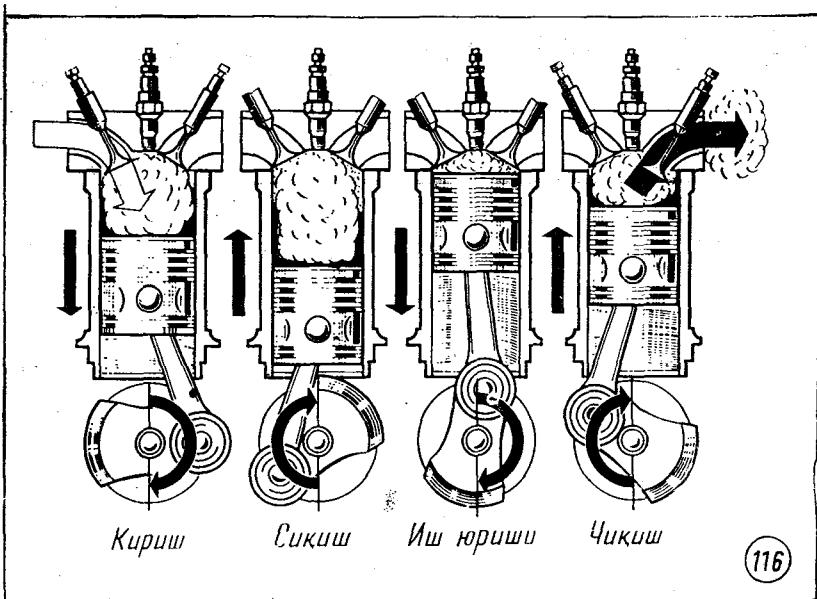
гателини ясади. Бу двигателнинг ФИК и 22% га етар эди, бу ўзидан олдин яратилган ҳамма типдаги двигателлардан фойдаланишида олинган қийматдан юқори эди.

XIX асрнинг охирида нефть саноатининг ривожланиши ёқилғининг янги турларини — керосин ва бензинни берди. Бензинли двигателда ёнилгининг янада түлиқроқ ёниши учун цилиндрга киритишдан олдин у карбюратор деб аталаған махсус аралаштиргичларда ҳаво билан аралаштирилади. Ҳаво-бензин аралашмаси ёнилғи аралашма дейилади.

Аралашма тұла ёниши учун унинг таркибида бир килограмм бензинга ўн беш килограмм ҳаво түғри келиши керак. Демак, ички ёнув двигателларда бензин буғлари эмас, балки асосан ҳаво ишчи

жисми бўлади. Бу ерда буғ машиналаридан фарқли равишда ёнилғи суюқликни буғга айлантириш учун эмас, балки газни иситиш учун ёқилади. Албатта ҳавони иситиш билан бирга унинг таркиби бир оз ўзгаради: кислород молекулалари ўрнига ис гази ва сувбуғининг бир қанча кўпроқ миқдордаги молекулалари пайдо бўлади. Ҳавонинг фақат  $\frac{3}{4}$  қисмини ташкил этувчи азотгина иситилади.

Поршеннинг юқори вазиятдан пастки қуйи вазиятгача ҳаракатланишида кириғиш клапани орқали цилиндрга ёнилғи аралашмаси сўрилади (116-расм). Бу жараён ўзгармас босим остида содир бўлади. Поршень орқага қайтганида ёнилғи аралашмасини сиқишиб бошланади. Сиқишиб жуда тез содир бўлади ва шунинг учун у адиабатик жа-

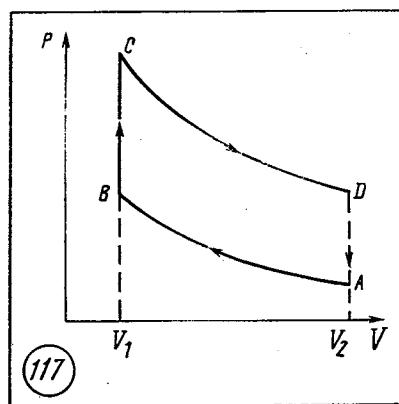


раёнга яқин бўлади.  $p$ ,  $V$  диаграммада унга  $AB$  қисм мос келади (117- расм).

Сиқиши тақтининг охирида ёнилғи аралашмаси электр учқуни билан алангаланади. Бензин бүғларининг тез ёниши ишчи жисм — ҳавога — иссиқлик миқдори ўзатиш билан, температуранинг кескин кўтарилиши, ҳаво босими ва ёниш маҳсулотларининг кескин ортиши билан бирга бўлади. Аралашманинг қисқасида поршень цилиндрдаги ўз вазиятини деярли ўзгартирмайди, шунинг учун цилиндрда газнинг иситилиш жараёнини изохорик деб ҳисоблаш мумкин ва уни  $pV$  диаграммада  $BC$  қисм билан тасвирлаш мумкин.

Қизиган газларнинг босими таъсирида поршень иш йўлини ўтайди, газлар  $V_1$ , ҳажмдан  $V_2$  ҳажмгача адиабатик кенгаядид;  $pV$  диаграммада бу жараёнга  $CD$  адиабата мос келади.

Иш такти охирида чиқариш клапани очилади ва ишчи жисм атрофдаги атмосферага



қўшилади. Ишланган газларни чиқариш вақтида  $Q_2$  иссиқлик миқдори совиткич вазифасини бажарувчи атрофдаги ҳавога узатилади.

Поршенинг ички ёнув двигателлари учун ёнилғининг тўлиқ ёнишини белгиловчи ва ФИКнинг қийматига катта таъсир кўрсатувчи муҳим маълум характеристика ёнувчи аралашманинг сиқиши даражаси ҳисобланади:

$$\epsilon = \frac{V_2}{V_1},$$

бу ерда  $V_2$  ва  $V_1$ —сиқиши бошидаги ва охиридаги ҳажмлар. Сиқиши даражаси ортиши билан сиқиши тақти охирида ёнувчи аралашманинг бошланғич температураси ортади, бу эса унинг янада тўлароқ ёнишига имкон беради. Карбюраторли двигателларда сиқиши даражасининг 8—9 дан юқоригоқ кўтарилиши поршень юқори ўлик нуқтага етгунга қадар содир бўладиган ёнилғи аралашманинг алангаланишига қаршилик қиласи (детонация). Бу ҳодиса двигателга салбий таъсир кўрсатади ва унинг қувватини ҳамда ФИКни камайтиради. Двигателнинг айланишлари сонини 5—6 минг айл/мин гача орттириб ва маҳсус детонацияга қарши қўшимча қўшилган бензиннинг қўлланилиши натижасида детонациясиз юқори даражали сиқишига эришилди.

Карбюраторли ички ёнув двигателлари автомобиль транспортида кенг қўлланилади. Улар деярли ҳамма енгил ва кўпчилик юк машиналарини характеристика келтиради.

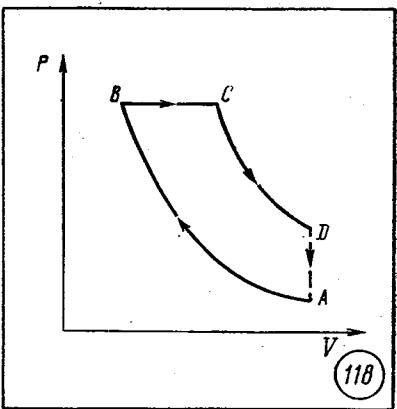
**Дизель двигатели. Ички**

нуб двигателининг ФИК ини янада ортириш учун 1892 йилда немис инженери Рудольф Дизель ишчи жисмини яна ҳам кагтароқ даражада сиқишдан фойдаланиши таклиф этди.

Дизель двигателидаги детонациясиз юқори даражадаги сиқишга қуйидагича эришилади: поршень остида ёнувчи аралашма эмас, балки ҳавонинг ўзи сиқилади. Сиқиш жараёнинг охирида цилиндрга ёнилғи пуркалади. Уни ёндириси учун ҳеч кандай махсус мосламанинг ҳожати бўлмайди, чунки ҳавони юқори даражада адабатик сиққанда унинг температураси  $600 - 700^{\circ}\text{C}$  гача кўтарилади. Ёнилғи насоси ёрдамила форсунка орқали пуркалётган ёнилғи қизиган ҳавога тегиши билан аллангаланиб кетади:

Ёнилғини узатиш махсус ғрегулятор ёрдамида бошқарилади, натижала ёниш жараёни карбюраторли двигателларидагидек жуда қисқа вақт давом этмасдан, изобарик равишда содир бўлади, кейин эса адабатик содир бўлади. Поршеннинг тескари ҳаракатида чиқариш такти бажарилади. Дизель двигателидаги цикл диаграммаси 118-расмда келтирилган.

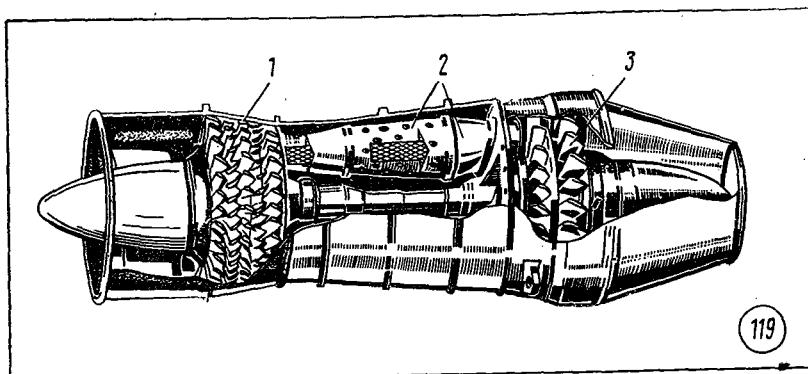
Замонавий дизелларнинг сиқиш даражаси  $\epsilon = 16 - 21$  ва ФИК 40% атрофида бўлади. Дизель двигателларнинг янада юқорироқ фойдали иш коэффициентини олиш шунга боғлиқки, янада юқори даражада сиқиш натижасида аралашманинг бошлангич ёниш температураси ( $480 - 630^{\circ}\text{C}$ )



уларда карбюраторли двигателларни билан ( $330 - 480^{\circ}\text{C}$ ) юқоридир. Шу ҳол дизель ёнилғисининг анча тўла ёнишини таъминлайди. Дизель двигателлар кучли юк автомобилларида, тракторларда, дарё ва денгиз транспорти кемаларида, тепловозларда фойдаланилади.

**Газ турбина.** Газ турбинали двигателлар замонавий транспортга борган сари кенг қўлланилмоқда. Газ турбинали қурилма ҳаво компрессори 1 ёниш камераси 2 ва газ турбина 3 дан ибораг ( $119 - 120$  расм). Компрессор турбина билан битта ўққа маҳкамланган ротордан ва қўзғалмас йўналгирувчи аппаратдан иборат.

Турбина ишлатгандага компрессор ротори айланади. Роторнинг кураклари шакли шундай қилинганки, улар айланганда компрессор олдидаги босим камаяди, орқасида эса кўтарилади. Ҳаво компрессорга сўрилади, компрессор куракларининг бир қанча босқичлари ҳаво босимининг 5—7 марта ортишини таъминлайди.



Сиқиши жараёни адиабатик ўтади, шунинг учун ҳавонинг температураси  $200^{\circ}\text{C}$  гача ва ундан ортиқ температурагача кўтарилади.

Сиқилган ҳаво ёниш камерасига киради, у билан бир вақтда ёниш камерасига форсунка орқали суюқ ёнилғи—керосин, мазут пуркалади.

Ёнилғи ёнаётганда ишчи жисм вазифасини бажараётган ҳаво маълум иссиқлик миқдори олади ва  $1500-2200^{\circ}\text{C}$  гача қизийди. Ҳаво ўзгармас босимла қизийди, шунинг учун ҳаво кенгаяди ва унинг ҳаракат тезлиги ортади.

Катта тезлик билан ҳаракатланашётган ҳаво ва ёнувчи маҳсулотлар турбинага юборилади. Улар босқичдан босқичга ўтиб, ўз кинетик энергияларини турбинанинг куракларига беради. Турбина олган энергиянинг бир қисми компрессорнинг айланышига сарфланади, қолган қисми эса самолёт винтини, дениз кемаси винтини ва автомобиль фидригини айлантиришга сарфланади.

Самолёт, теплоход винтини

ёки электрогенератор роторини айлантириш ўрнига газ турбинаси реактив двигатель сифагида фойдаланилиши мумкин. Ҳаво ва ёниш маҳсулотлари газ турбинадан катта тезлик билан отилиб чиқарилади. Бунда ҳосил бўлган реактив тортиш кучи самолёт, теплоход ёки темир йўл транспортининг ҳаракатланиши учун фойдаланилиши мумкин.

Бутун дунёга машхур ИЛ-62, ТУ-154 самолётлари турбореактив двигателлар билан жиҳозланган.

**Иссиқлик машиналари ва атроф-муҳитни муҳофаза қилиш.** Энергетика, автомобиль ва бошқа турлаги транспортнинг тўхтосиз ривожланиши, кумир, нефть ва газдан саноатда ҳамда турмуш эҳтиёжлари учун истеъмол қилишнинг ортиб бориши одамнинг ҳаётий эҳтиёжларини қондириш имкониятларини орттиради. Бироқ ҳозирги вақтда турили хил иссиқлик машиналарида ҳар йили ёндирилаётган химиявий ёнилғи миқдори шунчалик кўпки, атроф-муҳитни ёниш маҳсулотларининг зарар-

ли таъсиридан мухофаза қи-  
лиш борган сари мураккаб  
муаммо бўлиб бормоқда.

Иссиқлик машиналарининг  
атроф-муҳитга салбий таъсири  
турли факторларнинг таъсири-  
га боғлиқ.

Биринчидан, ёқилғи ёқиши-  
да атмосфера ҳавосидаги кис-  
лороддан фойдаланилади, шу-  
нинг учун ҳаводаги кислород  
миқдори борган сари камайиб  
бормоқда. Агар собиқ СССРда  
ҳозирча ўрмонлар ишлаб чиқа-  
раётган кислород миқдори са-  
ноат истъемол қилаётган миқ-  
доридан ортиқ бўлса, масалан,  
АҚШда ўрмонлар саноат фой-  
даланаётган кислороднинг фа-  
нат 60%ини тиклайди.

Иккинчидан, ёнилғи ёнгандан  
атмосферага ис гази тар-  
қалади. Охирги йигирма йил-  
да Ер атмосферасидаги ис газининг  
миқдори тахминан 5%  
га ортди.

Углерод оксиди молекула-  
лари инфрақизил нурланишни  
ютишга қодир. Шунинг учун  
атмосферада ис газининг миқ-  
дори ортиши унинг шаффофи-  
лигини ўзгартиради. Ер сирти  
чиқарадиган инфрақизил нур-  
ланиш борган сари кўп миқ-  
дорда атмосферада ютилмоқ-  
да. Атмосферада бундан кейин  
ис гази концентрациясининг  
кўпроқ ўзгариши унинг тем-  
пературасининг кўтарилишига  
олиб келиши мумкин.

Учинчидан, кўмир ва нефть  
ёқилгандага атмосфера одам  
учун зарарли бўлган азотли  
ва олtingугуртли бирикмалар  
 билан ифлосланади. Йирик  
шаҳарларда ва саноат марказ-

ларида айниқса бундай ифлос-  
ланиш анча каттадир.

Атмосферани ифлосланти-  
ришнинг ярмидан кўпини тран-  
спорт вужудга келтиради. Уг-  
лерод оксиди ва азот бирик-  
маларидан ташқари автомо-  
биль двигателлари атмосфера-  
га йилига 2—3 млн. т қўрғо-  
шин тарқатади. Двигателда  
ёнилғи детонациясининг, яъни  
двигатель қувватини камайти-  
ришга ва унинг тез ишдан  
чиқишига олиб келувчи ёнил-  
ғининг ҳаддан тез ёнишининг  
олдини олиш учун автомобиль  
бензинига қўрғошин бирикма-  
си қўшилади. Автомобиль дви-  
гателлари шаҳарларда атмо-  
сферани ифлослантиришда мух-  
им роль ўйнагани учун ав-  
томобиль двигателини тубдан  
такомиллаштириш муаммоси  
энг актуал илмий техник му-  
аммолардан биридир.

Атроф-муҳитнинг ифлосла-  
нишини камайтириш йўллари-  
дан бири — автомобилларда  
карбюраторли бензинли дви-  
гателлардан дизель двигателлардан  
дизель двигателлардан фойдаланишга  
ўтишdir, чунки бу  
двигателларда қўлланиладиган  
ёнилғига қўрғошин бирикмаси  
қўшилмайди.

Бензинли двигатель ўрнига  
аккумулятордан таъминланув-  
чи электродвигателдан ёки  
ёнилғи сифатида водород иш-  
латиладиган двигателдан фой-  
даланиладиган автомобилларни  
изланиш ва синаш келажак  
истиқболидир. Водород билан  
ишлайдиган двигателда водород  
ёнгандага сув ажралиб чи-  
қади.

*Молекуляр-кинетик назария асослари*

$$v = \frac{N}{N_A}, \quad M = \frac{m}{v}, \quad m_0 = \frac{m}{N} = \frac{m}{vN_A} = \frac{M}{N_A}.$$

*Идеал газ босими*

$$p = \frac{1}{3} n \bar{m}_0 v^2 = \frac{1}{3} p \bar{v}^2 \quad p = \frac{2}{3} n \bar{E}, g = nkT.$$

*Молекулаларнинг энергияси ва температура*

$$T = t + 273, \quad \bar{E} = \frac{3}{2} kT.$$

*Идеал газ ҳолати тенгламаси*

$$pV = vRT, \quad pV = \frac{m}{M} RT, \quad R = kNA.$$

*Бир атомли идеал газнинг ички энергияси*

$$U = \frac{3}{2} kTN = \frac{3}{2} kT vN_A = \frac{3}{2} vRT = \frac{3}{2} pV;$$

$$\Delta U = \frac{3}{2} vR \Delta T = \frac{3}{2} \Delta(pV).$$

*Термодинамиканинг биринчи қонуни*

$$\Delta U = A + Q, \quad \Delta U = Q - A', \quad Q = \Delta U + A'.$$

*Иссикликдвигателининг ФИКи*

$$\eta = \frac{A'}{Q_1}, \quad A' = Q_1 - Q_2, \quad \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad \eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

*Иссиклик алмашинуви*

$$Q = cm\Delta t, \quad Q = rm, \quad Q_{\text{ср}} = \lambda m$$

Белгилашлар	Бирликлар ва катталикларнинг қийматлари
$N$ —молекулалар сони	
$m$ —модданинг массаси	1 кг
$m_0$ —молекуланинг массаси	
$v$ —модда миқдори	1 моль $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$
$N_A$ —Авогадро доимийси	
$p$ —босим	1 Па
$n$ —молекулаларнинг концентрацияси	$1 \text{ m}^{-3}$
$\overline{v^2}$ —молекулалар тезлиги квадратининг ўртача қиймати	
$\bar{E}$ —молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўргача қиймати	
$t$ —Цельсий шкаласи бўйича температура	$1^\circ \text{C}$
$T$ —абсолют температура	1 K
$k$ —Больцман доимийси	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
$V$ —хажм	$1 \text{ m}^3$
$R$ —молляр газ доимийси (универсал газ доимийси)	$R = 8,31 \text{ J} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$U$ —ички энергия	Ж
$Q$ —иссиқлик миқдори	Ж
$A$ —ташқи кучлар система устида бажарган иши	Ж
$A'$ —системанинг ташқи жисмлар устида бажарган иши	
$\eta$ —фойдали иш коэффициенти	
$Q_1$ —иситкичдан олинган иссиқлик миқдори	
$Q_2$ —совиткичга берилган иссиқлик миқдори	
$c$ —солиширма иссиқлик сигими	$1 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
$r$ —солиширма буғланиш иссиқлиси	$1 \text{ J/kg}$
$\lambda$ —солиширма эриш иссиқлиги	$1 \text{ J/kg}$

## МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

56. Молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги  $1 \text{ km/s}$  ва молекуланинг массаси  $3 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  бўлганда бир куб миллиметрда 100 миллиард молекуласи бўлган концентрациядаги идеал газ идиш деворларига қандай босим берган бўлар эди?

Ечилиши

Идеал газнинг босимини ҳисоблаш учун молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидан фойдаланамиз:

$$p = 1/3 \pi m \overline{v^2}$$

Ҳамма катталикларни СИ бирликларида ифодалаш зарур:

$$n = 10^{11} \text{мм}^{-3} = 10^{20} \text{м}^{-3}; m = 3 \cdot 10^{-27} \text{ кг}, v = 1 \text{км} \cdot \text{с}^{-1} = 10^3 \text{м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Катталикларнинг қийматларини формулаага қўйиб қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$p = 1/3 \cdot 10^{20} \text{м}^{-3} \cdot 3 \cdot 10^{-27} \text{кг} \cdot 10^6 \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \approx 0,1 \text{ Па.}$$

Параметрлари берилган идеал газнинг босими нормал атмосфера босимидан миллион марта кичик экан.

57. Ҳавони идеал газ деб ҳисоблаб, нормал шароитларда газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракати тезлигини баҳоланг.

#### Ечилиши

Масалани ечиш учун молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидан фойдаланиш мумкин:

$$p = 1/3mn\bar{v}^2.$$

Молекулаларнинг  $m$  массасини молекулаларнинг  $n$  концентрацияга кўпайтмаси газнинг  $\rho$  зичлигига тенг бўлгани учун идеал газнинг босими

$$p = 1/3\rho\bar{v}^2$$

га тенг, бунда  $\bar{v}^2$ —молекулалар иссиқлик ҳаракати тезлиги квадратининг ўртача қиймати.

Бу тенгламадан идеал газ молекулалари иссиқлик ҳаракати тезлигини баҳолаш учун

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3p}{\rho}}$$

формуладан фойдаланиш мумкинлиги келиб чиқади. Нормал шароитларда ҳавонинг босими  $10^5$  Па га, зичлиги  $1,3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$  га тенг. Бу қийматларни формулаага қўйиб ҳосил қиласиз:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}}{1,3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}}} \approx 480 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

58.  $27^\circ\text{C}$  температурада идеал газ молекулаларининг ўртача кинетик энергиясини ҳисобланг.

#### Ечилиши

Идеал газ молекулалари иссиқлик ҳаракатининг ўртача  $E$  кинетик энергияси газнинг  $T$  абсолют температурасига

$$E = 3/2kT$$

тенглама орқали боғланган, бунда  $k$ —Больцман доимийси. Молекулаларнинг ўртача кинетик энергиясини ҳисоблаш учун

газнинг Цельсий шкаласи бўйича температурасини абсолют шкала бўйича температурага ўтказиш керак:

$$T = t + 273, \quad T = 300 \text{ K.}$$

Температуранинг ва Больцман доимийсининг қийматларини ўрнига қўйиб, идеал газ молекулаларининг ўртача кинетик энергияси қийматини топамиз:

$$E = 3/2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot 300 \text{ K}^{-1} \approx 6,2 \cdot 10^{-21} \text{ Ж.}$$

59. 30 дм<sup>3</sup> ҳажмдаги баллонда 27°C температурадаги 5·10<sup>6</sup> Па босим остида водород бор. Водородни идеал газ деб ҳисоблаб, газнинг массасини аниқланг.

### Ечилиши

Масалани ечиш учун идеал газ ҳолати тенгламасидан фойдаланамиз:

$$pV = \frac{m}{M} RT.$$

Бу тенгламадан

$$m = \frac{pVM}{RT}$$

келиб чиқади, бунда  $M$ —газнинг моляр массаси;  $T$  узинг абсолют температураси. Ҳамма катталикларнинг қийматларини СИ да ёзиб оламиш ва уларни ҳисоблаш формуласига қўямиз:

$$p = 5 \cdot 10^6 \text{ Па}$$

$$V = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$$

$$M = 2 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}$$

$$R = 8,3 \text{ Ж} \cdot \text{моль} \cdot \text{К}^{-1}$$

$$T = 300 \text{ K}$$

$$m = ?$$

$$m = \frac{5 \cdot 10^6 \text{ Па} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}}{8,3 \text{ Ж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1} \cdot 300 \text{ K}} \approx$$

$$\approx 0,12 \text{ кг.}$$

60. 2 моль идеал газ Қуёш фотосфераси шароитларига мос келувчи шароитларда қандай ҳажмни эгаллайди? Фотосферанинг температураси 6000 К, босими  $1,25 \cdot 10^2$  Па.

### Ечилиши

Масалани ечиш учун идеал газ ҳолат тенгламасини

$$pV = \nu RT$$

шаклидан фойдаланамиз. Бу тенгламадан ҳажм  $V = \frac{\nu RT}{p}$  га тенг.

Катталикларнинг сон қийматларини СИ бирликларида ёзиб оламиш ва уларни ҳисоблаш формуласига қўямиз:

$$\begin{array}{l}
 p = 1,25 \cdot 10^5 \text{ Па} \\
 R = 8,3 \text{ Ж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1} \\
 v = 2 \text{ моль} \\
 T = 600 \text{ К} \\
 V - ?
 \end{array}
 \quad
 \left| \quad
 \begin{array}{l}
 V = \frac{2 \text{ моль} \cdot 8,3 \text{ Ж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1} \cdot 600 \text{ К}}{1,25 \cdot 10^5 \text{ Па}} \approx 800 \text{ м}^3.
 \end{array}
 \right.$$

61. Температураси  $27^\circ\text{C}$  ва босими  $10^5$  Па бўлган гелий билан тўлдирилган ҳаво шарининг ҳажми  $500 \text{ м}^3$  га тенг.agar шар атмосферанинг юқори қатламларига кўтарилилганда температура  $-33^\circ\text{C}$  гача пасайса, босим эса  $5 \cdot 10^4$  Па га тенг бўлса, шу шарнинг ҳажми қандай бўлади? Гелийнинг массасини ўзгармас деб ҳисобланг.

### Ечилиши

$$\begin{array}{ll}
 p_1 = 10^5 \text{ Па} & \text{Идеал газ ҳолати тенгламасидан} \\
 V_1 = 500 \text{ м}^3 & p_1 V_1 = \frac{m}{M} RT \\
 T_1 = 300 \text{ К} & \\
 p_2 = 5 \cdot 10^4 \text{ Па} & \text{тенгламасидан } m = \text{const} \text{ бўлганда} \\
 T_2 = 240 \text{ К} & \frac{p_1 V_1}{T_1} = \text{const} \text{ бўлиши келиб чиқади. Шунинг учун} \\
 \underline{m_1 = m_2 = m} & \\
 V_2 - ? &
 \end{array}$$

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$$

тенглик бажарилади. Ундан қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$V_2 = \frac{p_1 V_1 T_2}{T_1 p_2}; \quad V_2 = \frac{10^5 \text{ Па} \cdot 500 \text{ м}^3 \cdot 240 \text{ К}}{300 \text{ К} \cdot 5 \cdot 10^4 \text{ Па}} \approx 800 \text{ м}^3.$$

62. Физика кабинетидаги ҳавонинг ҳамма молекулалари иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергиясини ҳисобланг. Кабинетнинг ҳажми  $140 \text{ м}^3$ , ҳаво босими  $-10^5$  Па. Бу энергиядан тўлиқ фойдаланилганда  $0$  дан  $100^\circ\text{C}$  гача қанча сувни иситиш мумкин бўлар эди?

### Ечилиши<sup>1</sup>

$$\begin{array}{l}
 p = 10^5 \text{ Па} \\
 V = 140 \text{ м}^3 \\
 \Delta T = 100 \text{ К} \\
 c = 4,2 \cdot 10^3 \text{ Ж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) \\
 U_2 - ? \quad m - ?
 \end{array}$$

Ҳавонинг хоссаларини идеал газнинг хоссаларига яқин деб ҳисоблаб, унинг ҳамма молекулалари хаотик иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергиясини ҳисоблаш учун

$$U = N \bar{E}, \quad U = v N_A \frac{3}{2} k T$$

<sup>1</sup> Бу масалани аниқ ечиш учун икки атомли газнинг ички энергиясини аниқловчи ифодани билиш зарур. Бундай ифода мактаб курсида берилмайди, шунинг учун масала тақрибангина ечилиши мумкин.

формулалардан фойдаланамиз.  $N_A k = R$  тенгликдан фойдаланиб  $U = \frac{3}{2} \nu R T$  ни ҳосил қиласиз. Идеал газ ҳолати тенглам сидан

$$pV = \nu RT$$

келиб чиққани учун

$$U = \frac{3}{2} pV; \quad U = \frac{3}{2} \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot 140 \text{ м}^3 = 2,1 \cdot 10^7 \text{ Ж.}$$

Иситилаётган сувнинг массасини ҳисоблаш учун иссиқлик баланси тенгламасини ёзамиз:

$$Q = cm\Delta T$$

ва бу тенгламадан  $m$  ни топамиз:

$$m = \frac{Q}{c\Delta T}.$$

Масаланинг шартига кўра  $Q = U$ , шунинг учун иситилаётган сувнинг массаси қўйидагига тенг:

$$m = \frac{2,1 \cdot 10^7 \text{ Ж}}{4,2 \cdot 10^3 \text{ Ж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) \cdot 100 \text{ К}} = 50 \text{ кг.}$$

**63.** Кўлнинг 20 м чўқурликдаги тубидан сув сиртига кўтарилик ҳаво пулакчасининг ҳажми қандай ўзгаради? Кўлнинг тубида ва унинг сиртидаги сув температураси бир хил. Атмосфера босимини  $10^5$  Па га тенг деб олинг.

Ечилиши:

$$h_1 = 20 \text{ м}$$

$$h_2 = 0 \text{ м}$$

$$\rho = 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$$

$$g = 10 \text{ м}/\text{с}^2$$

$$T_1 = T_2$$

$$p_0 = 10^5 \text{ Па}$$

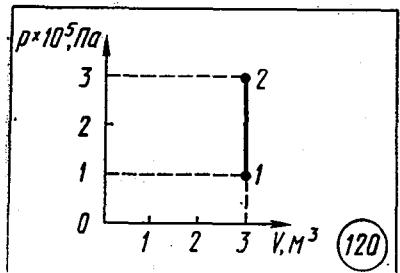
$$V_2/V_1 - ?$$

Ҳаво пулакчасининг ҳажми сув сиртига чиқишида босимнинг камайиши ҳисобига ўзгариб боради. Кўлнинг тубида ва сув сиртида сувнинг температураси бир хил бўлгани учун ҳаво ҳажмининг ўзгариши унинг изотермик кенгайиши ҳисобига бўлади. Изотермик жараёнда газнинг босими ва ҳажми ўзаро  $p_1 V_1 = p_2 V_2 = \text{const}$  муносабат билан боғланган. Бундан  $\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$ .

Сув сиртидаги  $p_2$  босим ташқи атмосфера босимига тенг.  $h$  чўқурликдаги  $p_1$  босим ташқи атмосфера босими билан сув устуни баландлиги босими йифиндисига тенг:  $p_1 = p_2 + \rho g h$ . Катталикларнинг сон қийматларини ўрнига қўйиб, қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_2 + \rho g h}{p_2},$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{10^5 \text{ Па} + 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3 \cdot 10 \text{ м}/\text{с}^2 \cdot 20 \text{ м}}{10^5 \text{ Па}} = 3.$$



64. Идеал газ билан амалга оширилган жараённинг графиги бўйича (120-расм) шу жараённинг  $p$ ,  $T$  ва  $V$ ,  $T$  координаталардаги графиклари ни ясанг. Газнинг бошланғич 1 ҳолатдаги температураси 250 К га тенг бўлган.

### Ечилиши

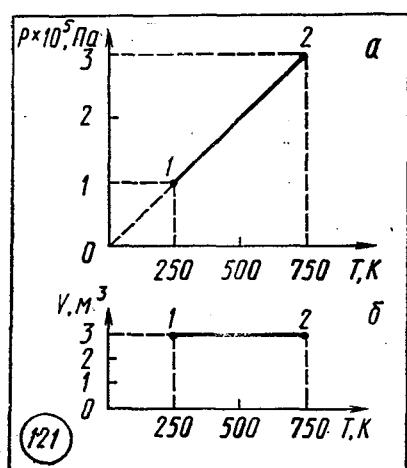
120-расмдаги графикдан газ 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтганда, унинг босими 3 марта ортганини, ҳажми эса бутун жараён давомида ўзгармаганини кўрсатади. Демак, газ ҳолатининг ўзгариш жараёни изохорик бўлган. Изохорик жараёнда газнинг  $p$  босими ва  $T$  абсолют температураси орасидаги боғланыш  $p = p_0 \alpha T$  формула билан ифодаланади. Бу тенгламадан изохорик жараёнда  $p$  газ босимининг  $T$  абсолют температурага нисбати доимий катталик экани келиб чиқади:

$$\frac{p}{T} = \text{const} \quad \text{ёки} \quad \frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}.$$

$$\text{Бундан } T_2 = \frac{p_2 T_1}{p_1}; \quad T_2 = \frac{3 \cdot 10^5 \text{ Па} \cdot 250 \text{ К}}{10^5 \text{ Па}} = 750 \text{ К.}$$

Босим ва температуранинг маълум бошланғич ва охирги қийматлари бўйича  $p$ ,  $T$  ўқли координаталар системасида газнинг бошланғич ва охирги ҳолатларига мос келувчи 1 ва 2 нуқталарни ясаймиз.  $p$  босимнинг  $T$  температурага боғлиқлиги чизиқлидир, демак,  $p$ ,  $T$  координаталар ўқидаги изохорик жараённинг графиги 1 ва 2 нуқталардан ўтувчи тўғри чизиқ бўлади (121-*a* расм).

*a*,  $T$  координата ўқларида изохорик жараённинг графиги — ординатаси газнинг ҳажмига тенг бўлиб, абсциссалар ўқига параллел тўғри чизиқ кесмасидир. Кесмаларнинг учлари ординаталар ўқига параллел бўлган ва абсциссалар ўқида бошланғич ҳамда охирги температура қийматларига мос келувчи нуқталар орқали ўтувчи тўғри чизиқлар билан аниқланади (121-*a*, расм).



(121)

65. Тұла ҳүллашда капиллярдаги сув 10 см күтарилиши учун капилляр найчанинг диаметри қандай бўлиши керак? Сувнинг сирт таранглик коэффициенти  $7 \cdot 10^{-2} \text{Н/м}$ .

### Ечилиши

$$\begin{aligned} h &= 10^{-1} \text{ м} \\ \sigma &= 7 \cdot 10^{-2} \text{ Н/м} \\ \rho &= 10^3 \text{ кг/м}^3 \\ g &= 10 \text{ м/с}^2 \end{aligned}$$


---


$$r - ?$$

Тұла ҳүллашда суюқликнинг капилляр девори билан тегиши чизиги бўйлаб таъсир қилувчи сирт таранглик кучи модули күтарилиган суюқлик устунининг оғирлик кучи модулига тенг:

$$2\pi r\sigma = mg, \quad 2\pi r\sigma = \rho h\pi r^2 g.$$

Бу тенгликдан қўйидагилар келиб чиқади:

$$r = \frac{2\sigma}{\rho gh}; \quad r = \frac{2 \cdot 7 \cdot 10^{-2} \text{Н/м}}{10^3 \text{кг/м}^3 \cdot 10 \text{м/с}^2 \cdot 10^{-1} \text{м}} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

66. Күтарилаётган юкнинг максимал массаси 10 т га тенг бўлса, күтариш кранининг пўлат тросининг диаметри қандай бўлиши керак? Пўлат симнинг мустаҳкамлик чегараси  $8,5 \cdot 10^6$  Па, мустаҳкамлик запаси 6 га тенг бўлиши керак.

### Ечилиши

$$\begin{aligned} m &= 10^4 \text{ кг} \\ \sigma_m &= 8,5 \cdot 10^6 \text{ Па} \\ n &= 6 \end{aligned}$$


---


$$D - ?$$

Мустаҳкамлик чегараси максимал эластиклик кучи модулининг кўндаланг кесим юзига нисбати билан аниқланади:

$$\sigma_m = \frac{F_{\text{ел}}}{S}.$$

Мустаҳкамлик запаси 6 га тенг бўлгани учун трос 10 т юкни күтариша вужудга келадиган юкланишдан 6 марта ортиқ юкланишни күтара олиши керак. Демак,

$$\sigma_m = \frac{6mg}{\pi D^2} = \frac{24mg}{\pi D^2}.$$

4

Бундан троснинг диаметри қўйидагига тенг:

$$D = \sqrt{\frac{24mg}{\pi\sigma_m}}; \quad D = \sqrt{\frac{24 \cdot 10^4 \text{ кг} \cdot 10 \text{ м/с}^2}{3,14 \cdot 8,5 \cdot 10^6 \text{ Па}}} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

67. 1 К га изобарик иситганда идеал газнинг бир моли бажарадиган ишни ҳисобланг.

### Ечилиши

$$\begin{aligned} p_1 &= p_2 = p \\ \Delta T &= 1 \text{ К} \\ n &= 1 \text{ моль} \end{aligned}$$


---


$$A - ?$$

Идеал газ изобарик иситилганда газ бажарадиган  $A'$  иш

$$A' = p \Delta V$$

га тенг. Масаланинг шартига кўра газнинг  $p$  босими ва унинг ҳажми.  $\Delta V$  ўзгаришининг қийматлари берилмагани учун бу катталикларни газ температурасининг маълум  $\Delta T$  ўзгариши орқали ифодалаймиз. Бунинг учун идеал газ ҳолат тенгламасидан фойдаланамиз:

$$pV_1 = vRT_1, \quad pV_2 = vRT_2$$

Бу тенгламалардан

$$p(V_2 - V_1) = vR(T_2 - T_1) \text{ ёки } p\Delta V = vR\Delta T$$

ни ҳосил қиласиз. Бундан изобарик иситишда газнинг иши учун қуйидагига эга бўламиш:

$$A' = vR\Delta T;$$

$$A' = 1 \text{ моль} \cdot 8,3 \text{ Ж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) \cdot 1\text{K} = 8,31 \text{ Ж}.$$

Шундай қилиб,  $R$  моляр газ доимийси 1 К га изобарик иситишда бир моль идеал газ бажарадиган ишга тенг.

68. Агар иситкичнинг температураси  $227^{\circ}\text{C}$ , совиткичнинг температураси эса  $-27^{\circ}\text{C}$  га тенг бўлса, иссиқлик машинасининг максимал ФИК ни аниқланг.

Ечилиши:

$$T_1 = 500 \text{ K}$$

$$T_2 = 300 \text{ K}$$

$$\eta_{\max} - ?$$

Иссиқлик машинасининг максимал ФИК қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\eta_{\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}; \quad \eta_{\max} = \frac{500 \text{ K} - 300 \text{ K}}{500 \text{ K}} = 0,4.$$

69. Карбюраторли ички ёнув двигатели қуйидаги тўртта кетма-кет ўтадиган жараёнлардан иборат цикл бўйича ишлайди:  $A$  ҳолатдан  $B$  ҳолатга адиабатик сиқиш, ёнилғи аралашмаси ёндирилганда ҳавонинг исиши натижасида  $B$  ҳолатдан  $C$  ҳолатга изобарик ўтиш,  $C$  ҳолатдан  $D$  ҳолатга адиабатик кенгайиш ва  $D$  ҳолатдан  $A$  ҳолатга изохорик ўтиш (118-расмга қаранг). Агар температуранинг қийматлари  $A, B, C, D$  ҳолатларда мос ҳолда  $T_A = 300 \text{ K}$ ,  $T_B = 524 \text{ K}$ ,  $T_C = 786 \text{ K}$  ва  $T_D = 450 \text{ K}$  бўлса, бу ҳол учун двигателнинг ФИК ини ҳисобланг.

Ечилиши

Иссиқлик двигателининг ФИК қиймати

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

формула билан аниқланади, бунда  $Q_1$  — бир цикл давомида иситкичдан берилган иссиқлик миқдори;  $Q_2$  — бир цикл давомида совиткичнинг ишчи жисмидан олган иссиқлик миқдори.

Кенгайиш ва сиқилиш адиабатик жараёнлари амалга ошириләтган вақтда ишчи жисми насовиткич билан, на иситкич билан иссиқлик алмашмайды. Демак, иситкичдан  $Q_1$  иссиқлик миқдорини олишнинг бутун жараёни газнинг  $B$  ҳолатдан  $C$  ҳолатга ўтишида амалга оширилади, совиткичга бериладиган  $Q_2$  иссиқлик миқдорини узатиш жараёни эса газнинг  $D$  ҳолатдан  $A$  ҳолатга ўтишида амалга оширилади. Газнинг  $B$  ҳолатдан  $C$  ҳолатга изохорик ўтишида ташқи кучларнинг иши нолга тенг:  $A=0$ , чунки поршень ҳаракатсиз бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунидан бу жараён учун

$$\Delta U_{BC} = Q_1 + A, \quad A = 0, \quad \Delta U_{BC} = Q_1$$

келиб чиқади. Биз газнинг бутун цикл давомида иситкичдан олган иссиқлик миқдори газнинг  $B$  ҳолатдан  $C$  ҳолатга ўтганда ички энергиясининг ўзгаришига тенглигини ҳосил қилдик:

$$Q_1 = \Delta U_{BC} = U_C - U_A = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT_C - \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT_B = \frac{3}{2} \frac{m}{M} (T_C - T_B).$$

Шунга ўхшаш газнинг  $D$  ҳолатдан  $A$  ҳолатга изохорик ўтишида совиткичга берилган  $Q_2$  иссиқлик миқдори

$$Q_2 = \Delta U_{DA} = U_D - U_A = \frac{3}{2} \frac{M}{m} (T_D - T_A)$$

га тенг.  $Q_1$  ва  $Q_2$  учун олинган ифодаларни ФИК ни аниқлаш учун ёзилган тенгламага қўйиб,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{3}{2} \frac{m}{M} R(T_C - T_B) - \frac{3}{2} \frac{m}{M} R(T_D - T_A)}{\frac{3}{2} \frac{m}{M} R(T_C - T_B)} = \frac{T_C - T_B - T_D + T_A}{T_C - T_B}$$

ни ҳосил қиласиз. ФИК нинг сон қийматини топамиз:

$$\eta = \frac{786 \text{ K} - 524 \text{ K} - 450 \text{ K} + 300 \text{ K}}{786 \text{ K} - 524 \text{ K}} \approx 0,43.$$

**70.** Иссиқликдан изоляцияланган идишда  $0^\circ\text{C}$  да сув ва музбор. Сувнинг ва музнинг массалари мос равиша 0,5 кг ва 60 г. Сувга  $100^\circ\text{C}$  температурали массаси 10 г бўлган буғ туширилди. Иссиқлик режими қарор топгандан сўнг идишдаги сувнинг температураси қандай бўлади? Идишнинг иссиқлик сифимини ҳисоблашларда ҳисобга олманг.

### Ечилиши

$$\begin{aligned} m_1 &= 0,5 \text{ кг} \\ m_2 &= 6 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \\ m_3 &= 10^{-2} \text{ кг} \\ T_1 &= 273 \text{ К} \\ T_2 &= 373 \text{ К} \end{aligned}$$

Аввал буғ конденсацияланганда ажralадиган  $Q_3$  иссиқлик миқдори музни эритиш учун етиш-етмаслигини текширамиз.

Буғ конденсацияланганда  $Q_3$  иссиқ-

$$r = 2,26 \cdot 10^6 \text{ Ж/кг}$$

$$\lambda = 3,3 \cdot 10^5 \text{ Ж/кг}$$

$$c = 4,2 \cdot 10^3 \text{ Ж/(кг} \cdot \text{К)}$$

лик миқдори ажралади:

$$Q_3 = -rm_3.$$

$$T_3 - ?$$

Музни әритиш учун  $Q_2$  иссиқлик миқдори керак бўлади:

$$Q_2 = \lambda m_2;$$

$$Q_2 = 6 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot 3,3 \cdot 10^5 \text{ Ж/кг} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ Ж};$$

$$Q_3 = 2,26 \cdot 10^6 \text{ Ж/кг} \cdot 10^{-2} \text{ кг} = 2,26 \cdot 10^4 \text{ Ж}.$$

$Q_3$  ва  $Q_2$  иссиқлик миқдорларини таққослаш  $Q_3 > Q_2$  эканини кўрсатади, шунинг учун иссиқлик баланси тенгламаси бундай кўринишда бўлади:

$$rm_3 + cm_3(T_2 - T_3) = \lambda m_2 + c(m_1 + m_2)(T_3 - T_1).$$

$m_3$  массали буғ конденсацияланганда ва конденсацияланган сувнинг  $T_2$  температурадан бирор  $T_3$  қиймагача совиганда иссиқлик ажралади,  $m_2$  массали муз эриганда ва  $(m_1 + m_2)$  массали сувнинг  $T_1$  температурадан  $T_3$  мувозанат қийматигача иситишида иссиқлик ютилади.  $T_3 - T_1 = \Delta T$  белгилашни киритиб,  $T_2 - T_3$  айрма учун ушбуни ҳосил қиласиз:

$$T_2 - T_3 = T_2 - T_1 - \Delta T = 100 - \Delta T.$$

Иссиқлик баланси тенгламаси бундай кўринишни олади:

$$rm_3 + cm_3(100 - \Delta T) = c(m_1 + m_2)\Delta T + \lambda m_2;$$

$$c(m_1 + m_2 + m_3)\Delta T = rm_3 + cm_3 100 - \lambda m_2.$$

Бундан

$$\Delta T = \frac{cm_3 + cm_1 100 - \lambda m_2}{c(m_1 + m_2 + m_3)};$$

$$\Delta T \approx \frac{2,26 \cdot 10^6 \cdot 10^{-2} + 4,2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-2} - 3,3 \cdot 10^5 \cdot 6 \cdot 10^{-2}}{4,2 \cdot 10^3 \cdot 5,7 \cdot 10^{-1}} \text{ К} \approx 3 \text{ К}.$$

У ҳолда  $T_2 = 273 \text{ К} + 3 \text{ К} = 276 \text{ К}.$

## МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

71. Қүёшнинг ташқи күрінадиган қобиғи қуёш фотосфера-сидаги водородни идеал газ деб ҳисоблаб, водород атомларининг ўртача кинетик энергиясини аниқланг. Фотосферада водород атомларининг концентрацияси тахминан  $1,6 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$  га тенг, босим тахминан  $1,25 \cdot 10^2 \text{ Па}$  га тенг.

72. Водород молекуласининг массаси  $3,3 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  га тенг. Водородни идеал газ деб ҳисоблаб, молекулаларнинг концентрацияси  $10^{25} \text{ м}^{-3}$  да молекулаларнинг ўртача квадратик тезликлари  $700 \text{ м/с}$  бўлганда водороднинг идиш деворларига берадиган босимини ҳисобланг.

73. Юлдузлараро фазода  $1 \text{ см}^3$  да  $\sim 1$  атом водород бор, газнинг температураси  $125 \text{ К}$ . Юлдузлараро газнинг босимини аниқланг.

74. Идеал газ молекуласи иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси қандай температурада  $1 \text{ м}$  баландликдан тушаётган бир тийинлик чақа олган кинетик энергияга тенг бўлади?

75. Ҳавони идеал газ деб ҳисоблаб, нормал шароитда ундаги молекулалар концентрациясини ҳисобланг.

76. Агар ўт ўчириш баллони ис гази билан тўлдирилгунга қадар массаси  $4,2 \text{ кг}$ , тўлдирилгандан кейинги массаси  $5,6 \text{ кг}$  бўлса, ҳажми  $2 \text{ дм}^3$  баллондаги газ қандай босим остида туради? Баллоннинг температураси  $37^\circ\text{C}$ .

77. Неон лампа баллонида  $5 \cdot 10^3 \text{ Па}$  босим остидаги неоннинг зичлиги  $0,05 \text{ кг/м}^3$ . Неоннинг температурасини аниқланг.

78. Одам бир суткада тахминан  $1 \text{ кг}$  кислород истеъмол қиласди. Нормал шароитда қандай ҳаждаги хонадаги ҳавода шунча миқдорда кислород бўлади? Кислороднинг парциал босими  $21 \text{ кПа}$ .

79. Карбюраторли ички ёнув двигателининг цилинтрида газни сиқиши жараёнининг охирида босим  $9 \cdot 10^5 \text{ Па}$  эди. Ёнилгининг ёниш жараёни охирида босими  $35 \cdot 10^5 \text{ Па}$  га тенг бўлиб қолди. Ёнилгининг ёниши жараёнининг охирида цилиндрдаги газнинг температурасини аниқланг. Сиқиши жараёнининг охиридаги температура  $400^\circ\text{C}$ . Ёнилгининг ёниши жараёнда поршени қўзғалмас деб ҳисоблаш мумкин.

80.  $20^\circ\text{C}$  температурада  $1 \text{ м}^3$  ҳаводаги тўйинган сув буғи массасини ҳисобланг.

81. Ҳавода тўйинган сув буғи  $30^\circ\text{C}$  да мавжуд.  $15^\circ\text{C}$  гача совиган  $1 \text{ м}^3$  ҳаводан шудринг сифатида тушган сувнинг массасини аниқланг.

82. Диаметри  $5 \text{ см}$  бўлган ҳалқани суюқликнинг сиртидан узид олиш учун  $16 \text{ мН}$  күч қўйиш керак бўлди. Шу маълумотларга кўра суюқликнинг сирт таранглик кучини аниқланг.

83. Кўндаланг кесимининг юзи  $2 \text{ см}^2$  бўлган  $100 \text{ м}$  узунликдаги пўлат тросга  $2 \text{ т}$  массали юқ осилганда троснинг абсолют узайиши нимага тенг? Пўлатнинг эластиклик модули  $2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ .

84. Узунлиги 2 м ва кўндаланг кесимининг юзи  $4 \text{ mm}^2$  бўлган алюминий симга юк осилди, унинг таъсирида сим 1 мм узайди. Симда вужудга келган эластиклик кучини аниqlанг. Алюминийнинг эластиклик модули  $0,71 \cdot 10^{11}$  Па.

85. Агар фиштнинг сиқишига мустаҳкамлик чегараси  $1,5 \cdot 10^7$  Па, фиштнинг зичлиги  $1,8 \cdot 10^8 \text{ кг/m}^3$  зарур мустаҳкамлик запаси 6 га тенг бўлса, фиштли уйнинг максимал баландлигини топинг.

86. Цилиндрдаги ҳаво 800 Ж иссиқлик миқдори олгандан сўнг кенгайди ва 200 Ж иш бажарди. Бунда ҳавонинг ички энергияси қандай ўзгарди?

87. Газнинг ички энергияси 100 Ж ортиши учун ва бунда газ 200 Ж иш бажариши учун цилиндрда поршень остидаги идеал газга қанча иссиқлик миқдори бериш керак.

88. Қўргошин ўқ тезлигининг қандай минимал қийматида деворга урилганда тўла эриб кетиши мумкин? Ўқнинг бошланғич температураси  $27^\circ\text{C}$ .

89. Иссиқликдан изоляцияланган идишла  $0^\circ\text{C}$  температурада 1 кг сув ва 100 г муз аралашмаси бор. Идишга  $100^\circ\text{C}$  температурали 5 г буғ киритилди. Иссиқлик мувозанати ўрнатилгандан сўнг идишдаги температура қандай бўлади? Идишнинг иссиқлик сиғимини ҳисобга олманг.

90. Калориметрда  $10^\circ\text{C}$  температурада 0,5 кг сув бор. Сувга  $30^\circ\text{C}$  ли 1 кг муз солинди. Агар калориметрнинг иссиқлик сиғимини ҳисобга олмасак, унда қандай температура қарор топади?

91. Иссиқлик машинаси бир цикл давомида 500 Ж иш бажаради ва иситкичдан 1500 Ж иссиқлик миқдори олади. Машинанинг ФИК ини ҳисобланг.

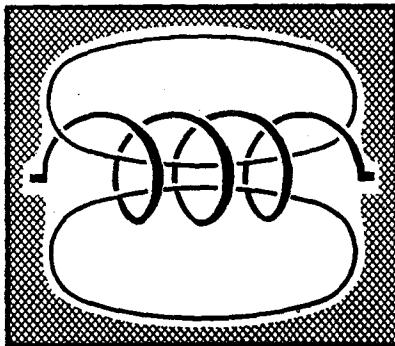
92. ФИК 25% бўлган иссиқлик машинаси иситкичдан 800 Ж иссиқлик олади ва совиткичга 600 Ж иссиқлик беради. У қандай фойдали иш бажаради?

**93.** Иссиқлик машинаси бир цикл давомида иситкичдан 800 Ж иссиқлик олади ва совиткичга 600 Ж иссиқлик беради. Машинанинг ФИК ини ҳисобланг.

**94.** Иситкичининг температураси  $427^{\circ}\text{C}$  ва совиткичининг температураси  $427^{\circ}\text{C}$  бўлган иссиқлик машинасининг ФИК нинг максимал қийматини ҳисобланг.

**95.** Совиткичининг температураси 300 К бўлган иссиқлик машинасининг ФИК нинг максимал қиймати 80% бўлиши учун иситкичининг температураси қандай бўлиши керак?

# ЭЛЕКТРОДИНАМИКА



36. Электр зарядининг сақла- ниш қонуни . . . . .	134
37. Кулон қонуни . . . . .	137
38. Электр майдон . . . . .	138
39. Электр заряднинг электр майдонда күчишидаги иши	
40. Потенциал . . . . .	142
41. Электр майдондаги модда	144
42. Электр сифими . . . . .	146
43. Ом қонуни . . . . .	149
44. Металларда электр токи .	153
45. Яримұтқазгичларда электр токи . . . . .	157
46. Яримұтқазгичли асбоблар	
47. Электролитларда электр токи . . . . .	160
48. Электроннинг қашф эти- лиши . . . . .	163
49. Газларда электр токи . .	169
50. Вакуумда электр токи . .	171
51. Магнит майдон . . . . .	174
52. Лоренц кучи . . . . .	179
53. Магнит майдондаги модда	
54. Электромагнит индукция .	182
55. Үзиндүкция . . . . .	186
56. Ахборотни магнитли ёзиш	190
57. Үзгармас ток машинаси .	193
58. Электр ўлчов асбоблари .	197
Масалалар ечиш намуналари	
Мустақил ечиш учун масала- лар . . . . .	199
	202
	204
	207
	218

## 36. ЭЛЕКТР ЗАРЯДНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

**Электр зарядлар.** Табиатдаги ҳамма ҳодисаларни механика, модда тузилишининг молекуляр-кинетик назарияси ва термодинамика тушунчалари ҳамда қонунларидан фойдаланиш асосида тушуниш ва тушунтириш мүмкін бўлавермайди. На механика, на молекуляр-кинетик назария, на термодинамика молекулаларнинг айрим атомини боғлаб турувчи, модданинг атом ва молекулаларини бир-бираидан маълум масофада қаттиқ ҳолатда тутиб турувчи кучларнинг табиати ҳақида ҳеч нарса демаслиги фактига эътибор қилишнинг ўзи етарли. Атомлар ва молекулалар ўзаро таъсир ишониларини табиатда **электр зарядлари** мавжудлиги ҳақидаги тасаввурлар асосида тушуниш ва тушунтириш мүмкін.

Табиатда электр зарядларининг мавжудлик факти намоён бўладиган энг солда ва кундалик ҳодиса—бу жисмларнинг бир-бираига тегишида электрланишидир.

Дафтар варагидан эни 1 см бўлган қоғоз тилими қирқиб оламиз. Тилимни лафтар устига қўйиб, унинг устидан пластмасса ручка билан бироз босиб бир неча марта юргизиб чиқамиз. Кейин қийқимни бир қўлимизга, ручкани иккинчи қўлимизга олиб, уларни бир-бираига яқинлаштира бошлаймиз. Қоғоз тилими руч-

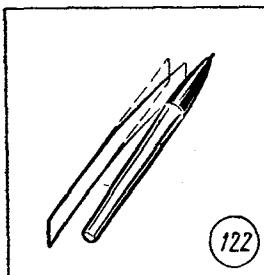
ка томон эгилади, яъни улар орасида тортишиш кучи вужудга келади (122-расм).

Иккита қоғоз тилимини дафтар устига ёнма-ён қилиб қўямиз, улар устидан ручка билан бироз босиб бир неча марта юргизиб чиқамиз. Тилимларни қўлга олиб, уларни бир-бираига яқинлаштира бошлаймиз. Тажрибанинг кўрсатилича тилимлар қарама-қарши томонга эгилади, бунда итариш кучлари мавжудлиги намоён бўлади (123-расм).

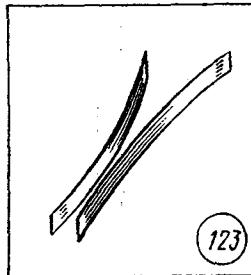
Бу тажрибаларда кузатилган жисмларнинг ўзаро таъсир электромагнит ўзаро таъсир дейилади. Электромагнит ўзаро таъсирни аниқловчи физик катталик **электр заряд** дейилади. Электр заряд ғарфи билан белгиланади.

Электр зарядларнинг ўзаро тортишишга ҳам, ўзаро итаришишга ҳам қодирлиги иккита турли хил зарядлар мавжудлиги ҳақидаги фараз билан тушунтирилади. Электр заряднинг бир тури — мусбат, иккинчиси — манфий дейилади.

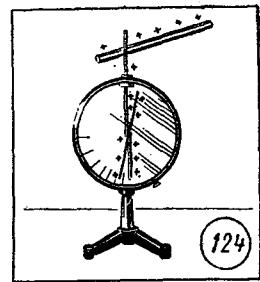
Равшанки, пластмасса ручка билан юргизилганда иккита бир хил қоғоз тилимидан бир хил ишорали электр заряд пайдо бўлади. Бу тилимлар итаришади, —демак, бир хил ишорали электр зарядлар орасида итаришиш кучлари таъсир қиласди. Турли ишораали электр зарядлар орасида



122



123



124

тортишиш күчлари таъсир қиласи.

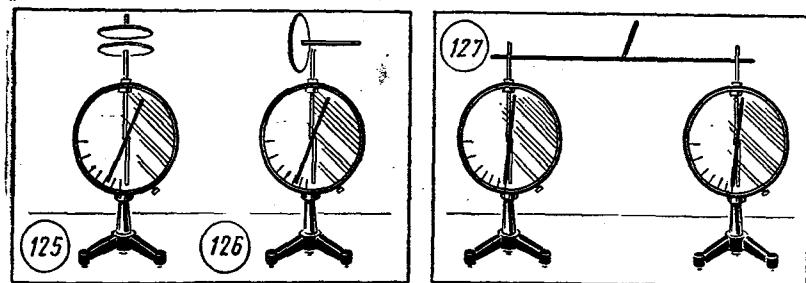
**Электрометр.** Электр зарядларини сезиш ва ўлчаш учун металл стержень ва горизонтал ўқ атрофида айланга оладиган стрелкадан иборат электрометрдан фойдаланилади. Стержень стрелка билан бирга плексиглас втулкага маҳкамланган ва цилиндр шаклидаги металл корпусга жойлаштирилган, корпус икки томондан шиша қопқоқ билан ёпилган. Эбонит таёқчани мўйна ёки қоғозга ишқалаб, таёқчага электр заряд берамиз, кейин эса таёқчани электрометрнинг стерженига текқизамиз. Зарядланган жисм электрометр стерженига текқанда электр зарядлар стержень ва стрелка бўйича тақсимланади. Стержень ва стрелкада бир хил ишорали зарядлар орасида таъсирашувчи итаришиш күчлари стрелкани буради (124-расм).

Эбонит таёқчани яна бир марта электрлаймиз ва уни яна электрометр стерженига текқизамиз. Тажрибанинг кўрсатишича стержендаги электр заряд миқдори ортирилса, стрелканинг вертикал вазиятдан оғиши ортар экан. Бинобарин, электрометр стрелка-

сининг оғиши бурчагига қараб электрометр стерженига берилган электр заряднинг қиймаги ҳақида фикр юритиш мумкин.

**Электр заряднинг сақланиш қонуни.** Демонстрацион столга иккита бир хил электрометр ўрнатамиз. Улардан биринчисининг стерженига металл диск маҳкамлаймиз ва унинг устида дастаги изолятордан қилинган худди шундай диск қўямиз. Дисклар орасига мовутдан ёки изолятор вазифасини бажарувчи бошқа материалдан қатлам жойлаштирамиз. Юқоридаги дискнинг дастасидан ушлаб қатламга бир неча марта ишқалаймиз ва дискни кўтарамиз (125-расм)

Юқоридаги диск узоқлаштирилганден сўнг биринчи электрометрнинг стрелкаси оғали, бу дискда ва электрометрнинг стерженида электр заряд пайдо бўлганини кўрсатади. Тажрибанинг кўрсатишича, иккинчи диск иккинчи электрометрнинг стерженига текқизилганда унинг стрелкаси биринчи электрометр стрелкаси қандай бурчакка оғган бўлса, худди шундай бурчакка оғади (126-расм). Бу тегизиш йўли билан электрлаш



натижасида электр зарядлар бир вақтда иккита бир-бирига тегиб турған жисмларда: мовутли биринчи дискда ва иккінчи дискда ҳосил бўлганини кўрсатади.

Энди тажрибанинг охирги қисмини бажарамиз: биринчи ва иккинчи электрометр стерженларини ўтказгич билан туташтирамиз (127- расм). Бунда иккала электрометрнинг стрелкалари вертикаль вазиятига қайтади. Тажрибада кузатилаётган зарядларни ўзаро нейтраллаш иккита дискдаги электр зарядлар йигиндиси нолга teng эканини кўрсатади.

Турли хил жисмлар билан ва электр зарядларини ўлчаш учун энг аниқ ассобларни қўлланиб бажарилган шунга ўхшаш тажрибалар теккизганда электрлаш натижасида жисмларда доим модули бўйича тенг ва ишораси бўйича қарама-қарши электр зарядлар ҳосил бўлишини кўрсатди.

Электр зарядлар фақат жисмлар бир-бирига теккизилганда электрлаш натижасида гина эмас, балки бошқа ўзаро таъсиrlарда, масалан, ёруглик таъсирида ҳам пайдо бўлиши мумкин. Бироқ, жисмларнинг истаган ўзаро таъсиrlашувларида ташқаридан электр

заряд кирмайдиган ва ундан зарядлар чиқиб кетмайдиган берк системада ҳамма жисмларнинг электр зарядлариининг алгебраик йигиндиси ўзгармай қолади:

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const.} \quad (36.1)$$

Тажрибада аниқланган бу факт электр заряднинг сакланыш қонуни дейилади.

Табиатда ҳеч қаерда ва ҳеч қачон бир ишорали электр заряд пайдо бўлмайди ҳам, йўқ бўлмайди ҳам.

$+q$  мусбат электр заряднинг пайдо бўлиши билан унга абсолют қиймати бўйича тенг —  $q$  манфий электр заряд пайдо бўлади. На мусбат заряд, на манфий заряд бир-биридан алоҳида йўқ бўла олмайди, агар абсолют қийматлари бўйича тенг бўлса, улар фақат бири-бирини нейтраллаши мумкин.

Жисмларда электр зарядларининг пайдо бўлиши ва йўқолиши кўпчилик ҳолларда элементар зарядланган зарралар—электронларнинг бир жисмдан иккинчисига ўтиши билан тушунтирилади. Мальумки, истаган атомнинг таркибига мусбат зарядланган ядро ва манфий зарядланган

электронлар киради. Нейтрал атомда электронларнинг йиғинди заряди атом ядроси зарядига аниқ тенг. Нейтрал атом ва молекулалардан иборат жисмнинг электр зарядлари йиғиндиси нолга тенг.

Агар бирор ўзаро таъсир натижасида электронларнинг бир қисми бир жисмдан иккинчисига ўтса, у ҳолда бир жисм— $q$  манфий заряд олади, иккинчиси эса модули бўйича унга тенг  $+q$  мусбат заряд олади.

Турли ишорали зарядлар билан зарядланган икки жисмини бир-бираiga теккизилганда одатда электр зарядлар изсиз

йўқолмайди, балки ортиқча электронлар сони манфий зарядланган жисмдан ўз қобиқларида электронлари комплекти тўлиқ бўлмаган жисмга ўтади.

Зарядланган антизаррачаларнинг, масалан, электрон ва позитроннинг учрашуви алоҳида ҳолдир. Бу ҳолда мусбат ва манфий электр зарядлар ҳақиқатан ҳам йўқолади, лекин электр зарядининг сақланиш қонунига тўла мувофиқ равишда йўқолади, чунки электрон ва позитрон зарядларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенг.

## 37. КУЛОН ҚОНУНИ

**Кулон қонуни.** Қўзғалмас электр зарядларининг қонунларини **электростатика** ўрганади. Электростатиканинг асосий қонунини 1785 йилда француз физиги Шарль Кулон (1736–1806) тажрибада аниқлаган эди. Кулоннинг тажрибаларида зарядланган шарларнинг ўзаро таъсир кучи ўлчанар эди. Тажрибаларнинг кўрсатишича, икки нуқтавий қўзғалмас зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсир  $\vec{F}_s$ , кучининг модули  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар абсолют қийматларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва жисмлар орасидаги  $r$  масофанинг квадратига тескари пропорционал экан:

$$\vec{F}_s = \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}. \quad (37.1)$$

$\vec{F}_s$  куч зарядланган жисмларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган. У  $q_1$  ва  $q_2$  нинг ишоралари бир хил бўлганда итариш кучи бўлади ва ишоралари ҳар хил бўлганда тортишиш кучи бўлади.

Қўзғалмас электр зарядларнинг ўзаро таъсири **электростатик ёки кулон ўзаро таъсири** дейилади.

**Элекір** заряди бирлиги. Халқаро бирликлар системасида заряд бирлиги учун кулон (Кл) қабул қилинган.

**Кулон** – ток кучи 1 А бўлганда ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 с да ўтадиган заряддир. 1 А ток кучи бирлигининг таърифи 51- § да берилади.

**Электр доимий.** Кулон қонуни ифодасидаги  $k$  пропорционаллик коэффициенти СИ

системасида қўйидагига тенг:

$$k = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{Кл}^2. \quad (32.2)$$

$k$  коэффициент ўрнига кўпинча электр доимий деб аталувчи коэффициентдан фойдаланилади.  $\epsilon_0$  электр доимийси  $k$  коэффициент билан

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (37.3)$$

ифода орқали боғланган. Бун-

дан келиб чиқади:  $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi k}$ ;

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4 \cdot 3,14 \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \approx \\ \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

Электр доимийдан фойдаланилганда Кулон қонуни бундай кўринишни олади:

$$F_s = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}. \quad (37.4)$$

## 38. ЭЛЕКТР МАЙДОН

**Электр майдон.** Зарядларнинг ўзаро таъсири Кулон қонуни бўйича тажрибада аниқланган фактдир. Бироқ зарядларнинг ўзаро таъсири қонунинг математик ифодаси ўзаро таъсир жараёни ўзининг физик манзарасини очиб бермайди,  $q_1$  заряд  $q_2$  зарядга қандай йўл билан таъсир қиласи, деган саволга жавоб бермайди.

Бу саволга жавобни узоқ таъсир назарияси берган бўлар эди, бу назарияга кўра электр зарядлар бир-бирига масофадан туриб бир онда таъсир қилиш қобилиятига эга.

Инглиз физиги Майкл Фарадейнинг (1791—1867) ишлари асосида яратилган узоқ таъсир назарияси электр зарядларнинг ўзаро таъсирини бундай тушунтиради: ҳар бир электр заряд атрофида электр майдон бўлади. Заряднинг электр майдони—моддий объект, у фазода узлуксиз ва бошқа электр зарядларга таъсир қилишига қодир.

Яқиндан таъсир назарияси тасаввурларига мувофиқ  $q_1$  ва  $q_2$  электр зарядларининг ўзаро

таъсири  $q_1$  заряд майдонининг  $q_2$  зарядга ва  $q_2$  заряд майдонининг  $q_1$  зарядга таъсир қиласи натижасидир.

Электростатик ўзаро таъсирнинг миқдорий ифодаланиши узоқ таъсир назариясида ва яқин таъсир назариясида бир хил кўринишга эга (Кулон қонуни). Шунинг учун электростатика қонунларини ўрганиш асосида бу икки назария орасида биттасини асосали равиша танлаб бўлмайди.

Электр майдон объектив мавжуд, уни моддий эканлиги факти тезланувчан ҳаракат қилаётган электр зарядлар билан ўтказилган тажрибалар асосида исботланади.

$q_1$  ва  $q_2$  электр зарядлари қўзғалмас ва  $A$  ҳамда  $B$  нуқталарда жойлашган бўлса,  $q_2$  зарядга  $q_1$  заряд томонидан  $AB$  тўғри чизиқ бўйлаб йўналган  $\vec{F}_s$  куч таъсир қиласи (128-расм). Агар бирор  $t$  пайтда  $q_1$  заряд  $A$  нуқтадан  $C$  нуқтага қараб ҳаракатлана бошласа,  $q_2$

зарядга таъсир этувчи  $\vec{F}_s$  кучнинг модули ва йўналиши ўзгариши керак. Узоқ таъсир на-

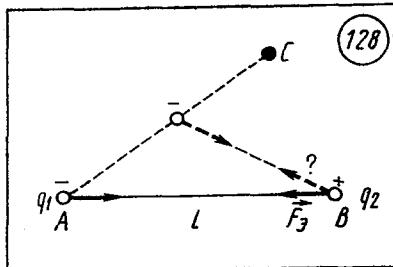
зарияси тасаввурларига мувофиқ бу ўзгаришлар бир онда юз бериши керак, яъни истаган пайтда  $\vec{F}_3$ , куч зарядларни туташтирувчи түғри чизик бўйлаб йўналиши керак ва  $\vec{F}_3$ , кучнинг модули Кулон қонунинга мувофиқ аниқланиши керак.

Бироқ аслида бошқача манзара кузатилади. Агар бирор  $t$  пайтда  $q_1$  заряд тинч ҳолатидан чиқиб, тезланувчан ҳаракат қилса, у ҳолда  $q_1$  заряд томонидан  $q_2$  зарядга таъсир қилувчи  $\vec{F}_3$ , кучнинг ўзгариши  $\Delta t$  вақт оралиғидан кейин кузатилади, бу вақт оралиғи

$$\Delta t = \frac{l}{c}$$

ифода билан аниқланади, бунда  $l$  — зарядлар орасидаги ма-софа,  $c$  — ёруғлик тезлиги, у 300000 км/с га teng. Электр зарядларнинг тезланувчан ҳаракатида улар ўзаро таъсирни ўзгаришининг кечикиши яқин таъсир наззриясининг түғрилигини, яъни электр зарядларга таъсир қилишга қодир бўлган моддий объект сифатидаги электр майдоннинг мавжудлигини исботлайди.  $c$  ёруғлик тезлиги электр майдонда электр зарядларининг тезланувчан ҳаракатида вужудга келадиган ўзгаришларнинг гарқалиш тезлигидир.

Электр майдонда ўзгаришларнинг кечикишини уларнинг тарқалиш тезлиги жуда катта бўлганидан бир неча метр ма-софада аниқлаш жуда қийин. Космонавтикада бу ўзгаришларни аниқлаш осон бўлибгини қолмай, балки космик ап-



(128)

паратларни бошқаришда мальум қийинчиликлар туғдиради.

Масалан, космик алоқа пунктидан радиопередатчик антеннаси узатган команда лунаходнинг қабул қилувчи антенналарига узатилгандан 1,3 с кейин етиб борган, чунки Ердан Ойгача бўлган масофа ўртача 400 минг километр. Венера планетаси сиртига „Венера“ автоматик космик станциялари қўндиришда Ердан берилган командаларни жўнатилганидан 3,5 минут кейин қабул қиласа эди, чунки бунда Ер билан Венера орасидаги масофа 60 млн. км дан ортиқ эди.

**Электр майдон кучланганилиги.** Электр майдоннинг нуқтавий электр зарядга таъсир қиласидиган кучининг шу заряд миқдорига нисбатига teng физик катталик *электр майдон кучланганилиги* дейилади. Кучланганиликни  $\vec{E}$  ҳарфи билан белгилаб,

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_3}{q_1} \quad (38.1)$$

деб ёзамиз, бунда  $q_1$  —  $F_3$  куч таъсир қиласидиган заряд.

Кулон қонунидан ва майдон кучланганилиги тушунчи таърифидан фойдаланиба  $q$

нуқтавий заряддан  $r$  масофадаги бирор  $A$  нуқтадаги  $\vec{E}$  электр майдон кучланганлиги модули учун ифода ҳосил қиласиз. Агар  $A$  нуқтада  $q$ , нуқтавий заряд жойлаштирилса, у ҳолда унга Кулон қонунига күра

$$\vec{F}_e = k \frac{|q| \cdot |q|}{r^2}$$

га тенг куч таъсир қиласи.  $A$  нуқтада электр майдон кучланганлиги модулини топиш учун  $F_e$  куч модулини  $q_1$  заряд модулига бўламиш:

$$E = \frac{F_e}{|q_1|} = k \frac{|q| \cdot |q_1|}{|q| r^2} = \\ = k \frac{|q|}{r^2}, E = k \frac{|q|}{r^2}. \quad (38.2)$$

Нуқтавий заряд электр майдони кучланганлиги  $q$  зарядга тўғри пропорционал ва  $q_1$  заряддан майдоннинг берилган нуқтасигача бўлган  $r$  масофанинг квадратига тескари пропорционал. Нуқтавий заряд майдоннинг мазкур нуқтасига жойлаштирилган  $q_1$  зарядга боғлиқ эмас, демак, майдоннинг мазкур нуқтадаги бир қийматли куч характеристикаси бўлади.

Электр майдон кучланганлиги—вектор катталик. Электр майдон кучланганлиги  $\vec{E}$  нинг вектори йўналиши учун майдоннинг маълум нуқтасига жойлаштирилган нуқтавий мусбат электр зарядига таъсир этувчи  $\vec{E}_e$  кулон кути векторининг йўналиши қабул қилинади.

Майдоннинг берилган нуқтасидаги  $\vec{E}$  кучланганлигини

билган ҳолда электр майдоннинг шу нуқтадаги истаган  $q$  электр зарядига таъсир қиласидиган  $\vec{F}_e$  кучнинг модули ва йўналишини аниқлаш мумкин:

$$\vec{F}_e = q \vec{E}. \quad (38.3)$$

Агар  $q$  электр зарядига бир вақтда бир нечта заряднинг электр майдонлари таъсир этса, у ҳолда натижаловчи куч ҳар бир майдон томонидан алоҳида таъсир қилаётган кучларнинг геометрик йифиндишига тенг бўлишини тажриба кўрсатди. Электр майдонларнинг бу хоссаси майдонлар *суперпозиция принципига* бўйсунини англатади: агар фазонинг мазкур нуқтасида зарядланган турли зарралар кучланганлиги  $\vec{E}_1, \vec{E}_2$  ва ҳоказо бўлган кучланганликни электр майдон вужудга келтирса, у ҳолда электр майдон кучланганлиги вектори ҳамма электр майдонлар кучланганликлари векторларининг *йифиндишига* тенг (129-расм):

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots \quad (38.4)$$

**Электр майдон кучланганлик чизиқлари.** Электр майдон кучланганлиги чизиги деб, шундай чизикка айтиладики, ҳар бир нуқтада унга ўтказилган уринма  $\vec{E}$  кучланганлик вектори билан устмасут тушади.

Электростатик майдон кучланганлик чизиқлари мусбат электр зарядларда бошланади ва манфий электр зарядларда тамом бўлади ёки чексизликка кетади.

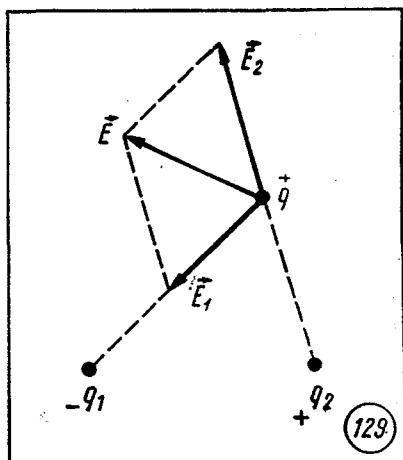
Кучланганлик чизиқлари-

нинг нуқтавий заряд атрофида тақсимланиши 130-*a*, *b* расмда кўрсатилган.

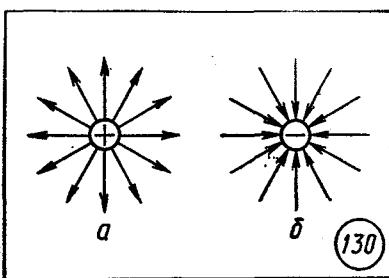
Фазонинг турли нуқталарида  $\vec{E}$  векторнинг йўналишини аниқлаб, электр майдон кучланганлик чизиқларининг тақсимланиш манзарасини тасаввур қилиш мумкин. Иккита бир хил исмли зарядлар учун бу манзара 131-расмда кўрсатилган кўринишда, турли исмли зарядлар учун 132-расмда кўрсатилган кўринишда бўлади.

Бир жинсли электр майдон. Фазонинг истаган нуқтасида кучланганлик модули бўйича ва йўналиши бўйича бир хил бўлган электр майдон бир жинсли электр майдони дейилади.

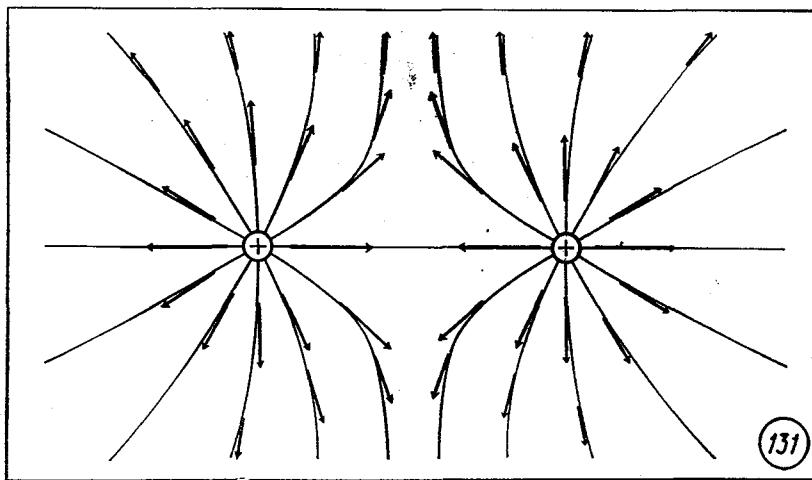
Турли исмли зарядланган иккита яssi металл пластинкалар орасидаги электр майдон тахминан бир жинсли бўлади. Бир жинсли электр майдонида кучланганлик чизиқлари



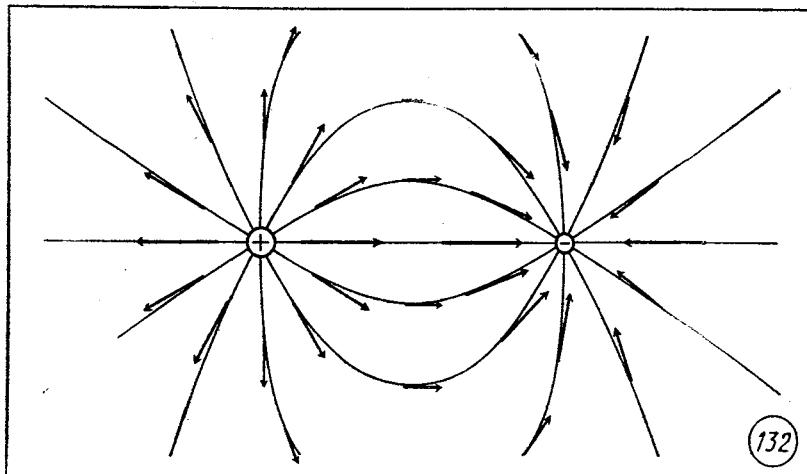
(129)



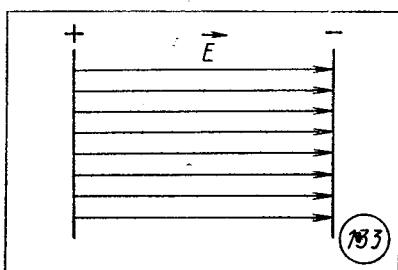
(130)



(131)



132



133

бир-бирига параллел бўлади (133-расм).

$q$  электр зарядини  $S$  юз сирти бўйлаб бир текис тақсимлагандан заряднинг  $\sigma$  сиртий зичлиги доимий ва

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad (38.5)$$

га тенг.

Зарядининг сиртий зичли-

ги  $\sigma$  бўлган текислиги чексиз электр майдон кучланганлиги фазонинг истаган нуқтасида бир хил ва

$$E = k_2 |\sigma| \pi = \frac{|\sigma|}{2\epsilon_0} \quad (38.6)$$

га тенг бўлишини исботлаш мумкин.

Бир текис зарядланган сиртнинг шакли текисликка яқин ва майдоннинг кучланганлиги аниқланадиган нуқтадан жисмнинг сиртигача масофа жисмнинг ўлчамларидан ҳамда зарядланган сиртнинг четигача масофадан анча кичик бўлган ҳолда зарядланган жисмлар атрофидағи электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш учун (38.6) формуладан фойдаланилади.

### 39. ЭЛЕКТР МАЙДОНДА ЭЛЕКТР ЗАРЯДНИНГ КЎЧИШИДАГИ ИШ

Кучланганлиги  $\vec{E}$  бўлган бир жинсли электр майдонда электр заряднинг кўчишидаги

ишини ҳисоблаймиз. Агар заряд майдон кучланганлиги чизиги бўйича  $\Delta d = d_1 - d_2$ , масофага кўчирилган бўлса (134-

расм), у ҳолда иш

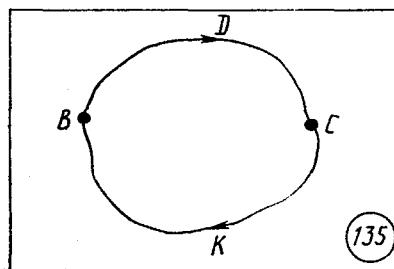
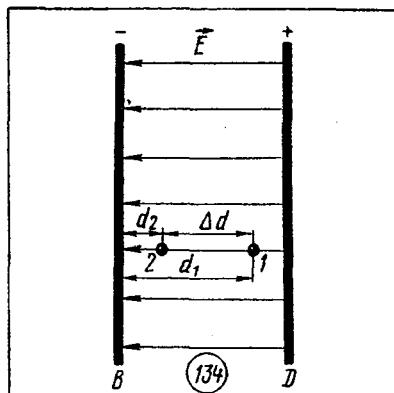
$$A = F_s(d_1 - d_2) = \\ = qE(d_1 - d_2), \quad (39.1)$$

га тенг, бунда  $d_1$  ва  $d_2$ —бошланғич ва охирги нүқталардан  $B$  пластинағача бўлган масофа.

Механикада гравитацион майдонда икки нүқта орасида кўчишда оғирлик кучининг иши жисмнинг ҳаракат траекториясига боғлиқ эмаслиги кўрсатилган эди. Гравитацион ва электростатик ўзаро таъсир кучлари масофага бир хил боғлиқ, кучларнинг векторлари ўзаро таъсирилашувчи нүқтавий жисмларни туташтирувчи чизиқ бўйлаб йўналган. Бундан электр майдонда заряднинг бир нүқтадан иккинчи нүқтага кўчишида ҳам электр майдон кучларнинг иши унинг ҳаракат траекториясига боғлиқ эмаслиги келиб чиқади.

Бу хулоса энг аниқ таърибалар билан исботланади.

Кўчиш йўналиши  $180^\circ$  га ўзгарганда электр майдон кучларнинг иши оғирлик кучининг иши сингари ўз ишорасини тескарисига алмаштиради. Агар  $q$  зарядни  $B$  нүқтадан  $C$  нүқтага кўчиришда электр майдон кучлари  $A$  иш бажарган бўлса,  $q$  зарядни ўша йўл бўйича  $C$  нүқтадан  $B$  нүқтага кўчиришда у —  $A$  иш бажараради. Бироқ иш траекторияга боғлиқ бўлмагани учун  $CKB$  траектория бўйича кўчишда ҳам —  $A$  иш бажарилади. Бундан заряднинг аввал  $B$  нүқтадан  $C$  нүқтага кўчишида, сўнгра  $C$  нүқтадан  $B$



нүқтага кўчишида, яъни берк траектория бўйича кўчишида электростатик майдон кучлари бажарган ишларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлиб қолади (135- расм).

Электр заряднинг истаган берк траектория бўйича ҳаракатланишида электростатик майдон кучларнинг бажарган иши нолга тенг.

Кучларнинг истаган берк траектория бўйича иши нолга тенг бўлган майдон потенциал майдон дейилади. Гравитацион ва электростатик майдонлар потенциал майдонлардир.

## 40. ПОТЕНЦИАЛ

Электр майдонда заряднинг потенциал энергияси. Жисмларнинг гравитацион ўзаро таъсири билан зарялларнинг электростатик ўзаро таъсирини таққослашда давом этамиз.  $m$  массали жисм Ернинг оғирлик майдонида потенциал энергияга эга.

Оғирлик кучининг иши потенциал энергиянинг қарама-қарши ишора билан олинган ўзаришига тенг:

$$A = -(W_{p2} - W_{p1}) = mg \cdot h.$$

(Бу ерда ва бундан кейин биз энергияни  $W$  ҳарфи билан белгилаймиз).

Худди  $m$  массали жисм ўзининг массасига пропорционал потенциал энергияга эга бўлгани каби электростатик майдондаги электр заряди шу  $q$  зарядга пропорционал  $W_p$  потенциал энергияга эга бўлади. Электростатик майдон кучлари бажарган  $A$  иш электр майдонда қарама-қарши ишора билан олинган потенциал энергиясининг ўзаришига тенг:

$$A = -(W_{p2} - W_{p1}). \quad (40.1)$$

**Потенциал.** Элеқтростатик майдоннинг битта нуқтасида турли зарядлар турлича потенциал энергияга эга бўлиши мумкин, лекин  $W_p$  потенциал энергиянинг  $q$  зарядга нисбати майдоннинг мазкур нуқтаси учун ўзгармас катталик бўлар экан. Бу катталики майдоннинг мазкур нуқтаси учун энергетик характеристика қилиб қабул қилинади.

Электр майдонидаги электр заряди потенциал энергиясининг зарядга нисбатига тенг

физик катталик электр майдоннинг  $\varphi$  потенциали дейлади:

$$\varphi = \frac{W_p}{q}. \quad (40.2)$$

Бундан электростатик майдондаги заряднинг  $W_p$  потенциал энергияси  $q$  заряднинг электр майдоннинг шу нуқтасидаги  $\varphi$  потенциалига кўпайтмасига тенг:

$$W_p = q\varphi. \quad (40.3)$$

Электр майдоннинг берилган нуқтасидаги электр заряднинг потенциал энергияси қиймати фақат электр майдоннинг характеристикин билан аниқланмасдан, балки майдоннинг берилган нуқтасига жойлаштирилган заряднинг ишораси ва потенциал энергияни саноқ бошининг ноль даражасини танлаш билан ҳам характерланади.

Потенциал-скаляр катталиkdir. Агар фазонинг бирор нуқтасида икки заряд бир вақтда потенциаллари  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  бўлган электр майдон ҳосил қилган бўлса, у ҳолда иккита электр майдоннинг  $\varphi$  потенциали  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  потенциалларнинг йигиндисига тенг бўлади:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2. \quad (40.4)$$

Исталган сондаги электр зарядлар ҳосил қилган электр майдон потенциалини шунга ўхаша усул билан топиш мумкин.

**Потенциаллар айрмаси.** Жисмларнинг ўзаро таъсирида энергия ўзаришининг ўлчови ишдир. Биз  $q$  электр заряднинг кўчишида электро-

статик майдон кучларининг  $A$  иши заряднинг  $\Delta W_p$  потенциал энергиясининг қарама-қарши ишора билан олинган ўзгаришига тенг бўлишини аниқлаган эдик, шунинг учун (40.1) ва (40.3) ифодалардан

$$A = q\varphi_1 - q\varphi_2 = \\ = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (40.5)$$

ни ҳосил қиласиз.

Электростатик майдонда электр зарядининг кўчишида майдон кучларининг иши заряд билан унинг ҳаракати траекторияси бошланғич ва охирги нуқталарининг потенциаллар айрмасига кўпайтасига тенг.

Зарядни фазонинг бир нуқтасидан бошқасига кўчиришда электростатик майдон кучлари бажарган иш заряднинг бу нуқталар орасидаги ҳаракат траекториясига боғлиқ бўлмагани учун электр майдон икки нуқтасининг  $\varphi_1 - \varphi_2$  потенциаллар айрмаси заряднинг ҳаракат траекториясига боғлиқ бўлмаган катталик ҳисобланади. Демак, потенциаллар айрмаси электростатик майдоннинг энергетик характеристикиси бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Агар вакуумдаги нуқтавий электр заряддан чексиз катта масофадаги майдон потенциали нолга тенг деб қабул қилинса, заряддан  $r$  масофада у қуидаги формула бўйича аниқланади:

$$\varphi = k \frac{q}{r}. \quad (40.6)$$

**Эквипотенциал сиртлар.** Электр майдон потенциали ҳамма нуқталарида бир хил

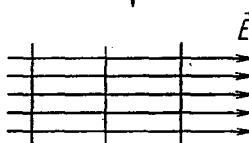
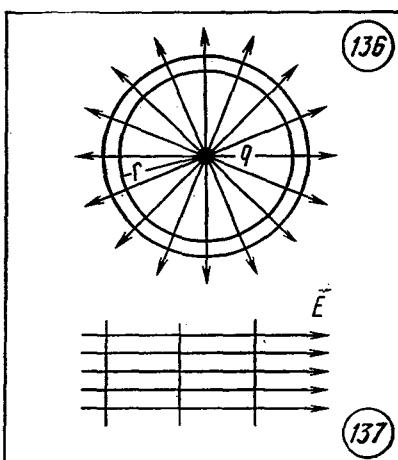
қийматга эга бўлган сирт эквипотенциал сирт дейилади. Эквипотенциал сиртдаги истаган икки нуқта орасидаги потенциаллар айрмаси нолга тенг, шунинг учун заряднинг эквипотенциал сирт бўйлаб истаган кўчишида электр майдон кучларининг иши нолга

тенг. Бу  $F_s$  куч вектори заряднинг эквипотенциал сирт бўйича ҳарақат траекториясининг истаган нуқгасида тезлик векторига перпендикуляр бўлади, демакдир. Бинобарин, электростатик майдоннинг кучланганлик чизиқлари эквипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади.

Марказида заряд жойлашган сфералар нуқтавий электр заряд майдонининг эквипотенциал сиртидир (136-расм).

Бир жинсли электр майдоннинг эквипотенциал сиртлари кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлган текисликлардан иборат (137-расм).

**Кучланиш.** Мусбат заряд майдоннинг бир нуқтаси



дан бошқасига күчганды истаган электр майдон бажаради-  
ган ишнинг заряднинг қийма-  
тига нисбати бу нуқталар  
орасидаги *кучланиш* дейилади:

$$U = \frac{A}{q}. \quad (40.7)$$

Бундан заряд күчганды  
электр майдон кучларининг  
иши нуқталар орасидаги  $U$   
кучланишнинг  $q$  зарядга кү-  
пайтмасига тенг:

$$A = qU. \quad (40.8)$$

Электростатик майдонда  
истаган икки нуқта орасидаги  
кучланиш шу нуқталарнинг  
потенциаллари айримасига  
тенг:

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (40.9)$$

Агар электр майдон нопотенциал бўлса, (40.9) тенглик бажарилмаслиги мумкинлиги бундан кейин кўрсатилади. Нопотенциал электр майдонларда электр заряднинг күчишида майдон кучларининг иши заряднинг бир нуқтасидан бошқасига ҳаракат траекториясига боғлиқ.

**Кучланиш бирлиги ва по-  
тенциаллар айримаси.** Кучла-  
ниш ва потенциаллар айрима-  
сининг СИ даги бирлиги *вольт*  
(В) деб аталади:

$$U = \frac{A}{q}, \quad 1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ Кл}}.$$

## 41. ЭЛЕКТР МАЙДОНДАГИ МОДДА

**Ўтказгичлар ва диэлектриклар.** Жисмларни электр хоссаларига қараб ўтказгичларга ва диэлектрикларга ажратиш мумкин. Электр заряд-

Кучланишнинг майдон кучланганлиги билан боғланиши. Мусбат  $q$  заряднинг бир жинсли майдон кучланганлик чизиги бўйича  $d$  масофага кўчишида  $\vec{F}_q$  кулон кучи

$$A = F_q d = qEd$$

га тенг иш бажаради.

Иккинчи томондан электр майдоннинг иши йўлнинг бошланғич ва охирги нуқталари орасидаги маълум  $U$  кучланиш бўйича топилиши мумкин:

$$A = qU.$$

Бинобарин, кучланганликнинг бир чизиги бўйлаб жойлашган бир жинсли электр майдондаги икки нуқта орасидаги  $U$  кучланиш майдоннинг  $\vec{E}$  кучланганлиги вектори мудулининг шу нуқталар орасидаги  $d$  масофага кўпайтмасига тенг:

$$U = Ed. \quad (40.10)$$

Бундан бир жинсли электр майдон кучланганлиги учун

$$E = \frac{U}{d} \quad (40.11)$$

ифодани топамиз.

(40.11) муносабатдан электр майдон кучланганлигининг СИ даги бирлиги *метрга вольт* (В/м) экани келиб чиқади:

$$\frac{1 \text{ В}}{1 \text{ м}} = 1 \text{ В/м.}$$

лари зарядланган жисмдан зарядланмаган жисмга ўта олиши мумкин бўлган жисмлар ўтказгичлар дейилади. Ўтказгичларнинг ўзи орқали электр

зарядларини ўтказиши қоби-  
лиятининг сабаби уларда эр-  
кин заряд ташувчиларнинг  
борлиги билан тушунтирила-  
ди. Қатиқ ва суюқ ҳолдаги  
металл жисмлар, электролит-  
нинг суюқ эритмалари ўтказ-  
гичга мисол бўлиши мумкин.

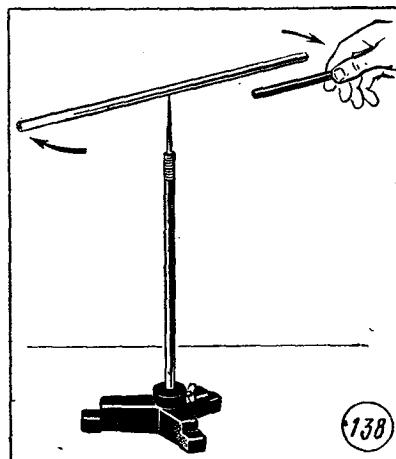
Электр зарядлар зарядлан-  
ган жисмдан зарядланмаган  
жисмга ўта олмайдиган жисм-  
лар диэлектриклар ёки изоля-  
торлар дейилади. Масалан, ҳа-  
во ва шиша, плексиглас ва  
эбонит, қуруқ ёғоч ҳамда қо-  
ғоз диэлектрикка мисол бўла  
олали.

**Электр майдонда ўтказ-  
гичлар.** Ўтказгичларда эркин  
электр зарядларининг мавжуд-  
лигини қўйидаги тажрибалар-  
да кузатиш мумкин. Учликка  
металл найда ўрнатамиш. Найдани  
электрометрнинг стерже-  
нига ўтказгич орқали улаб  
унда электр заряди йўқлиги-  
га ишонч ҳосил қиласмиш

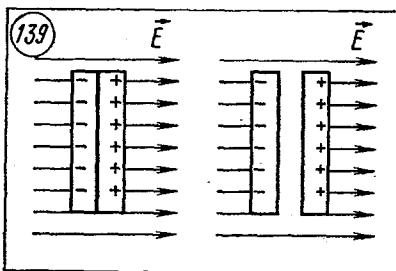
Энди эбонит таёқчани элек-  
трлаймиз ва найдани бир  
учига яқинлаштирамиз (138-  
расм). Найди зарядланган таё-  
қчага тортилиб, учига бу-  
рилади. Демак, найданинг  
эбонит таёқчага яқин бўлган  
шу учига ишораси таёқчанинг  
зарядига қарама-қарши бўл-  
ган электр заряд пайдо бўл-  
ган.

Агар зарядланган таёқча-  
нинг электр майдон таъсирида  
найданинг бир учига мусбат  
электр заряд пайдо бўлса, у  
ҳолда иккинчи учига электр  
заряднинг сақланиш қонунига  
мувофиқ унга абсолют кийма-  
ти бўйича тенг манфий электр  
заряд пайдо бўлиши керак.

Тажрибанинг кўрсатишича,  
ҳакиқатан ҳам электр майдон-



138



139

да бўлинган металл жисмнинг  
икки қисми электр зарядларга  
эга бўлар экан (139- расм). Бу  
зарядлар модуллари бўйича  
тенг ва ишораларига кўра қа-  
рама-қаршидир.

Электр майдонда жойлаш-  
тирилган ўтказгичда турли  
исмли зарядларнинг ажралиш  
ҳодисаси *электростатик ин-  
дукция* дейилади.

Электр майдонга ўтказгич  
жисмлар киритилганда унлаги  
эркин зарядлар ҳаракатга ке-  
лади. Зарядларнинг қайта тақ-  
симланиши электр майдонни  
ўзгартиради. Ўтказгичдаги  
электр майдоннинг кучланган-  
лиги нолга тенг бўлгандағина

зарядларнинг ҳаракати тўхтайди.

Эркин электронлар жисм сиртида электр майдон кучланганлиги вектори истаган нуқтада жисмнинг сиртига перпендикуляр бўлган ҳолда тақсимланганда эркин электронлар ўтказувчи жисмнинг сирти бўйлаб кўчиши тўхтайди. Шунинг учун электр майдонда истаган шаклдаги ўтказув-

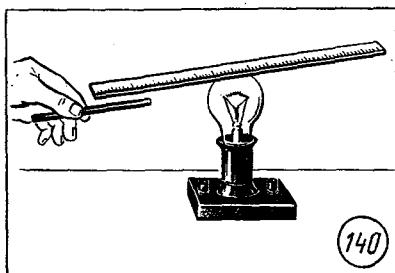
чи жисмнинг сирти эквипотенциал сирти ҳособланади.

Электр майдонда диэлектриклар. Бир метрли ёғоч чизични вертикаль ўқ атрофида айланадиган қилиб тагликка ўрнатамиз. (Масалан, чуғланма электр лампа таглик вазифасини бажариши мумкин). Металл найча ва зарядланган таёқча билан ўтказилгандек тажриба қиласиз (140-расм). Ёғоч чизич—диэлектрик жисм— ўтказувчи материалдан қилинган жисмга ўхшаш тортилишини тажриба кўрсатди. Бироқ, агар диэлектрикдан қилинган жисмни электр майдонда иккига бўлинса, у ҳолда бўлаклардан ҳар бири ҳам нейтрал бўлиб қолади. Электр майдонда жойлаштирилган диэлектрикда зарядлар бўлинмайди, демак, унда эркин зарядлар йўқ экан. Диэлектрикдан қилинган зарядланган жисмнинг зарядланган жисмга тортилишининг сабаби электр майдонда диэлектрикнинг қутбланишидир, яъни модданинг таркибига кирган турли исмли боғланган зарядларнинг қарама-қарши томонга кўчишидир.

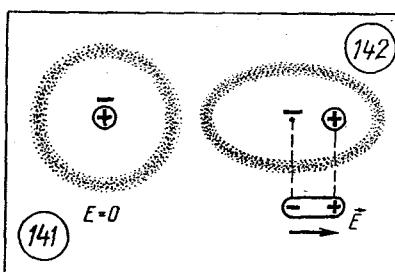
Электр майдон бўлмагандан электрон булат атом ядросига нисбатан симметрик жойлашади (141-расм), кучланганлиги

$\vec{E}_0$  га тенг электр майдонда эса у ўз шаклини ўзгартиради ва манфий зарядланган электрон булатнинг маркази мусбат атом ядроси маркази билан мос тушмайди (142-расм).

Қутбланиш натижасида модданинг сиртида боғланган зарядлар пайдо бўлади (143-расм). Бу зарядлар диэлект-

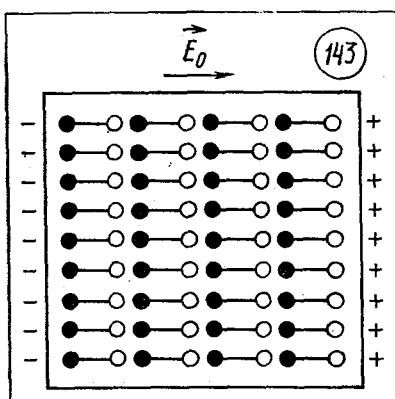


(140)



(141)

(142)



(143)

рикдаги нейтрал жисмлар билан зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсирилашувига сабаб бўлади. Диэлектрик сиртида боғланган зарядлар вужудга келтирадиган электр майдон-

нинг  $\vec{E}_m$  кучланганлик вектори диэлектрик ичидаги қутбланиши юзага келтирган ташки электр майдоннинг  $\vec{E}_0$  кучланганлик векторига қарамакарши йўналган (144-расм).

Диэлектрик ичидаги  $\vec{E}$  электр майдон кучланганлиги қўйидагига тенг бўлади:  $\vec{E} = \vec{E}_0 + + \vec{E}_n$  ёки  $E = E_0 - E_n$ .

Вакуумдаги электр майдоннинг  $\vec{E}_0$  кучланганлик модулининг бир жинсли диэлектрикдаги электр майдоннинг  $\vec{E}$  кучланганлик модулига нисбатига тенг физик катталик мoddанинг *диэлектрик сингидирувчалиги* дейилади:

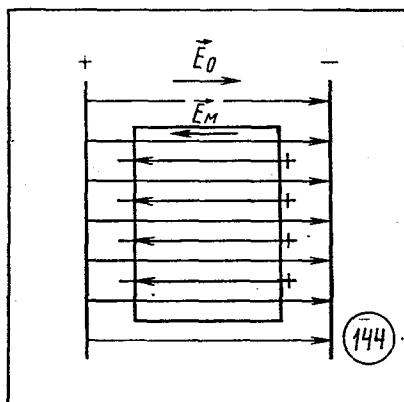
$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (41.1)$$

Диэлектрикда электр зарядларнинг ўзаро таъсири.

## 42. ЭЛЕКТР СИФИМИ

**Конденсаторлар.** Турли исмли электр зарядларни ажратишнинг энг содда усууллари—тегиши натижасида электрлаш, электростатик индукция жисмлар сиртида нисбатан унча кўп бўлмаган эркин электр зарядларга олишга имкон беради. Турли ишорали электр зарядларни жуда катта миқдорда тўплаш учун *конденсаторлар* қўлланилади.

Конденсатор—бу икки ўт-



(144)

Диэлектрикда электр майдон кучланганлигининг вакуумдаги майдон кучланганлигига нисбатан  $\varepsilon$  марта камайиши диэлектрикдаги нуқтавий электр зарядларнинг электростатик ўзаро таъсири кучининг шунчалик камайишига олиб келаади. Шунинг учун диэлектрикда электр зарядларнинг ўзаро таъсири ҳоли учун Кулон қонуни бундай кўринишда бўлади:

$$F_s = k \frac{|q_1||q_2|}{\epsilon r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\varepsilon} \times \times \frac{|q_1||q_2|}{r^2}. \quad (41.2)$$

казгич (қоплама) дан иборат система бўлиб, қалинлиги ўтказгичнинг ўлчамларига нисбатан кичик бўлган диэлектрик қатлами билан ажратилган. Масалан, параллел жойлаширилган ва бир-биридан диэлектрик қатлами билан ажратилган иккита ясси металла пластиналар ясси конденсатор ҳосил қиласи.

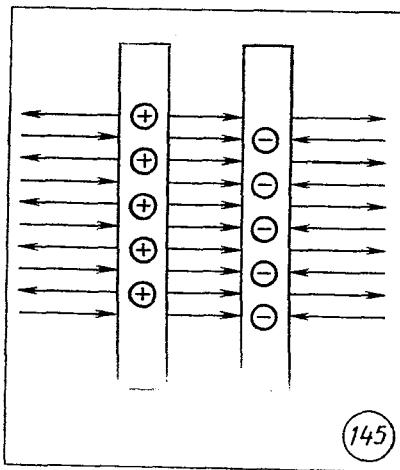
Агар ясси конденсаторнинг пластиналарига модули бўйи-

ча тенг қарама-қарши ишоралы зарядлар берилса, пластиналар орасидаги электр майдон кучланғанлиги битта пластина майдон кучланғанлигидан иккى марта катта бўлади. Пластиналардан ташқаридан электр майдон кучланғанлиги нолга тенг бўлади, чунки иккى пластиналаги турли ишорали тенг зарядлар пластиналар ташқарисида модуллари бўйича тенг, йўналишлари бўйича қарама-қарши кучланғанлик ҳосил қиласди (145-расм).

**Конденсаторнинг электр сифими.** Конденсатор пластиналаридан биридаги  $q$  заряд нинг конденсатор қопламалари орасидаги кучланишга нисбати билан аниқланадиган физик катталик **конденсаторнинг электр сифими** дейилади:

$$C = \frac{q}{U}. \quad (42.1)$$

Пластиналарнинг жойлашви ўзгармаганда конденсаторнинг электр сифими пластиналарда заряд истаганча



бўлганда ҳам ўзгармас бўлади.

**Электр сифими бирлиги.** Электр сифими бирлиги халқаро бирликларда *фараад* ( $\Phi$ ). Конденсаторнинг қопламалари га 1 Кл дан гурли исмли зарядлар берилганда қопламалар орасидаги кучланиш 1 В га тенг бўлган конденсаторнинг сифими 1  $\Phi$  бўлади.  $1 \Phi = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}}$ .

Амалда электр сифимининг улуш бирликлари — микрофарад ( $\mu\Phi$ ), нанофарад ( $n\Phi$ ), ва пикофарад ( $p\Phi$ ) кенг қўлланилади:

$$\begin{aligned} 1 \text{ мкФ} &= 10^{-6} \Phi, \\ 1 \text{ нФ} &= 10^{-9} \Phi, \\ 1 \text{ пФ} &= 10^{-12} \Phi. \end{aligned}$$

**Яssi конденсаторнинг электр сифими.** Яssi конденсаторнинг иккита пластиналари орасидаги  $\vec{E}$  майдон кучланғанлиги пластиналардан ҳар бири вужудга келтираётган майдон кучланғанларни йиғиндисига тенг:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

Агар  $S$  юзли пластинада  $+q$  ва  $-q$  электр зарядлар жойлашган бўлса, у ҳолда (39.5) ва (38.6) формулаларга мувофиқ пластиналар орасидаги майдон кучланғанлиги модули учун қўйидагини ёзишимиз мумкин:

$$E = \frac{|\sigma|}{2\epsilon_0} + \frac{|\sigma|}{2\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 S}. \quad (42.2)$$

Бир жинсли электр майдон учун  $E$  кучланғанлик билан  $U$  кучланиш орасидаги

боғланиш  $E = \frac{U}{d}$  ифода билан берилади, бунда  $d$  — мазкур ҳолда пластиналар орасидаги масофа,  $U$  — конденсатордаги кучланиш.

(42.1), (42.2) ва (40.11) ифодалардан қуийдагини ҳосил қиласиз:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{ES\epsilon_0}{U} = \frac{SU\epsilon_0}{dU} = \frac{\epsilon_0 S}{d}. \quad (42.3)$$

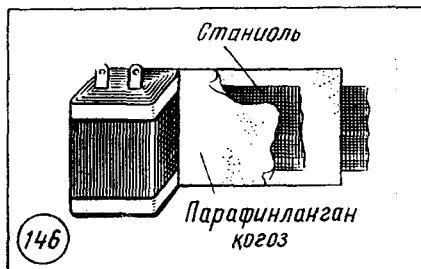
Конденсаторнинг электр сифими қопламаларнинг юзига тўғри пропорционал ва қопламалар орасидаги масофага тескари пропорционал.

Конденсатор қопламалари орасига диэлектрик киритилгандан унинг электр сифими 6 марта ортади:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (42.4)$$

Конденсаторларнинг тузилиши ва турлари. (42.3) ифода конденсатор пластиналарининг  $S$  юзини ортириш, улар орасидаги  $d$  масоғани камайтириш ва  $\epsilon$  диэлектрик сингдирувчанлиги қийматлари катта бўлган диэлектрикларни қўлланиш йўли билан конденсаторнинг электр сифимини ортириш мумкинлигини кўрсатади.

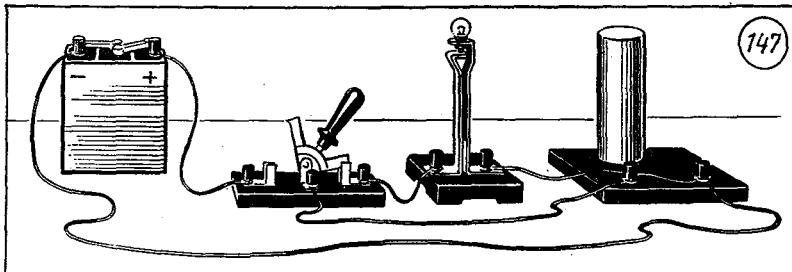
Материалларни тежаш мақсадида конденсаторларнинг металл электродлари одатда юпқа зар қоғоз (фольга) кўринишида тайёрланади. Изоляцияловчи қистирма сифатида парафинланган қоғоз, полистироль, слюда, керамикадан фойдаланилади. Фойдаланилаётган диэлектрикнинг турига қараб конденсаторлар



қоғозли, слюдали, полистиролли, керамик, ҳаво конденсаторлари дейилади. Қоғозли конденсатор бир-биридан парафинланган қоғоз полосалари билан изоляцияланган иккита металл фольга (зар қоғоз) полосасидан тайёрланади. Фольга листларидан қилинган махсус изоляторлар орқали конденсаторни электр тармоғига улаш учун иккита чиқариш учлари қилинади (146-расм). Бошқа турдаги конденсаторлар ҳам шунга ўхшаш тузилган.

Ўзгармас сифимили конденсаторлар билан бирга амалда ўзгарувчан сифимили конденсаторлар ҳам қўлланилади. Конденсаторнинг электр сифими одатда унинг пластиналарининг ўзаро вазиятини ўзgartириш билан ростланади. Қарама-қарши турган пластиналарнинг юзи ортирилганда конденсаторнинг электр сифими ортади, камайтирилганда — камаяди.

Зарядланган конденсатор энергияси. Конденсаторни зарядлаймиз ва унинг чиқариш учларига электр лампа улаймиз (147-расм). Лампа уланганда қисқа муддатли ёруғлик чақнаши кузатилади. Бу тажрибадан зарядланган конден-



сатор энергияга эга экани көлиб чиқади.

Агар электр сифими  $C$  га тенг бўлган конденсаторнинг қопламаларида  $+q$  ва  $-q$  зарядлар бор бўлса, у ҳолда (42.1) формулага мувофиқ конденсатор қопламалари орасидаги кучланиш

$$U = \frac{q}{C} \quad (42.5)$$

га тенг бўлади.

Конденсаторни зарядсизлаш жараёнида унинг қопламалари орасидаги кучланиш  $q$  зарядга тўғри пропорционал равишда дастлабки  $U$  қийматдан 0 гача камаяди. Зарядсизланниш жараёнида кучланишнинг ўртacha қиймати

$$U_{\text{yp}} = \frac{U}{2} = \frac{q}{2C} \quad (42.6)$$

га тенг.

Конденсаторни зарядсизлашда электр майдон бажарган  $A$  иш учун

$$A = qU_{\text{yp}} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} \quad (42.7)$$

га эга бўламиз. Бинобирин, электр сифими  $C$  га тенг бўлиб,  $U$  кучланганишгача зарядланган конденсаторнинг  $W_p$  потенциал энергияси

$$W_p = A = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} \quad (42.8)$$

га тенг.

Конденсатор қопламалари орасидаги электр майдон энергияга эга бўлгани сабабли конденсатор энергияга эга. Майдоннинг  $E$  кучланганлиги  $U$  кучланишга пропорционал, шунинг учун электр майдоннинг энергияси унинг кучланганлиги квадратига пропорционал.

Конденсаторларнинг қўлланилиши. Электр зарядларини ва электр майдон энергиясини тўпловчилар сифатида конденсаторлар турли хил радиоэлектрон ассобларда ва электротехник қурилмаларда кенг қўлланилади. Улар ўзгарувчан ток тўғрилагичларида пульсацияларни бир текис қилиш учун, токнинг ўзгармас ва ўзгарувчан ташкил этувчилини ажратиш учун, радиопередатчик ҳамда радиоприёмникларнинг электр тебраниш контурларида, лазер техникиси соҳасида бошқариладиган термоядро синтезида, физик экспериментларни ўтказишда электр энергиянинг катта заиласарини йиғиш учун қўлланилади.

## 43. ОМ ҚОНУНИ

**Электр токи.** Электр зарядларнинг тартибли ҳаракати электр токи дейилади. Электр токининг йўналиши учун мусбат зарядларнинг йўналиши қабул қилинган.

Электр зарядлар электр майдон таъсирида тартибли ҳаракатланиши мумкин. Шунинг учун электр токи мавжуд бўлишининг етарли шарти электр майдон ва электр зарядни эркин ташувчиларнинг мавжудлигидир.

Электр майдон, масалан, иккита турли исмли зарядланган жисмлар билан вужудга келтирилиши мумкин. Турли исмли зарядланган жисмларни ўтказгичлар билан туташтириб, қисқа вақт давомида оқиб ўтувчи электр токини ҳосил қилиш мумкин.

Ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан  $\Delta t$  вақт оралиғида ўтадиган  $\Delta q$  заряднинг шу вақт оралиғига нисбати  $I$  ток кучи дейилади:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Агар ток кучи вақт ўтиши билан ўзгармас бундай электр токи ўзгармас ток дейилади.

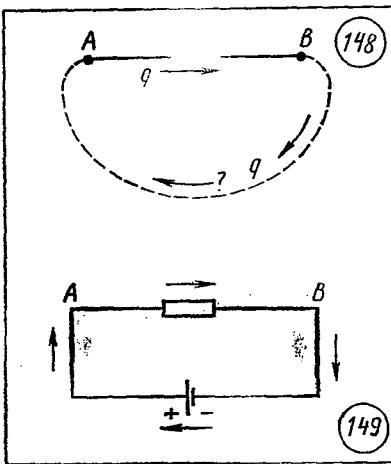
**Ўзгармас ток манбай.** Ўтказгичда узоқ вақт ток мавжуд бўлиши учун электр токи вужудга келадиган шароитларни доим таъминлаб туриш зарур.

Агар дастлабки пайтда ўтказгичнинг A нуқтасидаги потенциал B нуқтасидаги потенциалдан юқори бўлса (148-расм), у ҳолда мусбат  $q$  зарядни A нуқтадан B нуқтага кўчириш улар орасидаги по-

тенциаллар фарқининг камайишига олиб келади. Потенциаллар фарқи ўзгармасдан қолиши учун худди шундай  $q$  зарядни B нуқтадан A нуқтага кўчириш керак.

Электр зарядлар A нуқтадан B нуқтага электр майдон кучлари таъсирида ҳаракатланиди. Уларнинг B нуқтадан A нуқтага кўчиши электр майдон кучлари йўналишига қарши бўлади. Зарядни бундай кўчириш ўзгармас ток манбалари деб аталувчи қурилмаларда ишлатилувчи ноэлектростатик табиатдаги кучлар таъсирида амалга оширилиши мумкин.

**Ташқи кучлар.** Ўзгармас ток манбай ичида электростатик майдон кучлари таъсири йўналишига қарши электр зарядларининг кўчишини вужудга келтирувчи кучлар ташқи кучлар дейилади. Гальваник элементда ёки аккумуляторда ташқи кучлар электродларнинг бўлиниш чегарасида —



электролитда рўй берадиган электрохимияй жараёнлар натижасида вужудга келади. Ўзгармас ток машинасида Лоренц кучи ташқи куч ҳисобланади.

Ўзгармас ток электр занжирни. Битта гальваник элемент ва ўтказгичдан тузилган ўзгармас электр токининг энг содда электр занжирини қараб чиқамиз (149-расм). Занжирнинг ташқи қисмида электр зарядлар электр майдон кучлари таъсирида ҳаракатланади. Ўтказгич ичидаги зарядларнинг кўчиши ўтказгичнинг ҳамма нуқталари потенциалларининг тенглашувига олиб келмайди, чунки ток манбай вақтнинг ҳар бир моментида электр занжирнинг бир учига ташқи электр занжирининг бошча учига ундан қанча зарядланган зарралар ўтган бўлса, шунча миқдорда зарядланган зарра етказиб туради. Шунинг учун электр занжирнинг ташқи қисмининг боши ва охири орасидаги кучланиш ўзгармасдан сақланади; бу занжирда ўтказгичлар ичидаги электр майдон кучланганлиги нолдан фарқ қиласди ва вақт ўтиши билан ўзгармасдир.

Занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни. Немис физиги Георг Ом (1787–1854) 1826 йилда электр занжирининг қисми ҳисобланган металл ўтказгичнинг учлари орасидаги  $U$  кучланишнинг занжирдаги  $I$  ток кучига нисбати ўзгармас катталик эканини аниқлади:

$$\frac{U}{I} = R = \text{const.} \quad (43.1)$$

Бу  $R$  катталикин ўтказгич-

нинг электр қаршилиги дейилади.

СИ да электр қаршилик бирлиги – ом (Ом). Ток кучи  $1 \text{ A}$  бўлганда кучланиш  $1 \text{ V}$  га тенг бўлган занжирнинг қисми  $1 \text{ Om}$  электр қаршилика эга бўлади:

$$1 \text{ Om} = \frac{1 \text{ V}}{1 \text{ A}}.$$

Тажрибанинг кўрсатишича, ўтказгичнинг электр қаршилиги унинг  $I$  узунлигига тўғри пропорционал ва  $S$  кўндаланг кесими юзига тескари пропорционал:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (43.2)$$

Мазкур модда учун ўзгармас бўлган  $\rho$  параметр модданинг солиштирма электр қаршилиги дейилади.

Занжир қисмидаги  $I$  ток кучининг  $U$  кучланишга ва  $R$  электр қаршилигига тажрибада аниқланган боғланиши занжирнинг бир қисми учун  $\text{Om}$  қонуни дейилади:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (43.3)$$

$I$  ток кучи  $U$  кучланишга тўғри пропорционал ва занжир қисмининг  $R$  электр қаршилигига тескари пропорционал.

Ўтказгичларни кетма кет ва параллел улаш. Ўзгармас ток электр занжирларида ўтказгичлар кетма-кет ва параллел уланиши мумкин. Ўтказгичлар кетма-кет уланганда биринчи ўтказгичнинг охири иккинчи ўтказгичнинг боши билан уланади ва ҳоказо Бунда  $I$  ток кучи ҳамма ўтказгичларда бир хил,  $U$  кучла-

ниш эса бутун занжир учларида кетма-кет уланган ҳамма ўтказгичларнинг кучланишлари йиғиндисига тенг. Масалан, электр қаршиликлари  $R_1$ ,  $R_2$  ва  $R_3$  бўлган учта кетма-кет уланган 1, 2, 3 ўтказгичлар учун (150-расм)

$$U = U_1 + U_2 + U_3 \quad (43.4)$$

ни ҳосил қиласиз. Ом қонунига кўра занжирнинг бир қисми учун

$$U_1 = IR_1, \quad U_2 = IR_2, \quad U_3 = IR_3$$

ва  $U = IR$  (43.5)

бўлади, бунда  $R$  — кетма-кет уланган ўтказгичларда занжир қисмининг тўлиқ қаршилиги. (43.4) ва (43.5) ифодалардан  $IR = I(R_1 + R_2 + R_3)$  ни ҳосил қиласиз. Шундай қилиб,

$$R = R_1 + R_2 + R_3. \quad (43.6)$$

Ўтказгичлар кетма-кет уланганда уларнинг умумий электр қаршилиги ҳамма ўтказгичлар қаршиликларининг йиғиндисига тенг.

(43.5) муносабатдан кетма-кет уланган ўтказгичлардаги кучланиш улардаги қаршилика тўғри пропорционал экани келиб чиқади:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_1}{R_2}$$

1, 2, 3 ўтказгичларни параллел улаганда (151-расм) уларнинг бошлари ва охирлари ток манбаига уланадиган умумий нуқталари бўлади. Бунда  $U$  кучланиш ҳамма ўтказгичларда бир хил бўлади,  $I$  ток кути эса тармоқланмаган занжирда параллел уланган ҳамма ўтказгичлардаги ток кучларининг йиғиндисига тенг. Қаршиликлари  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$

бўлган учта параллел уланган ўтказгичлар учун занжирнинг бир қисми учун Ом қонунига асосан

$$I_1 = \frac{U}{R_1}, \quad I_2 = \frac{U}{R_2},$$

$$I_3 = \frac{U}{R_3} \quad (43.7)$$

ни ёзамиз.

Параллел уланган учта ўтказгичдан иборат электр занжирни қисмининг умумий қаршилигини  $R$  билан белгилаб, тармоқланмаган занжир учун

$$I = \frac{U}{R} \quad (43.8)$$

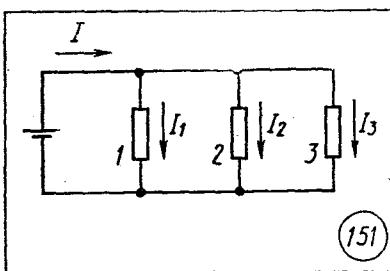
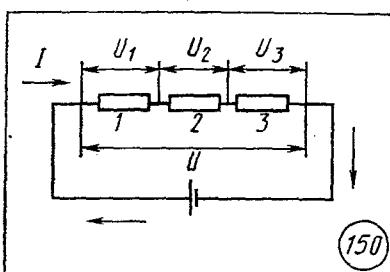
тenglikni ҳосил қиласиз.

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (43.9)$$

бўлгани учун (43.7), (43.8) ва (43.9) ифодалардан

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (43.10)$$

келиб чиқади.



Ўтказгичларни параллел улашда занжирнинг умумий қаршилигига тескари бўлган катталик параллел уланган ҳамма ўтказгичлар тескари қаршиликларининг йиғиндисига тенг.

Параллел улаш усули электр ёритиш лампаларини ва уйрўзгор электр асбобларини электр тармоғига улашда кенг қўлланилади.

Электр токининг иши ва қуввати. Электр токини ҳосил қиливчи электр майдон кучларининг иши токнинг иши дейилади. Электр қаршилиги  $R$  бўлган занжир қисмидаги  $\Delta t$  вақт давомида электр майдон кучларининг  $A$  иши ёки электр токининг иши

$$A = \Delta q U = IU \Delta t = I^2 R \Delta t \quad (43.11)$$

га тенг.

Электр токининг қуввати токнинг  $A$  ишининг шу иш бажарилган  $\Delta t$  вақтга нисбатига тенг:

$$P = \frac{A}{\Delta t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. -$$

Электр токининг иши жоул билан, қувват эса-ватт билан ифодаланади.

Агар занжир қисмida электр майдон таъсирида механик иш бажарилмаса ва моддаларнинг химиявий айланишлари бўлмаса, у ҳолда электр майдоннинг иши фақат ўтказгичнинг қизишигагина олиб келади. Бунда электр токининг иши токли ўтказгич ажратган иссиқлик миқдорига тенг бўлади:

$$Q = I^2 R \Delta t. \quad (43.12)$$

(43.12) қонунни инглиз оли-

ми Жејмс Жоуль (1818—1889) ва рус олими Эмилӣ Христианович Ленц (1804—1865) тажрибада аниқлашган эди, шунинг учун Жоуль—Ленц қонуни деб аталади.

Ток манбанинг ички қаршилиги. Ток манба ва электр қаршилиги  $R$  бўлган ўтказгичлардан тузилган электр занжиринда электр токи занжирнинг фақат ташқи қисмida иш бажармасдан, балки ички қисмida ҳам иш бажаради. Масалан, чўғланиш лампаси чўнтак фонарининг гальваник батареясига уланганда электр токи лампанинг фақат спирали ва уловчи симларинигина эмас, балки батареянинг ўзини ҳам қизитади. Ток манбанинг электр қаршилиги ички қаршилик дейилади. Электромагнит генераторда генератор чулғами симининг электр қаршилиги ички қаршилик ҳисобланади. Электр занжирининг ички қисмida

$$Q_{иch} = I^2 r \Delta t \quad (43.13)$$

га тенг иссиқлик миқдори ажралади, бунда  $r$ —ток манбанинг ички қаршилиги.

Ташқи ва ички қисмининг қаршиликлари  $R$  ва  $r$  бўлган берк занжирда ўзгармас ток оқишида ажралиб чиқадиган тўла иссиқлик миқдори

$$Q_{тўла} = I^2 R \Delta t + I^2 r \Delta t = I^2 (R + r) \Delta t \quad (43.14)$$

га тенг.

Электр юритувчи куч. Ўзгармас токнинг берк занжирни бўйлаг зарядлар ҳаракатланганда электростатик майдон кучлари бажарган тўла иш нолга тенг. Демак, берк электр

занжирида электр токи бажарған бутун иш манба ичидә за-рядларнинг бўлинишини ва ток манбанинг чиқишида ўзгармас кучланишни таъминловчи ташқи кучларнинг таъсири ҳисобига бажарилган бўлади.  $q$  зарядни занжир бўйлаб кўчиришда ташқи кучлар бажарадиган  $A_t$  ишнинг шу заряд миқдорига нисбатига манбанинг  $\mathcal{E}$  электр юритувчи кучи (ЭЮК) дейилади:

$$\mathcal{E} = \frac{A_m}{\Delta q}, \quad (43.15)$$

бунда  $\Delta q$  — кўчирилаётган заряд.

Электр юритувчи куч кучланиш ёки потенциаллар айирмаси каби бирликларда, яъни вольтларда ифодаланади.

Тўлиқ занжир учун Ом қонуни. Агар берк электр занжирдан ўзгармас электр токи ўтиши натижасида ўтказгичлар фақат қизиса, у ҳолда энергиянинг сақланиш қонунига биноан ток манбанинг

#### 44. Металларда электр токи

Металлардаги электр токининг табиати. Суюқ ва қаттиқ ҳолдаги ҳамма металлар электр токини ўтказади. Максус ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, электр токи ўтганда металл ўтказгичларнинг массаси ва уларнинг химиявий таркиби ўзгармайди. Шу асосдә металларда электр токини вужудга келтиришда фақат электронлар иштирок этади деб фараз қилиш мумкин. Металларда электр токининг электрон табиати ҳақидаги фаразлар собиқ совет физиклари Л. И. Ман-

ташқи кучлари ишига тенг бўлган берк занжирдаги электр токининг тўлиқ иши занжирнинг ташқи ва ички қисмларидаги ажралган иссиқлик миқдорига тенг бўлади:

$$A = A_t = Q_{1, \text{улик}}. \quad (43.16)$$

(43.14), (43.15) ва (43.16) ифодалардан

$$\Delta q \mathcal{E} = I^2(R + r)\Delta t \quad (43.17)$$

ни ҳосил қиласиз.  $\Delta q = I\Delta t$  бўлгани учун

$$\mathcal{E} = I(R + r), \quad (43.18)$$

ёки

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \quad (43.19)$$

Электр занжирдаги ток кучи ток манбанинг  $\mathcal{E}$  электр юритувчи кучига тўғри пропорционал ва занжирнинг ташқи ҳамда ички қисмларининг электр қаршиликлари йиғиндисига тескари пропорционал. (43.19) ифода тўлиқ занжир учун Ом қонуни дейилади.

дэльштам ва Н. Д. Папалекси ҳамда америкалик физиклар Т. Стюарт ва Р. Толмен тажрибаларида тасдиқланди. Бу тажрибаларда тез айланётган ғалтак бирдан тўхтатилганда ғалтак симида манфий зарядланган заррачалар—электронлар томонидан вужудга келтириладиган электр токи пайдо бўлиши кузатилди.

Электр майдони бўлмаганда эркин электронлар металл кристалида хаотик ҳаракатланиди. Электр майдон таъсирида электронлар хаотик ҳара-

катланишдан ташқари яна бир йўналишда тартибли ҳаракатлана бошлайди ва ўтказгичда электр токи вужудга келади. Эркин электронлар кристалл панжаранинг ионлари билан тўқнашади, бунда улар ҳар бир тўқнашишда электр майдон таъсиридаги эркин югуришда олган кинетик энергиясини беради. Натижада металлда электронларнинг тартибли ҳаракатини бирор ўзгармас  $\rightarrow$  тезлик билан текис ҳаракат деб қарашиб мумкин.

Электронларнинг электр майдон таъсирида олган кинетик энергияси урилишда кристалл панжаранинг ионлари орқали узатилгани учун ўзгармас ток ўтиб турганда ўтказгич қизиди.

**Металларнинг солиштирма электр қаршилигининг температурага боғлиқлиги.** Металларнинг солиштирма қаршилиги қизиганда тахминан қуйидаги чизиқли қонун бўйича ортади (152-расм):

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (44.1)$$

бунда  $\rho$  — металлнинг  $t$  температурадаги солиштирма электр қаршилиги,  $\rho_0$  — бу  $0^{\circ}\text{C}$  даги солиштирма қаршилик,  $\alpha$  — қаршилигининг температура коэффициенги бўлиб, ҳар бир металл учун алоҳида бўлади.

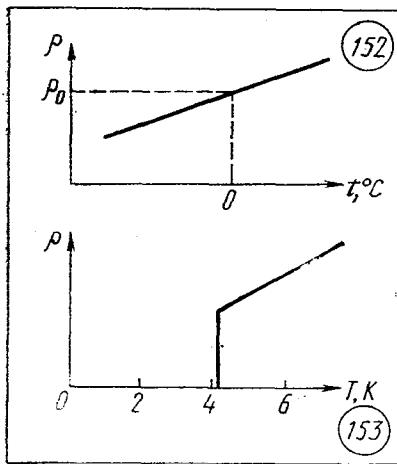
Температура абсолют нолга яқинлашиши билан монокристалларнинг солиштирма қаршилиги жуда кичик бўлиб қолади. Бу ҳол шу ҳақда далолат берадики, металлнинг идеал кристалл панжарасида электронлар панжарадаги ионлар билан ўзаро таъсирилаш масдан электр майдон таъси-

рида кўчади (ҳаракатланади). Бунда уларнинг эркин югуриш узунлиги тахминан 1 см қийматга эришиши мумкин, яъни кристаллдаги атомлараро масофадан  $10^7$  —  $10^8$  марта ортиқ бўлади. Электронлар фақат кристалл панжаранинг тугуларида жойлашмаган ионлар билангина ўзаро таъсирилашади.

Температура кўтарилганда ионларнинг иссиқлик тебраниши сабабли кристалл панжарада дефектлар сони ортади, бу кристаллнинг солиштирма қаршилигининг ортишига олиб келади.

Металларнинг электр қаршилиги ўтказувчанлик электронларининг панжаранинг турли дефектлари билан ўзаро таъсирига боғлиқлиги металл кристалларининг солиштирма қаршилиги уларда киритмаларнинг мавжудлигига жуда кучли боғлиқлиги ҳам ишонтиради. Масалан, 1% марганец киритмасини киритиш миснинг солиштирма қаршилигини уч марга ортиради.

**Ўта ўтказувчанлик.** 1911 йилда нидерланд олим Гейке Камерлинг-ОНнес (1853—1926) симобнинг температураси 4,1 K гача пасайтирилганда унинг солиштирма қаршилиги сакраб нолгача камайишини кузатди (153-расм). Абсолют нолдан фарқли температурада солиштирма қаршилигининг нолгача камайиш ҳодисаси ўта ўтказувчанлик дейилади. Абсолют нолдан фарқ қилувчи баъзи температуralарда ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиш қобилиятига эга бўлган материаллар ўта ўтказгичлар дейилади.



Үта ўтказгичдан ток ўтганда энергия йўқотилмайди, шунинг учун үта ўтказувчан ҳалқада бир марта йўқотилған электр токи чексиз узоқ вақт ўзгаришсиз сақланаб туриши мумкин.

Үта ўтказувчан материалар электромагнитларда қўлланилмоқда. Үта ўтказувчан электр узатиш линияларини яратишга йўналтирилган тадқиқотлар олиб борилмоқда.

Үта ўтказувчаник ҳодисасидан амалда кенг фойдаланиш 1985 йилда кашф қилингандар керамикнинг (сопол) — лантан, барий, мис ва кислород биримасининг үта ўтказувчанилиги туфайли яқин йилларда ҳақиқатга айланиши мумкин. Бундай сополларнинг үта ўтказувчанилиги тахминан 100 К температурагача сақланади.

**Ўтказгичда электронларнинг тартибли ҳаракатининг тезлиги.** Ўтказгичдаги эркин электр зарядларининг тартибли ҳаракатининг тезлигини

аниқлаш учун эркин заряд ташувчиликнинг  $I$  концентрациясини ва  $I$  ток кучини билиш керак. Агар ўтказгичдаги эркин электр зарядлар концентрацияси  $n$  бўлса, у ҳолда  $\Delta t$  вақт оралигидан ўтказгичнинг  $S$  кўндаланг кесимидан уларнинг тартибли ҳаракат тезлиги  $v$  бўлганда.

$$\Delta q = enV = enSv\Delta t$$

га тенг  $\Delta t$  электр заряди ўтади, бунда  $e$  — электрон заряди модули. Бунда ўтказгичдаги  $I$  ток кучи

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = enSv$$

га тенг бўлади. Бу тенгламадан ўтказгичдаги электронларнинг тартибли ҳаракатининг  $v$  тезлиги

$$v = \frac{I}{enS}$$

га тенг бўлади.

Металларда эркин электронлар концентрацияси тахминан атомлар концентрациясига тенг, электрон заряди модули  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Кўндаланг кесим юзи  $S = 1$  мм  $= 10$  м бўлган ўтказгич учун ток кучи  $I = 1$  А бўлганда электронларнинг тартибли ҳаракат тезлиги:

$$v = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-29} \cdot 10^{-6}} \text{ м/с} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ м/с.}$$

1 с да электронлар ўтказгичда тартибли ҳаракат ҳисобига 0,1 мм дан камроқ масофага кўчади.

Ўтказгичларда эркин зарядларнинг тартибли ҳаракати тезлигининг қиймати жуда ки-

чик бўлиши электр лампалар ёнишини, электромоторларнинг ишлаб кетишини ва ҳоказо кечиктирумайди, чунки электр занжири уланганда ўтказгичлар бўйлаб электромагнит май-

дон ёруғлик тезлигига тарқалади. Бу майдон электр занжирнинг ҳамма ўтказгичларида деярли бир вақтда эркин электр зарядларни ҳаракатга келтиради.

## 45. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

Кристалл ҳолатдаги кўпчилик моддалар металлар сингари электр токини яхши ўтказувчи модда бўлмайди, лекин уларни диэлектриклар қаторига ҳам киритиб бўлмайди, чунки улар яхши изолятор ҳисобланмайди. Бундай моддалар олим ва инженерларнинг диққат-эътиборини узоқ вақт ўзига жалб қилмади.

Ҳозир яrim ўтказгич деб аталувчи бундай моддаларнинг физик хоссаларини системали равишда текширишни бошлаганлардан бири буюк физик Абрам Фёдорович Иоффе эди

Яrim ўтказгичлар фақат „ёма ўтказгич“ бўлиб қолмасди, балки улар металлардан ҳам, диэлектриклардан ҳам фарқ қилувчи кўпгина ажойиб физик хоссаларга эга бўлган кристалларнинг алоҳида синфидир.

Агар металларда температура кўтарилиши билан солишимдир қаршилиқ ортса, у ҳолда яrim ўтказгичларда камаяди. Яrim ўтказгичли кристаллар ёритилганда ҳам уларнинг солишимдир қаршилиги камаяди.

Бироқ яrim ўтказгичнинг энг ажойиб хоссаси ҳар хил типдаги иккита яrim ўтказгичли кристаллар контактиниң бир томонлама ўтказиш хоссаси бўлди. Замонавий ра-

диоэлектроника, автоматика ва ҳисоблаш техникасининг моддий базаси бўлиб хизмат қилувчи турли хил яrim ўтказгичли асбобларни яратишида бу хоссадан фойдаланилади.

**Яrim ўтказгичларнинг хусусий ўтказувчанлиги.** Электронни озод қилиш учун 1,5—2 эВ дан ортиқ бўлмаган энергия талаб қилинадиган кристаллар одатда яrim ўтказгичларга киради. Боғланиш энергияси қиймати каттароқ бўлган кристаллар диэлектрикларга киради.

Атомлари ковалент боғланишли бириккан германий ва кремний кристаллари типик яrim ўтказгичлардир. Температура тахминан 300 К бўлганда яrim ўтказгичли кристаллда атомларнинг иссиқлик ҳаракати ўртача энергияси тахминан 0,04 эВ ни ташкил этади. Бу масалан, кремний атомидан валентли электронни узиш учун зарур энергиядан анча камдир (1,1 эВ). Бироқ иссиқлик ҳаракати энергиясининг нотекис тақсимланиши натижасида кремнийнинг баъзи атомлари ионлашади (154-расм).

Эркин электронларни қўшини атомлар ушлаб қололмайди, чунки уларнинг ҳамма валентли боғланишлари тўйинган. Эркин электронлар таш-

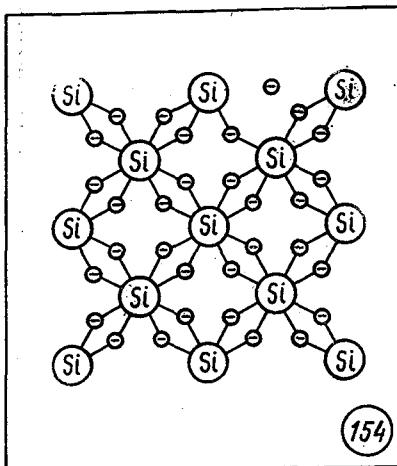
қи электр майдон таъсирида электрон ўтказувчанлик токини вужудга келтириб, кристаллда кўчиши мумкин.

Кристалл панжара атомларидан бирининг ташқи қобиғидан электроннинг узоқлашиши бу атомнинг мусбат ионга айланishiга олиб келади. Бу ион қўшини атомлардан бирининг электронини тутиб қолиб, нейтраллаши мумкин. Кейин электронларнинг атомлардан мусбат ионларга ўтишлари натижасида кристаллда электрон етишмаган жойнинг хаотик кўчиш жараёни юз беради. Ташқаридан бу жараён тешик вужудга келтирган мусбат электр зарядтинг кўчиши сифатида қабул ҳилинади. Кристалл электр майдонга жойлаштирилганда тешикларнинг тартиби ҳаракати—тешикли ўтказувчанлик токи вужудга келади.

Идеал ярим ўтказгичли кристаллда электр токи тенг миқдордаги манфий зарядланган электронлар ва мусбат зарядланган тешикларнинг ҳаракати натижасида вужудга келади. Ўтказувчанликинг бундай тури ярим ўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлиги дейилади.

Ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар концентрацияси хона температурасида металлардагидан анча кам бўлади. Шунинг учун ярим ўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги металларникидан одатда катта бўлади. Температура пасайганда ярим ўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги ортади — у борган сари диэлектрикка ўхшаб кетади.

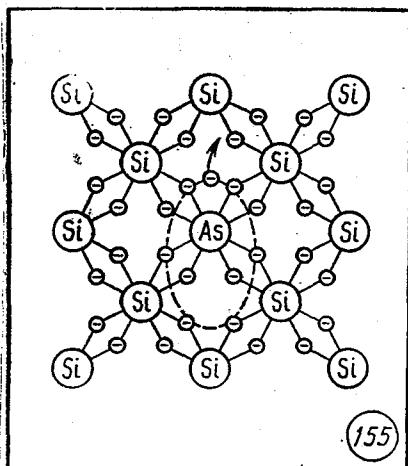
**Донор ва акцептор ара-**



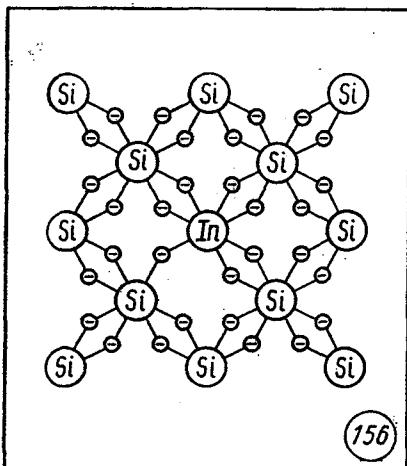
**лашма (киритма) лар.** Ярим ўтказгичларнинг хоссаси аралашмаларнинг таркибига кучли равишда боғлиқ. Аралашмалар икки хил бўлади—донор ва акцептор аралашмалар. Агар, масалан, кремний кристаллида мишъяқ атомлари аралашмаси мавжуд бўлса, у ҳолда бу атомлар кристалл панжара тугунларида кремний атомлари ўрнини босади. Мишъякнинг беш валентли атоми кремнийнинг тўрт валентли атомлари билан ковалент боғланади, унинг бешинчи электрони эса боғланышларда банд бўлмай қолади (156-расм).

Бешинчи валент электронни кремний кристаллидаги мишъяқ атоми билан боғланishiни узиш учун зарур энергия кам. Шунинг учун хона температурасида мишъякнинг деярли ҳамма атомлари ўз электронларидан бирини йўқотади ва мусбат ионга айланади.

Мишъякнинг мусбат иони кремнийнинг қўшини атомларидан бирининг электронини ту-



Донор аралашмалар бўлган яrim ўтказгичли кристаллда электронлар ягона эмас, асосий ток ташувчи ҳисобланади, чунки хусусий атомларнинг кичик қисми ионлашган ва токнинг бир қисмини тешиклар амалга оширади. Электронлар асосий заряд ташувчи, тешиклар эса асосий бўлмаганда яrim ўтказгичли материаллар **электронли яrim ўтказгичлар** ёки *n*-типдаги яrim ўтказгичлар дейилади.



Агар кремний кристаллида атомларнинг бир қисми уч валентли элемент, масалан, индийнинг атомлари билан алмаштирилса, у ҳолда индий атоми фақат қўшни учта атом билан боғланиши мумкин, тўртинчи атом билан алоқани эса фақат битта электрон амалга оширади. Бу шароитда индий атоми кремнийнинг қўшни атомларидан бирида электронни тутиб олади ва манфий ион бўлиб қолади. Кремний атомларининг қўшни атомларидан биридан электронни тутиб қолиш тешик пайдо бўлишига олиб келади. Электронларни тутувчи ва бунда ўтказувчанлик электронлари сонини ортирумасдан шу билан ҳаракатчан тешиклар вужудга келтирувчи аралашмалар **акцептор аралашмалар** дейилади (156-расмга қаранг).

Паст температураларда акцептор аралашмали яrim ўтказгичли кристалларда асосий ток элтувчилар тешиклар ҳисобланади, асосий бўлмаган элтувчилар эса электронлардир. Тешиклар концентрацияси ўтказувчанлик электронлари концентрациясидан оғриқ

тиб ола олмайди, чунки электронларнинг кремний атоми билан боғланиш энергияси бешинчи валент электроннинг мишъяқ атоми билан боғланиш энергиясидан анча катта. Шуннинг учун электрон вакансиянинг эстафета кўчиши бўлмайди, тешикли ўтказувчанлик бўлмайди. Қанча ўтказувчанлик электронлари етказиб берса, шунча тешик ҳосил қилмайдиган аралашмалар **донор аралашмалар** дейилади.

бүлган ярим ўтказгичлар *тешекли ярим ўтказгичлар* ёки *p*-типдаги ярим ўтказгичлар дейилади.

*n*-типдаги ва *p*-типдаги ярим ўтказгич материаллар ярим ўтказгичли асбоблар тай-еरлашда кенг құлланилади.

## 46. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ АСБОБЛАР

Ярим ўтказгичларнинг со-лиштирма қаршилигининг температурага ва ёритилган-ликка боғлиқлиги. Тажриба-ларнинг күрсатишича, иситил-гандан ярим ўтказкичли крис-талларнинг электр қаршилиги камаяди (157-расм). Ярим ўтказгичларнинг электр қар-шилигининг иситилгандан камайиши бундай изоҳла нади: кристаллнинг температураси ортиши билан эркин электрон-лари сони ортади, кристаллда-ги эркин электронлар кон-центрацияси күпаяди.

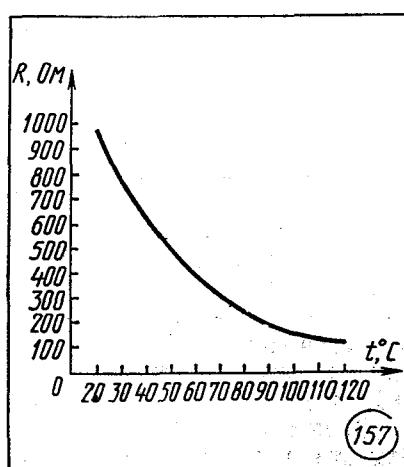
Ярим ўтказгичли материал-ларнинг электр қаршилигининг температурага боғлиқлиги махсус ярим ўтказгичли ас-боблар — терморезисторларда фойдаланилади.

Терморезисторларнинг ту-зилиши. Терморезисторлар тай-еरлашда баъзи металлар-нинг — титан, магний, никель, литий, марганец, кобальтнинг оксид аралашмаларидан ибо-рат ярим ўтказгичли матери-аллардан фойдаланилади. Ярим ўтказгичли модда ме-таллдан ясалган ҳимоя филофи ичига жойлаштирилади, унда терморезисторни электр зан-жирига улаш учун изоляция-ланган чиқарыш учлари бў-лади. Баъзи терморезистор-ларда махсус ҳимоя қобиғи бўлмайди, ярим ўтказгичли материал фақат лок қатлами билан қопланади.

Иситилгандан ёки совитил-

гандан терморезисторлар қар-шилигининг ўзгариши улардан температурани ўлчовчи ас-бобларда, автомат қурилма-ларда — ёпиқ камера-термос-татларда ўзгармас мұътадил температурани сақлаш учун фойдаланишга имкон беради.

**Фоторезисторлар.** Тажри-баларнинг күрсатишича, ярим ўтказгичли кристалларнинг электр қаршилиги уларни фа-қат иситгандан эмас, балки ёритилгандан ҳам ўзгарамади. Ёритилганлик ортгандан ярим ўтказгичли материалларнинг қаршилиги камаяди. Бу элек-tronларни ва тешикларни бў-шатиш учун зарур бўлган энергия уларга кристаллга тушаётган ёруғлик орқали бе-рилиши мумкин, демакдир. Ярим ўтказгичли кристаллар-нинг ўз электр қаршилигини



(157)

ёруғлиқ таъсирида ўзгартириши хоссасидан фойдаланиладыган асбоблар *фоторезисторлар* дейилади. Фоторезисторлар изолятор тағлигига суртилган ярим ўтказгичли модданинг юпқа қатлами күринишида тайёрланади. Фоторезисторлар тайёрлаш учун материал сифагида  $Cds$ ,  $Cdse$ ,  $Pbs$  типидаги ва бошқа бир қатор бирикмалардан фойдаланилади.

*p - n*-үтишнинг хоссалари. Ярим ўтказгичли асбоблар замонавий электрон техникасининг асосини ташкил этади. Улар радиоприёмникларда ва телевизорларда, микрокалькуляторларда ва электрон ҳисоблаш машиналарида қўлланилади. Кўпчилик ярим ўтказгичли асбобларнинг ишлаш принципи *p - n*-үтишнинг хоссаларидан фойдаланишга асосланган.

Электрон ўтказувчанликли кристаллда *p - n*-үтишни вужудга келтириш учун тешик ўтказувчанликли соҳани ёки тешик ўтказувчанликли кристаллда электрон ўтказувчанликли соҳани вужудга келтириш керак.

Бундай соҳа кристалл этишириш жараённида аралашма киритиш билан ёки тайёр кристаллга аралашма атомларини киритиш билан вужудга келтирилади. Кристалл соҳасини ўтказувчанликнинг ҳар ҳил турлари билан ажратувчи чегара орқали электронларнинг ва тешикларнинг диффузияси рўй беради (158-а расм).

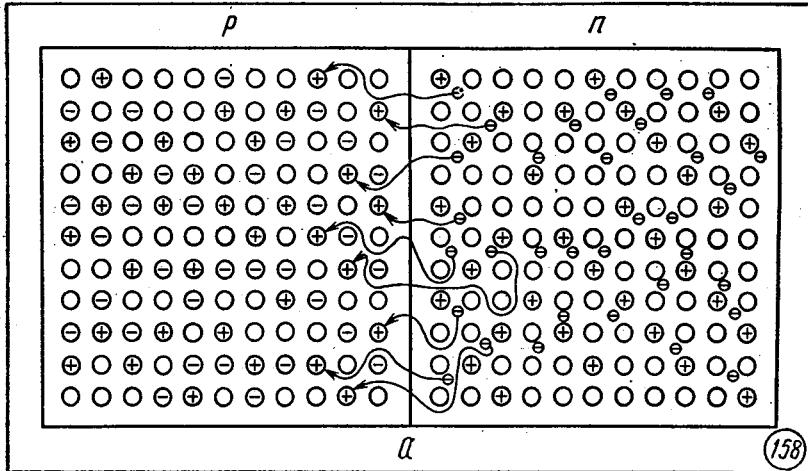
Электронларнинг *n*-ярим ўтказгичдан *p*-ярим ўтказгичга диффузияси электрон ўт-

казгичда донор аралашма компенсацияланмаган мусбат ионларнинг пайдо бўлишига олиб келади, тешикли ярим ўтказгичда электронларнинг тешиклар билан рекомбинацияси акцептор аралашмила манфий ионларнинг компенсацияланмаган зарядларининг пайдо бўлишига олиб келади (158-б расм). Ҳажмий заряднинг икки қатлами орасида электр майдон вужудга келади. Ҳажмий заряд тўплангани сари майдоннинг кучланганилиги ортади ва улар электронларнинг *p*-ярим ўтказгичлардан *p*-ярим ўтказгичларга ёки тешикларнинг *p*-ярим ўтказгичдан *n*-ярим ўтказгичга ўтишига кўпроқ қаршилик кўрсата боради. Электрон-тешикли ўтиш ёки қисқача *p - n*-ўтиш битта монокристалда тешикли (*p*) ва электронли (*n*) ўтказувчанлик соҳаларини ажратувчи чегара бўлади.

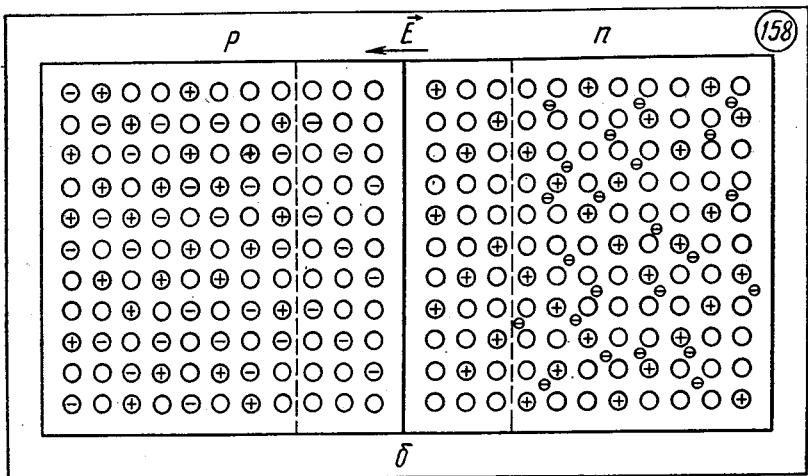
Турли типдаги ярим ўтказгичларнинг бўлинish чегара соҳаси эркин электронлар ва тешикларнинг кетиши муносабати билан амалда диэлектрикка айланаб қолади.

Ўтказувчанлиги турли типдаги соҳалар орасида ионларнинг ҳажмий зарядлари  $U_y$  кучланиш ву жудга келтиради, германийли *p - n*-ўтишлар учун унинг қиймати тахминан 0,35 В га тенг; кремнийли *p - n*-ўтишлар учун эса 0,6 В атрофида.

Агар *p - n*-ўтишга электрон ўтказувчанлик соҳасида плюс ишорали кучланиш берилса, у ҳолда *n*-ярим ўтказгичдаги электронлар ва *p*-ярим ўтказгичдаги тешиклар ташкил майдон таъсирида ёпувчи қатламдан турли томонга узоқлашади,



158



158

Онда қатламнинг қалинлиги ортади.  $p-n$ -ўтишнинг қаршилиги жуда катта, ток кучи кичик ва амалда кучланишга боғлиқ бўлмайди. Диодни улашнинг бу усули ёпувчи ёки тескари йўналишда улаш дейилади. Ярим ўтказгичли диоднинг тескари токи диод тайёрланган ярим ўтказгичли материалларнинг хусусий ўтказувчанилигига боғлиқ, яъни  $p$ -ярим ўтказгичда эркин

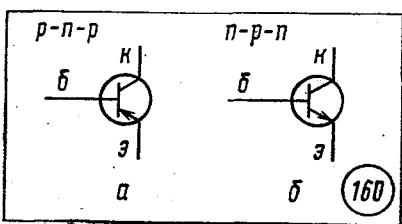
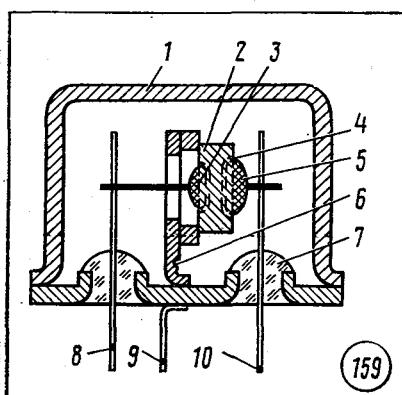
электронларнинг ва  $n$ -ярим ўтказгичда тешикларнинг унча кўп бўлмаган миқдорда бор бўлишига боғлиқ.

Агар  $p-n$ -ўтишга тешикли ўтказувчанилик соҳасига плюс ишорали кучланиш ва электрон ўтказувчанилик соҳасида минус ишорали кучланиш берилган бўлса, у ҳолда асосий элтувчиларнинг  $p-n$ -ўтишдан ўтиши анча енгиллашади. Бир-бираға қараб ҳаракатла-

ниб, асосий әлтувчилар ёпувчи қатламга кириб, унинг солиши тирма қаршилигини камайтиради. Бу ҳолда диод орқали ўтётган ток кучи  $U_k$  дан ортиқ кучланишларда фақат ташки электр қаршилиги билангина чегараланади. Диодни улашнинг бу усули ўтказувчи ёки тўғри йўналишда улаш дейилади.

$p-n$ -ўтишнинг токни бир йўналишда ўтказиши ва қарама-қарши йўналишда ўтказувчи маслиги қобилияти ярим ўтказгичли диод деб аталувчи асбобларда фойдаланилади, бу асбоблар ўзгарувчан токни ўзгармас токка, аниқроғи пульсацияланувчи токка айлантиради.

Ярим ўтказгичли диоднинг афзалликлари қуйидагилар: ўлчамлари ва массаси кичик,



узоқ муддат ишлайди, механик мустаҳкамлиги юқори, фойдали иш коэффициенти юқори, камчилиги эса—уларнинг параметрлари температурага боғлиқлигидадир.

**Транзистор.** Транзистор ёки ярим ўтказгичли триод 1948 йилда кашф этилган. Тайёрланиш усулига кўра транзистор ярим ўтказгичли диоддан жуда кам фарқ қиласди.

Электрон ўтказувчаникли германий монокристаллидан транзистор тайёрлаш учун унга икки қарама-қарши томондан индий атоми аралашмаси киритилади. Индий аралашмали германий монокристаллининг икки соҳаси тешикли ўтказувчаникли ярим ўтказгич бўлиб қолади, уларнинг асосий кристалл билан уриниш чегараларида эса иккита  $p-n$ -ўтиш вужудга келади. Кристаллнинг ўрта соҳаси транзисторнинг *базаси* дейилади, кристаллнинг базага қарама-қарши типдаги ўтказувчаниликка эга бўлган икки четки соҳалари эса *коллектор* ва *эмиттер* дейилади (159-расм). Коллектори ва эмиттери тешикли ўтказувчаниликка, базаси эса электрон ўтказувчаниликка эга бўлган транзисторлар  $p-n-p$ -ўтишли транзисторлар дейилади.

$n-p-n$ -ўтишли транзисторлар ҳам худди шунга ўхшаш тузилган бўлиб, фақат уларда база материали тешикли ўтказувчаниликка эга, коллектор ва эмиттер эса электронли ўтказувчаниликка эга. Транзисторнинг схемаларда шартли белгиланиши 160-расмда кўрсатилган.

**Транзисторни электр тармогига улаш.** Ишга тушириш учун  $p-n-p$ -типидаги транзисторнинг коллекторига қутбланганлиги эмиттерга нисбатан тескари (манфий) кучланиш берилади. Базадаги кучланиш эмиттерга нисбатан мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин.

Кўпчилик электр схемаларида транзисторнинг асосий иш ҳолати актив ҳолатидир, бунда эмиттерли  $p-n$ -ўтишга ўтказиб юборадиган йўналишда кучланиш берилади, коллекторли  $p-n$ -ўтишга эса ёпиувчи йўналишда кучланиш берилади. Бунда эмиттерли  $p-n$ -ўтиш очилади ва эмиттердан базага тешиклар ўтади.

Диффузия йўли билан тешиклар эмиттер яқинидаги юқори концентрацияли соҳадан коллектордаги паст концентрацияли соҳага тарқалади. Коллекторли  $p-n$ -ўтишга етган тешиклар унинг майдони таъсирида тортилади ва коллекторга ўтади.

Эмиттердан коллекторга томон ҳаракатланадиган тешикларнинг озгина қисми (1—5%) база орқали ўтишдаги йўлида электронлар билан учрашиди ва улар билан рекомбинацияланади. Шундай қилиб, транзисторнинг эмиттерли чиқиши орқали ўтадиган актив ҳолатдаги  $I_a$  ток унинг  $I_k$  коллекторли ва  $I_b$  базали чиқишлиридан ўтадиган токларнинг йиғиндинисига тенг бўлади:

$$I_a = I_k + I_b. \quad (46.1)$$

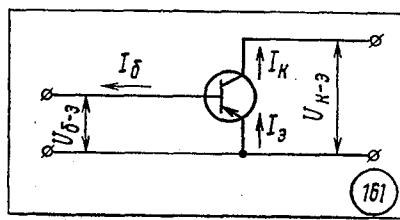
Актив ҳолатдаги транзисторнинг коллектор ва база токлари орасидаги муносабат

базада диффузия шароитлари ҳамда тешиклар рекомбинацияси билан аниқланади. Бу шартлар транзисторларни тайёрлаш учун фойдаланилган материалларнинг типларига ва уларнинг электродлари конструкциясига кучли боғлиқ, лекин коллекторни ҳамда база кучланишига кучсиз боғлиқ. Шунинг учун транзисторни унинг электродларидан бири—эмиттер орқали ўтатиган токни бошқа икки электрод—база ва коллектор орасида берилган нисбатда тақсимловчи қурилма сифатида қараш мумкин (161-расм).

**Транзисторнинг кучайтирувчи хоссалари.** Транзисторнинг эмиттер токини коллектор ва база ўртасида берилган нисбатда тақсимлай олиш қобилияти электр сигналларини кўчайтириш учун фойдаланилиши мумкин. Коллектор занжиридан ток кучи ўзгариши  $\Delta I_k$  нинг база занжиридаги ток кучи ўзгариши  $\Delta I_b$  га нисбати коллектордаги кучланиш ўзгармас бўлганда ҳар бир транзистор учун ўзгармас катталиkdir, у база токини узатувчи  $\beta$  интеграл коэффициент дейилади:

$$\beta = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_b}. \quad (46.2)$$

Турли типдаги транзисторлар учун бу коэффициентнинг



қиймати 15—20 дан 200—500 гача чегараларда ётади. Демек, транзистор базаси занжиридаги токни бирор усул би-лан ўзгаририб, коллектор занжиридаги токни ўнлаб ва ҳатто юзлаб марта кўп ўзгариши мумкин.

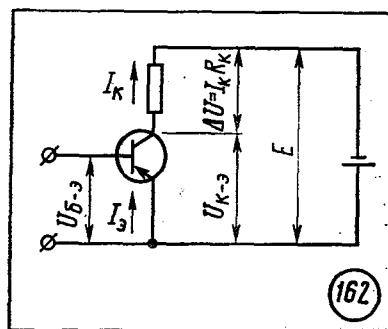
В параметрдан фойдаланиб, коллектор токи  $I_k$  билан база токи  $I_b$  орасидаги боғланишини тахминан бундай ёзиш мумкин:

$$I_k \approx \beta I_b. \quad (46.3)$$

Транзисторни 162-расмда келтирилган схема бўйича улашда (умумий эмиттерли схема) коллектор токи ўзгариши  $\Delta I_k$  нинг база токи ўзгариши  $\Delta I_b$  га нисбати чиқиши токи ўзгариши  $\Delta U_{\text{чиқ}}$  нинг кириш токи  $\Delta I_{\text{кир}}$  ўзгаришига нисбатидир. Бу нисбат ток бўйича кучайиш коэффициенти  $K_t$  дейилади:

$$K_t = \frac{\Delta I_{\text{чиқ}}}{\Delta I_{\text{кир}}} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_b} = \beta. \quad (46.4)$$

Транзисторда  $\beta$  параметр  $\sim 20$  дан  $\sim 500$  гача қийматларга эга бўлиши мумкинлигидан битта транзистордан фойдаланган ҳолдаги электр схемаси ток бўйича электр сигналларни ўнлаб ва ҳатто



162

юзлаб марта кучайтириши мумкин.

Кучланиш бўйича сигнални кучайтириш учун коллектор занжирига  $R_k$  резистор уланиши керак, унинг электр қаршилиги қиймати ҳар бир конкрет ҳол учун ҳисобланган бўлиши керак.

Коллектордаги токнинг бирор  $\Delta I_k$  қийматга ўзгариши чиқиши клеммалари орасидаги кучланишнинг

$$\Delta U_{\text{чиқ}} = \Delta I_k R_k \quad (46.5)$$

катталикка ўзгаришига олиб келади.

Транзисторнинг чиқишида бу  $\Delta U_{\text{чиқ}}$  кучланиш ўзгаришининг уни вужудга келтирган киришдаги  $\Delta U_{\text{кир}}$  кучланиш ўзгаришига нисбати каскадни кучланиш бўйича  $K_k$  ўзгариши коэффициенти дейилади:

$$K_k = \frac{\Delta U_{\text{чиқ}}}{\Delta U_{\text{кир}}} = \frac{\Delta I_k R_k}{\Delta I_{\text{кир}} R_{\text{кир}}} = \beta \frac{R_k}{R_{\text{кир}}}. \quad (46.6)$$

Схема бўйича умумий эмиттер билан уланган транзисторнинг кириш қаршилиги одатда бир неча юз омга тенг бўлади. Транзисторни каскаднинг кучланиш бўйича  $K_k$  кучайтириш коэффициенти  $R_k > R_{\text{кир}}$  бўлганда ток бўйича кучайтириш коэффициенти  $K_t$ , нинг қийматидан ортиқ бўлиши мумкин.

Транзисторлар кучайтирувчи элементлар сифатида радиоприёмникларда, телевизорларда, магнитофонларда кенг кўлланилади.

База ва эмиттер орасидаги кучланишнинг ишорасини ўз-

гартириб, транзисторнинг коллектор чиқиши орқали оқаётган токни улаш ҳамда узиш мумкин. Транзисторлар контактсиз переключателлар сифатида турли хил автоматик бошқариш асбобларида, электрон ҳисоблаш машиналарида қўлланилали.

**Микроэлектроника.** Электрониканинг янги бўлими—микроэлектрониканинг ривожланиши натижасида электрон ҳисоблаш техникаси, алоқа системалари, автоматлаштиришни ривожлантиришнинг сифат жиҳатидан янги босқичи бошланди.

Микроэлектроника интеграл микросхемаларни ва уларнинг қўлланилиш принципларини ишлаб чиқиш билан шуғулланади. Ягона технологик жараёнда тайёрларнган ўзаро боғлиқ компонентлар транзисторлар, диодлар, резисторлар, конденсаторлар, улаш симларининг жуда катта миқдори интеграл микросхема дейилади.

Интеграл схемани тайёрлашда ярим ўтказгичли материалдан қилинган пластинкага қоришмалар, диэлектриклар қатлами кетма-кет юритилади, металл қатламлари чанглатиб юқтирилади. Ҳар бир янги янги қатлам ўз технологияси билан юритилади ва деталларининг жойлашиш шакли ўзига хос бўлади. Натижада битта кристаллда бир вақтда маълум схема буйича симлар

билиан уланган бир неча минг транзистор, конденсатор, резисторлар ва диодлар яратилади. Масалан, „Электроника“ соатининг микросхемаси қалинлиги 0,5 мм ва ўлчамлари  $3 \times 3,6$  мм бўлган кремнийли кристаллда жойлаштирилган. Бу микросхемада тахминан 3000 та транзистор бор. Микросхеманинг айрим элементларининг ўлчамлари 2—5 мкм бўлиши мумкин, уларни тайёрлашдаги хато 0,2 мкм дан ортиқ бўлмаслиги керак.

Микросхемаларнинг ишлаб чиқарилиши натижасида электрон-ҳисоблаш техникаси соҳасида янада революцион ўзгаришлар юз берди.

Ўн минглаб лампалари бўлиб, бинонинг бир неча қаватини эгаллаган лампали ЭХМлар ўрнига, катта бир хонани эгалловчи транзисторли ЭХМлар ўрнига кичиккина иш столига сифадиган интеграл схема-микропроцессорлар билан ишлайдиган компьютерлар яратилди.  $6 \times 6$  мм ўлчамдаги кремний кристаллида жойлаштирилган замонавий ЭХМнинг микропроцессорида бир неча ўн минг ёки ҳатто бир неча юз минг транзистор бор.

Микропроцессорларниң қўлланилиши ЭХМ да ҳисоблаш тезлиги 25 йил давомида тахминан 200 марта ўсишига, ЭХМ нинг энергия истеъмол қилишининг эса 10 000 марта камайишига олиб келди.

## 47. ЭЛЕКТРОЛИТЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

**Электролиз қонуни.** Эритмаси электр токи ўтказадиган моддалар **электролитлар**

дейилади. Сув ва мис хлориди кристаллари амалда ток ўтказмайди. Мис хлоридининг

сувдаги эритмаси токни жуда яхши ўтказади. Мис хлориднинг сувдаги эритмасидан электр токи ўтганда анод деб аталувчи мусбат электродда газсимон хлор ажралади. Катод деб аталувчи манфий электродда мис ажралади.

Эритма ёки қоришмадан электр токи ўтказилгандан ионларнинг электр йўқотиши ёки қўшиб олиши билан боғлиқ эритма ёки қоришманинг химиявий таркибининг ўзгариши **электролиз** дейилади.

Электролит орқали электр токи ўтганда электродда ажралган модданинг  $m$  массаси электролит орқали ўтган  $\Delta q$  зарядга пропорционал эканини Фарадей аниқлади:

$$m = k\Delta q, \quad (47.1)$$

ёки

$$m = kI\Delta t \quad (47.2)$$

бунда  $I$  — ток кучи,  $\Delta t$  — электролитдан ток ўтиш вақти.

(47.1) ёки (47.2) ифодалар **электролиз** қонуни дейилади. Бу ифодалардаги  $k$  пропорционаллик коэффициенти модданинг электрохимиявий эквиваленти дейилади.

**Электролиз механизми.** Электролит молекулаларининг ўзига хос хусусияти электр зарядларининг қайта тақсимланишидир, бунинг натижасида электролит моддаси молекуласининг бир қисми мусбат зарядланаб қолади, бошқа бир қисми манфий зарядланади. Молекуланинг турли хил зарядланган қисмлари кулон тортишиш кучлари билан боғланади.

Электролитнинг суюқликда эришида, масалан, натрий

хлориднинг сувда эришида суюқлик молекулаларининг электролит молекулалари билан ўзаро таъсирашиши электролит молекулалари қисмлари орасидаги боғланишни бўшаштиради ва улардан баъзилари мусбат ҳамда манфий ионга ажралади. Электролит молекулаларининг ионларга ажралиши молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига бўлади. Электр майдонида электролит ионлари ҳаракатга келади: мусбат ионлар катодга томон, манфий ионлар анодга томон ҳаракатланади. Шу тарзда электролитда электр токи вужудга келади. Мусбат ва манфий ионлар учрашганда улар бирлашади—рекомбинация содир бўлади. Ионларнинг ўзаро таъсири кучи сувда 81 марта камаяди (сувнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon = 81$ ) ва бу ионларнинг рекомбинация жараёнини қийинлаштиради. Электролитнинг температураси ортганда молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси ортади, вақт бирлиги ичida вужудга келадиган ионларнинг буғларисони ҳам ортади.

Температура ортганда ионлар концентрациясининг ортиши туфайли электролит электр қаршилигининг қиймати температура ортиши билан камаяди.

Натрий ионлари мавжуд бўлган шиша қаттиқ электролитга мисол бўлиши мумкин. Паст ҳароратларда шишада ионларнинг кўчиши қийинлашади ва шиша яхши изолятор ҳисобланади. Шишани 300—400°C гача иситилганда ион-

лар электр майдон таъсирида кўча олиш имкониятига эга бўлади ва шиша электр токини ўтказувчи бўлиб қолади.

Ҳар қандай электролитда электр токи мусбат ва манфий ионларнинг, яъни модданинг зарядланган атомлари ёки молекулаларининг ҳаракати на-тижасида вужудга келади.

**Электролизнинг қўлланилиши.** Электролиз ҳодисаси замонавий саноат ишлаб чиқаришида кенг қўлланилади. Электролиз ёрдамида туз ва оксидлардан кўпгина металлар, масалан, мис, никель, алюминий олинади. Электролитик усул жуда кам миқдорда аралашмаси бўлган моддалар ҳосил қилишга имкон беради. Шунинг учун у юқори даражада химиявий софлик талаб қилинганда қўлланилади.

Электролиз ёрдамида металларнинг, масалан, хром, никель, кумуш, олтиннинг юпқа қатлами бошқа металлардан ясалган буюмларнинг сиртига юритилади. Бундай

қатламлар буюмларни оксидланишдан ҳимоя қиласи, унинг мустаҳкамлигини оширади ёки буюмни безайди. Буюмларни юпқа металл қатлами билан қоплашнинг электролитик усули гальваностегия деб аталади.

Электролит орқали узоқ вақт ток ўтказилганда буюмнинг устида шунчалик қалин металл қатламини ҳосил қилиш мумкинки, уни буюмдан унинг шаклини сақлаган ҳолда ажратиб олиш мумкин бўлади. Турли буюмларнинг аниқ нусхасини шундай электролитик усул билан олиш гальванопластика дейилади. Гальванопластика ёрдамида мураккаб шаклдаги буюмларнинг нусхаси, ҳайкал ва бошқа санъат асарлари нусхаси олинади.

Кислотали ва ишқорли аккумуляторларнинг ишлаш принципи асосида электролиз ҳодисаси ётади, аккумуляторларда электролиз жараённининг муҳим хоссасидан — унинг қайтувчанлигидан фойдаланилади.

## 48. ЭЛЕКТРОННИНГ КАШФ ЭТИЛИШИ

**Элементар электр заряднинг мавжудлиги ҳақидаги фараз.** Фарадейнинг тажрибалири шуни кўрсатдиги, ҳар хил электролитлар учун модданинг электрохимиявий эквиваленти  $k$  турлича бўлар экан, аммо электрордда истаган бир велентли модданинг бир молини ажратиш учун  $9,6 \cdot 10^4$  Кл га тенг айни бир  $F$  зарядни ўтказиш керак. Бу катталиктининг Фарадей доимийсига деб аталувчи янада аниқроқ қий-

мати  $F = 96\,485 \text{ Кл} \cdot \text{моль}^{-1}$  га тенг.

Агар электролит эритмаси орқали электр токи ўтказилганда 1 моль ионлар  $F$  Фарадей доимийсига тенг заряд кўчирса, у ҳолда ҳар бир ионга

$$e = \frac{F}{N_A} \approx \frac{96000 \text{ Кл} \cdot \text{моль}^{-1}}{6 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = \\ = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad (48.1)$$

га тенг электр заряд түгри келади.

Шундай ҳисоб асосида ирландиялык физик Д. Стоней атомлар ичидә элементар электр зарядларининг мавжудлиги ҳақидағы фаразни айтди. 1891 йилда у минимал электр заряд е ни электрон деб аташни таклиф этди.

Ион зарядини үлчаш. Электролит орқали  $t$  вақт да-вомида үзгармас электр токи  $I$  электродлардан бирига  $I$  электр токининг  $t$  вақтга күпайтмасига тенг электр заряд келади. Иккінчи томондан, бу электр заряд битта ионнинг  $q_0$  зарядининг ионлар сони  $N$  га күпайтмасига тенг:

$$It = q_0 N. \quad (48.2)$$

Бундан

$$q_0 = \frac{It}{N} \quad (48.3)$$

ни ҳосил қиласымыз.

$$N = v N_A = \frac{m}{M} N_A \quad (48.4)$$

бўлгани учун (48.4) ва (48.3) ифодалардан

$$q_0 = \frac{ItM}{mN_A} \quad (48.5)$$

ни топамиз.

Шундай қилиб, битта ионнинг зарядини экспериментал аниқлаш учун электролит орқали ўтатгандан үзгармас  $I$  ток кучини, токнинг ўтиш вақти  $t$  ни ва электроллардан бирида ажralадиган модданинг  $m$  массасини үлчаш керак. Шуннингдек, модданинг  $M$  моляр массасини ҳам билиш керак.

Электроннинг кашф қилиниши. Электролиз қонунининг

ўрнатилиши табиатда элементар электр зарядларининг мавжудлигини ҳали қатъий исботламади. Масалан, ҳамма бир валентли ионлар турли хил электр зарядга эга бўлади, лекин уларнинг ўртача қиймати  $e$  элементар зарядга тенг эканини фараз қилиш мумкин.

Табиатда элементар заряд бор-йўқлигини аниқлаш учун кўп миқдордаги ионлар ташибган электрнинг йифинди миқдорини эмас, балки алоҳида ионларнинг зарядларини үлчаш керак эди. Заряд модда зарралари билан албатта боғланганми, агар боғлиқ бўлса, айнан қайсилари билан боғланган деган савол ҳам ноаник эди.

XIX асрда электр токини сийраклаштирилган газлардан ўтказилганда вужудга кела-диган ҳодисаларни текширишда бу масалаларни ҳал қилиш учун муҳим ҳисса қўшилган эди. Тажрибаларда разряд трубкасида анод орқасида шишанинг шуълаланиши кузатилган эди. Шуълаланаётган шишанинг ёруғ фонида аноднинг сояси кўринар эди, бунда шишанинг шуълаланиши катоддан анодга тўғри чизиқли тарқалаётган қандайдир кўринмас нурланиш таъсирида вужудга келаётгандек кўринар эди. Бу кўринмас нурланиш катод нурлари деб аталди.

Француз физиги Жан Перреен 1895 йилда „катод нурлари“ аслида манфий разрядланган зарралар эканини аниқлади.

Электр ва магнит майдонларида катод нурлари зарраларининг ҳаракат қонунларини

текширган инглиз физиги Жозеф Томсон (1856 — 1940) ҳар бир зарра электр зарядининг унинг массасига нисбати ҳамма зарралар учун бир хил катталик эканини аниқлади. Агар катод нурларининг ҳар бир зарраси элементтар е зарядга тенг зарядга эга бўлсин деб фараз қилинса, у ҳолда катод нурлари заррасининг массаси маълум атомлардан энг енгили—водород атоми массасининг мингдан бир қисмидан ҳам кичик экани ҳақида холоса чиқаришга тўғри келади.

Сўнгра Томсон катод нурлари зарралари зарядининг уларнинг массасига нисбати трубкани турли хил газлар билан тўлдирилган ва катодни турли металлардан тайёрланганда бир хил бўлиб чиқишини ўрнатди. Демак, бир хил зарралар турли элементлар атомларининг таркибига кирган.

Томсон ўз тажрибаларининг натижаларига асосланиб, моддаларнинг атомлари бўлинмас эмас, деган холосага келди. Истаган химиявий элементнинг атомидан массаси водород атоми массасининг мингдан бир қисмидан кичик манфий зарядланган зарралар узиб олиниши мумкин. Бу ҳамма зарраларнинг массалари ва электр зарядлари бир хил. Бу зарралар электронлар дейилади.

**Милликен тажрибаси.** Элементар электр заряди мавжудлигининг якуний исботини америка физиги Роберт Милликен (1868 — 1953) 1909—1912 йилларда ўтказган тажрибалари натижалар берди.

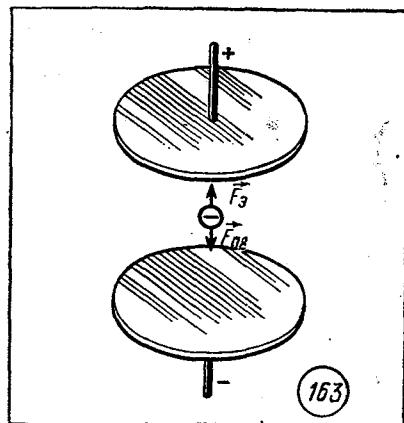
Бу тажрибаларда икки металл пластина орасидаги бир жинсли электр майдонда ёф томчиларининг ҳаракат тезлиги ўлчанар эди. Электр заряди бўлмаган ёф томчиси ҳавонинг қаршилиги туфайли маълум бир ўзгармас тезлик билан тушади. Агар томчи ўз йўлида ион билан тўқнашса ва զ электр зарядга эга бўлса, у ҳолда унга оғирлик кучидан ташқари электр майдон томонидан  $\vec{F}$  кулон кучи ҳам таъсир қиласди. Томчини ҳаракаига келтирувчи кучнинг ўзгариши натижасида унинг ҳаракат тезлиги ҳам ўзгарили. Томчининг ҳаракат тезлигини ўлчаб ва унинг ҳаракати юз берадиган электр майдон кучланганлигини билган ҳолда Милликен томчининг зарядни аниқлай олар эди.

Милликен тажрибасини сошиб совет физикаси асосчиларидан бири Абрам Фёдорович Иоффе (1880 — 1960) тақоррлади. Иоффе тажрибаларида элементар электр зарядни аниқлаш учун ёф томчилари ўрнида метал кукунларидан фойдаланилди. Пластиналар орасидаги кучланишини ўзgartириб, кулон кучи ва оғирлик кучининг тенглигига эришилар эди (163-расм), бу ҳолда метал кукуни ҳаракатсиз қолар эди:

$$mg = q_1 E_1$$

Металл зарраси ультрабинафша ёруғлик билан ёритилганда унинг заряди ўзгарар эди ва оғирлик кучини мувозанатлаш учун пластиналар орасидаги кучланишини ўзgartириш керак бўларди:

$$mg = q_2 E_2.$$



Электр майдон кучланганлигининг ўлчанган қийматлари бўйича металл зарраси электр зарядларининг нисбатини аниқлаш мумкин бўлар эди:

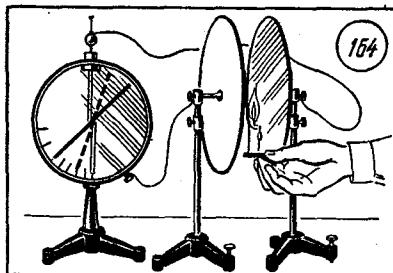
$$mq = q_1 E_1 = q_2 E_2 = \dots = q_n E_n;$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{E_1}{E_2}, \quad \frac{q_3}{q_1} = \frac{E_1}{E_3}; \dots; \frac{q_n}{q_1} = \frac{E_1}{E_n}.$$

## 49. ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

Номустақил электр разряд. Тажрибанинг кўрсатишича, турли исмли зарядланган ва бир-биридан ҳаво қатлами билан ажратилган иккита пластина зарядсизланмайди.

Одатда газсимон ҳолатдаги модда изолятор бўлади, чунки улар тузилган атом ва



Милликен ва Иоффе тажрибалари томчиларнинг ҳамда темир заррачасининг зарядлари доимо сакрашсимон ўзгаришини кўрсатди. Электр заряднинг минимал „порцияси“

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

га тенг элементар электр заряд.

Ҳар қандай жисмнинг электр заряди доим элементар электр зарядга бутун сон марта каралидир. Бир жисмдан иккичисига ўтишга қодир бўлган электр варядларининг бошка „порцияларини“ шу вақтгача табиятда экспериментал кузатиш имкони бўлмади. Хозирги вақтда  $1/3e$  ва  $2/3e$  га тенг касрли электр зарядли элементар зарралар—кваркларнинг мавжудлиги ҳақида назарий фаразлар мавжуд.

молекулаларда бир хил миқдорда мусбат ҳамда манфий электр зарядлар бўлади ва умуман нейтрал бўлади.

Пластиналар орасидаги фазога гугурт ёки спиртовка алангасини киритамиз (164-расм). Бунда электрометр тез зарядсизланга бошлади. Демак, ҳаво аланга таъсирида ўтказгич бўлиб қолди. Аланга пластиналар орасидаги фазодан чиқарилганда электрометрнинг зарядсизланishi тўхтайди. Пластиналарни электр ёйи ёруғлиги билан нурлантириб ҳам худди шундай натижага келиш мумкин. Бу тажрибалар газнинг электр токини ўтказувчиси бўлиб қолиши мумкинлигини исботлайди.

Фақат бирор ташқи таъсир бўлган шароитдагина газ орқали электр токи ўтиши ҳодисаси *номустақил электр разряд* дейилади

**Термик ионлаштириш.** Газни иситиш уни электр токини ўтказувчи қиласи, чунки газ атомлари ёки молекулаларининг бир қисми зарядланган ионларга айланади.

Электронни атомдан ажратиш учун мусбат зарядланган ядро билан манфий зарядланган электрон орасидаги кулон тортишиш кучига қарши иш бажариш зарур. Электроннинг атомдан ажратиш жараёни *атомни ионлаш* дейилади. Электронни атомдан ёки молекуладан ажратиш учун сарфлаш зарур бўлган минимал энергия *боғланиш энергияси* дейилади.

Икки атом тўқнашганда уларнинг кинетик энергиялари электроннинг боғланиш энергиясидан катта бўлса, электрон атомдан ажратиб олиниши мумкин. Атомлар ёки молекулалар иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси абсолют температурага тўғри пропорционал, шунинг учун газнинг температураси ортиши билан атом ёки молекулаларни ионлаш билан бирга бўладиган тўқнашишлари сони ортиб боради.

Юқори температурада газ атомлари ва молекулаларининг тўқнашиши натижасида эркин электронлар ҳамда мусбат ионларнинг вужудга келиш жараёни *термик ионлаш* дейилади.

**Плазма.** Атомлари ва молекулаларининг анча қисми

ионлашган газ *плазма* дейишлиди.

Плазмани термик ионлаш даражаси температурага боғлиқ. Масалан, 10 000К температурада водород атоми умумий сонининг 10% ионлашган, 20 000К дан ортиқ температурада водород амалий жиҳатдан тўла ионланади.

Плазманинг электронлари ва ионлари электр майдон таъсирида қўчиши мумкин. Шундай қилиб, паст температуralарда газ изолятор бўлади, юқори температуralарда эса плазмага айланади ва электр токини ўтказувчи бўлиб қолади.

**Фотоионлаш.** Электронни атомдан ёки молекуладан ажратиш учун зарур бўлган энергия ёруғлик узатиши мумкин. Атомлар ёки молекулаларнинг ёруғлик таъсирида ионлаш *фотоионлаш* дейилади.

**Мустақил электр разряд.** Электр майдон кучланганлигини газнинг табиатига ва унинг босимига боғлиқ бирор маълум қийматгача ортирилганда газда ташқи ионлагич таъсирисиз ҳам электр токи пайдо бўлади. Газ орқали ташқи ионлагичларнинг таъсирига боғлиқ бўлмаган электр токининг ўтиш ҳодисаси *мустақил электр разряд* дейилади.

Ҳавода атмосфера босимида электр майдон кучланганлиги тахминан

$$E = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$$

га тенг бўлганда мустақил электр разряд вужудга келади.

Мустақил электр разрядда газнинг ионлашишининг асо-

сий механизми электроннинг урилиши туфайли атомлар ва молекуларнинг ионланишидир.

**Электрон зарб билан ионлаш.** Электрон эркин югуриша электроннинг атом билан  $W$  боғланиш энергиясидан ортиқ кинетик энергияга эга бўлганида электрон зарб билан ионлаш содир бўлади.

Кучланганлиги  $\vec{E}$  га тенг бўлган электр майдон таъсирида электрон олган  $W_k$  кинетик энергия электр майдон кучларига тенг:

$$W_k = Fl = eEl,$$

бунда  $l$ —эркин югуриш йўли.

Бундан электрон зарб билан ионлашнинг бошланиши тақрибий шарти

$$eEl > W$$

кўринишда бўлади.

Электронларнинг атомлар ва молекулалардаги боғланиш энергияси одатда электрон-вольт (эВ) билан ифодаланади. 1 эВ электр майдон электронни ёки элементар зарядга

эга бўлган бошқа заррани майдоннинг ораларидағи кучланиши 1 В га тенг бўлган нуқталари орасидаги кўчишида бажарадиган ишига тенг:

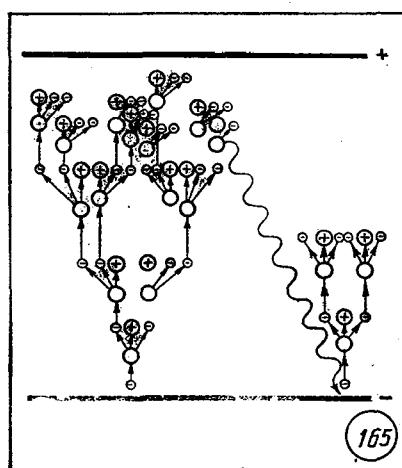
$$A = eU, 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \times \\ \times 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж.}$$

Масалан, водород атомини ионлаш рэнегияси 13,6 эВ га тенг.

**Мустақил разряд механизми.** Газда мустақил электр разряд куйидаги тарзда ривожланади. Эркин электрон электр майдон таъсирида тезланиш олади. Агар электр майдон кучланганлиги етарлича катта бўлса, электрон эркин югуриша кинетик энергиясини шу даражада ортирадики. бунда у молекула билантўқ-нашгандা уни ионлайди.

Молекулани ионлаган биринчи электрон ва ионлаш натижасида ажратиб олинган иккинчи электрон электр майдон таъсирида катоддан анодга қараб тезланиш олади. Улардан ҳар бири кейинги урилишларда яна биттадан электрони ажратади ва эркин электронларнинг умумий сони тўрттага ортади. Кейин у шу тарзда 8, 16, 32, 64 ва ҳоказо ортиб боради. Катоддан анодга томон ҳаракатланаётган эркин электронлар сони улар анодга етиб бормагунча кўчкисимон ортиб боради (165-расм.)

Газда вужудга келган мусбат ионлар электр майдон таъсирида аноддан катодга қараб ҳаракатланади. Мусбат ионлар катодга урилганда ва разряд жараёнида нурланаётган ёруғлик таъсирида катоддан янги электронлар ажрали-



165

ши мүмкін. Бу электронлар ўз навбатида электр майдон таъсирида тезланиш олади ва янги электрон-ионли күчкини вужудга келтиради, шунинг учун бу жараён узлуксиз да-вом этиши мүмкін.

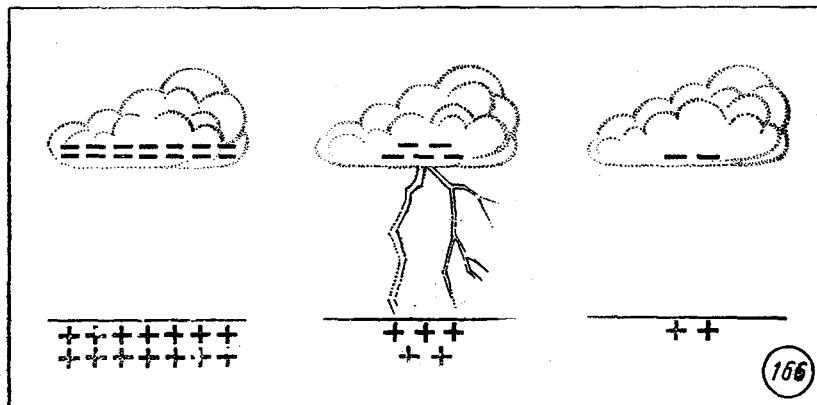
Мустақил разряд ривожла-ниб борган сари плазмадаги ионлар концентрацияси ортиб боради, разряд оралигининг электр қаршилиги эса камая-ди. Мустақил разряд занжири-даги ток кучи одатда фақат ток манбайининг ички қарши-лиги билан ва занжирдаги бошқа элементларнинг электр қаршилиги білан белгиланади.

**Учқун разряд. Яшин.** Агар ток манбаи узоқ вақт давомида мустақил электр разрядни құллаб туришга қодир бўлма-са, у ҳолда ройй берәётган мустақил разряд учқун разряд дейилади. Кучланиш анча камайиши натижасида учқун разряд разряд бошланғандан қисқа вақтдан кейин тўхтай-ди. Учқун разрядга мисоллар — сочни тараётганда, қоғоз варақларини ажратәётганда, конденсатор разряди вақ-тида вужудга келадиган уч-қунлар бўлади.

Момақалдироқ вақтида ку-затиладиган яшин ҳам муста-қил электр разряд бўлади. Яшин каналидаги ток кучи 10000—20000 А га етади, ток импульсининг давомийлиги бир неча ўнлаб микросекундни ташкил этади. Қора булут билан Ер орасидаги мустақил электр разряд бир неча марта яшин чақнагандан сўнг ўз-ўзи-дан тўхтайди, чунки қора бу-лутдаги ортиқча электр заряд-ларининг катта қисми яшин-нинг плазма канали бўйича оқаётган электр токи билан нейтралланади (166-расм).

Яшин каналида ток кучи ортганда плазма 10000 К дан ортиқ температурагача қизий-ди. Ток кучи ортганда яшин-нинг плазма каналидаги бо-симвининг ўзгариши разряднинг тўхташи момақалдироқ деб аталувчи товуш ҳодисаларини вужудга келтиради

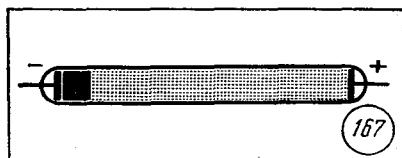
**Милтилама разряд.** Раз-рядлар оралигига газ босими пасайғандан разряд канали яна-да кенг бўлиб қолади, кейин разряд трубкасининг ҳамма жойи ёруғланувчи плазма би-лан текис тўлади. Мустақил электр разряднинг бу тури



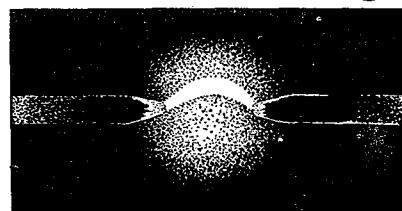
*милтиллама разряд дейилади* (167-расм).

**Электр ёйи.** Мустақил газ разрядидаги ток кучи жуда катта бўлса, у ҳолда мусбат ионлар ва электронларнинг зарблари катодни ҳамда анодни қизитиб юбориши мумкин. Юқори температурада катод сиртидан газда мустақил разрядни қўллаб туришини таъминловчи электронлар эмиссияси юз беради. Катоддан келаётган термоэлектрон эмиссия ҳисобига таъминланадиган газлардаги узоқ вақт бўладиган мустақил электр разряд ёй разряди дейилади (168-расм).

**Тожли разряд.** Масалан, учлик билан текислик орасида, ёки ўтказгич билан текислик орасида (электр узатиш линияси) вужудга келадиган кучли бир жинсли бўлмаган майдонларда алоҳида турдаги мустақил разряд вужудга келади, у *тожли разряд* дейилади. Тожли разрядда электрон зарб билан ионлаш электр майдон кучланганилиги юқори бўлган соҳада юз беради.



168



**Электр разрядларнинг қўлланилиши.** Электр майдон ҳаракатлантираётган электронларнинг зарби фақат газнинг атомлари ва молекулаларини ионлабгина қолмасдан, балки атомлар ҳамда молекулаларни уйғотишга ҳам олиб келади. бунда ёруғлик нурланади. Мустақил электр разряди плазмасининг ёруғлик нурлашидан халқ хўжалигига ва турмушда кенг фойдаланилади. Булар кундузги ёритиш лампалари ва кўчани ёритадиган газ-разряд лампалари, кино-проекцион аппаратдаги электр ёйи, касалхона ҳамда поликлиникаларда қўлланиладиган симболи-кварцли лампалардир.

Ёй разяди плазмаси температурасининг юқорилиги ундан металл конструкцияларни қирқиб ва пайвандлашда, металларни эритишида фойдаланишга имкон беради. Ёй разяди ёрдамида энг қаттиқ материаллардан ясалган деталларга ишлов берилади.

Газлардаги электр разяд салбий ҳодисаларга ҳам сабаб бўлади, шу сабабли техникада унга қарши курашишга тўғри келади. Масалан, юқори вольтли электр узатиш линиялари симларида юз берадиган тожли разряд электроэнергиянинг бефойда исроф бўлишига сабаб бўлади. Кучланиш ортиши билан бу сарфларнинг кўпайиши симларнинг қизишига кетадиган энергия сарфларини камайтириш учун кучланишни ортириш зарур бўлишига қарамай электр узатиш линияларида кучланишни янада оширишга тўсқинлик қиласи.

## 50. ВАКУУМДА ЭЛЕКТР ТОКИ

**Термоэлектрон эмиссия.** Зарядланган электрометрнинг стерженини вакуумли шиша колбанинг бир электроди билан туташтирамиз, электрометрнинг корпусини эса ингичка металл ипдан иборат иккинчи электрод билан туташтирамиз (169-расм). Тажриба электрометрнинг зарядсизланаслигини кўрсатади.

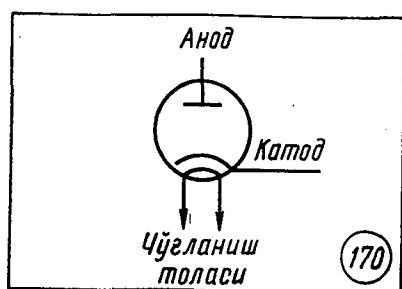
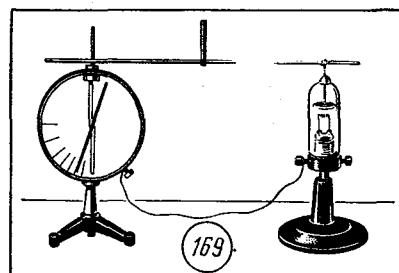
Ичидан ҳавоси чиқариб ташланган герметик идишда жойлашган ва кучланиш остида бўлган икки электрод орасида электр токи бўлмайди, чунки вакуумда электр зарядларини эркин ташувчилар бўлмайди. Америкалик олим ва кашфиётчи Томас Эдисон (1847 – 1931) агар электродлардан бири юқори температуратагача қиздириласа, вакуумли шиша колбада электр токи пайдо бўлишини аниқлади (1879 й).

Металл тола учларига ток манбанин улаймиз. Агар тола манбанинг манфий қутбига уланган бўлса, у ҳолда уни қизитганда электрометр тез зарядсизланади. Тола мусбат қутб билан туташтирилганда тола ток билан қизитилганда ҳам электрометр зарядсизланмайди. Бу тажрибалар қизитилган катод манфий электр зарядига эга бўлган зарралар чиқаришини исботлайди. Бу зарралар – электронлардир. Иситилган жисмлар сиртидан эркин электронларнинг чиқарилиш ҳодисаси *термоэлектрон эмиссия* дейилади.

**Диод.** Термоэлектрон эмиссия турили хил электрон асбобларда фойдаланилади. Улар-

дан энг соддаси – электр вакуумли диодdir. Бу асбоб икки электрод: *катод* ва *анод* жойлаштирилган шиша баллондан иборат. Анод металл пластиинадан, катод эса спираль қилиб ўралган ингичка металл симдан иборат. Спиралнинг учларини электр тармоғига улаш учун иккита чиқариш учларига эга бўлган металл стерженга маҳкамланган. Катоднинг чиқариш учларини ток манбаига улаб, катоднинг симли спиралини ўтувчи ток билан юқори температурагача қизитиш мумкин. Электр токи билан қиздириладиган симли спираль *ҷўғланиш толаси* дейилади. Вакуумли диоднинг шартли белгиланиши 170-расмда кўрсатилган.

**Диоднинг қўлланилиши.** Вакуумли диодни электр зан-

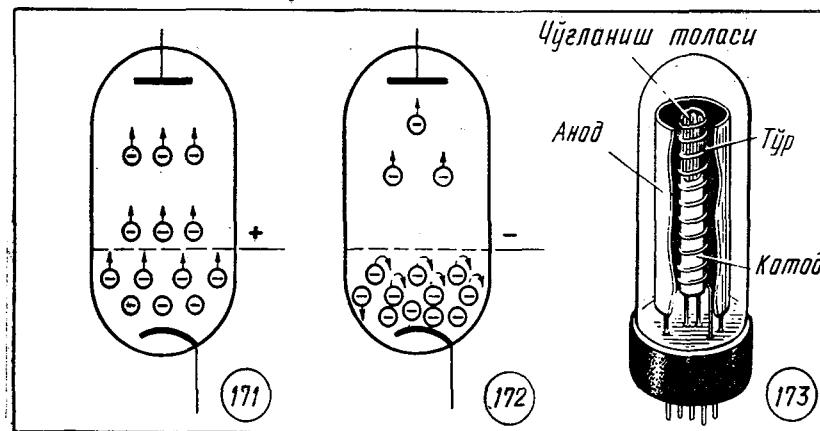


жирига ўзгармас ток манбай ва амперметр билан кетма-кет улаб, диоднинг асосий хоссасини кўриш мумкин, бу бир томонлама ўтказувчанлик хоссаси бўлиб, турли хил радиоэлектрон асбобларида қўлланилади. Ток манбанинг мусбат қутби анодга, манфий қутби катодга уланганда қизиган катод чиқараётган электронлар электр майдони таъсирида анодга томон ҳаракатланаиди – занжирда электр токи оқади. Агар ток манбанинг мусбат қутби катодга, манфий қутби анодга уланса, у ҳолда электр майдон электронларнинг катоддан анодга томон ҳаракатланишига тўсқинлик қиласи – занжирда электр токи бўлмайди. Диоднинг бир томонлама ўтказиши хоссасидан радиоэлектрон асбобларда ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантиришда фойдаланилади.

**Триод.** Электрон лампада катоддан анодга қараб ҳаракатланаётган электронлар оқимини электр ва магнит майдонлари ёрдамида бошқариш

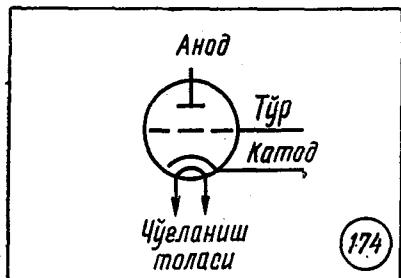
мумкин. Электронлар оқими электр майдон ёрдамида бошқариладиган энг содда электр вакуумли асбоб *триоддир*. Вакуумли триоднинг баллони, аноди ва катоди худди диоднинг тузилишига эга, аммо триодда электронларнинг катоддан анодга томон йўлида тўр деб аталувчи учинич электрод жойлаштирилади. Одатда тўр – бу катод атрофида бир неча марта ўралган ингичка симдан иборат спиралdir.

Агар тўрга катодда нисбатан мусбат потенциал берилса (171-расм), у ҳолда электронларнинг кўпчилик қисми катоддан анодга учеб ўтади ва анод занжирда электр токи мавжуд бўлади. Тўрга катодда нисбатан манфий потенциал берилганда, тўр билан катод орасидаги электр майдон электронларнинг катоддан анодга томон ҳаракатланишига тўсқинлик қиласи (172-расм) анод токи камаяди. Шундай қилиб тўр билан катод орасидаги кучланиши ўзгартириб анод занжиридаги ток кучини бошқариб туриш мумкин.



Вакуумли триоднинг тузи-  
лиши 173-расмда кўрсатилган,  
унинг схемаларда шартли бел-  
гиланиши эса 174- расмда кўр-  
сатилган.

**Электрон дасталар ва улар-  
нинг хоссалари.** Қизиган катод  
чиқараётган электронларни  
электр майдонлар ёрдамида  
юқори тезликларгача ҳаракат-  
лантириш мумкин. Катта тез-  
ликларда ҳаракатланувчи элект-  
ронлар дастасидан рентген  
нурларини ҳосил қилиш учун,  
металларни эритиш ва қирқиши  
учун фойдаланиш мумкин.  
Электрон дасталарнинг электр  
ва магнит майдонлар таъсири-  
да оғиши ва кристалларни  
шуълалантириш қобилиятидан  
электрон-нур трубкаларида  
фойдаланилади.

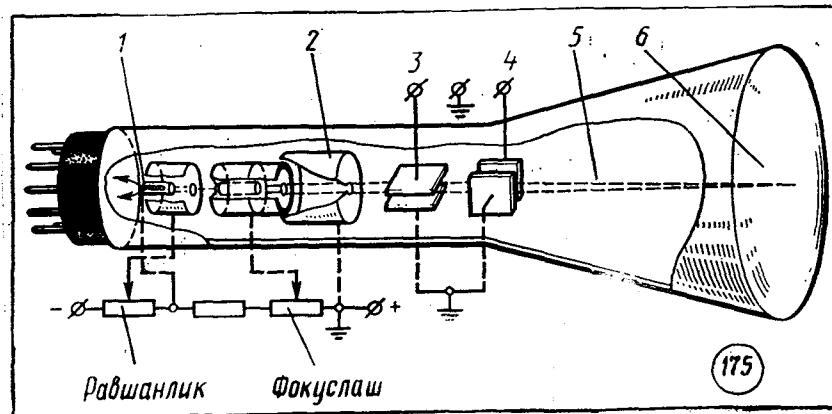


**Электрон-нур трубка.** Агар  
вакуумли диоднинг 2 анодида  
тешик қилинса, у ҳолда 1 ка-  
тод чиқарган электронларнинг  
бир қисми тешик орқали ўта-  
ди ва анод орқасидаги фазода  
параллель учувчи электронлар  
дастасини — 5 электрон нурни  
ҳосил қиласи (175-расм).

Электронларнинг бундай  
оқимидан фойдаланиладиган  
электр вакуумли асбоб **электрон-нур трубка** дейилади.

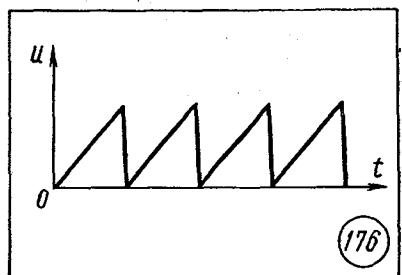
Электрон-нур трубканинг  
шиша баллонининг анод қар-  
шисидаги ички сирти юпқа  
кристалл қатлами билан қоп-  
ланган, бу кристаллар қатла-  
мiga тез электронлар тушган-  
да улар шуълаланади. Труб-  
канинг бу қисми экран (6) дейилади.

Электр ва магнит майдон-  
лар ёрдамида электронларнинг  
аноддан экранга томон ҳара-  
катини бошқариш ва электрон  
нурни экранда ҳар қандай ман-  
зарани „чизиши“ мажбур қи-  
лиш мумкин. Электрон нур-  
нинг бу қобилиятидан телеви-  
зорнинг электрон-нур трубкаси  
экранида (у кинескоп дейила-



ди) тасвиirlар ҳосил қилишда фойдаланилади. Экранда дорнинг шуълаланиш равшанлиги қўшимча электрод ёрдамида электронлар дастаси интенсивлигини бошқариш йўли билан ўзгарилилади, қўшимча электрод катод ва анод орасига жойлаштирилган ва электровакуум триоднинг бошқарувчи тўри принципи бўйича ишлайди.

Электрон-нур осциллографи трубкасида анод ва катод ўртасида икки жуфт параллел металл пластина жойлаштирилган. Бу пластиналар оғидувчи пластиналар дейилади. Вертикал жойлашган 4 пластиналарга кучланиш берилганда электрон-нур горизонтал йўналишда силжийди, кучланиш горизонтал 3 пластиналарга берилганда нур вертикал равища оғади. Трубка экранидаги нурнинг силжиши берилган кучланишга пропорционал, шунинг учун электрон осциллограф электр ўлчов ас-



(176)

боби тарзида фойдаланилиши мумкин.

Тез ўзгарувчи электр жараёнларни текшириш учун осциллографда бурилиш — электрон нурнинг горизонтал бўйича текис кўчиши амалга оширилиади. Нур горизонтал ўқ бўйлаб ўзгармас тезлик билан кўчиши учун горизонтал оғувчи пластиналардаги кучланиш вақт бўйича чизиқли ўзгариши керак, нурни дастлабки ҳолатига қайтариш учун эса кучланиш тез нолгача тушиши керак. Кучланишнинг бундай шакли арасимон дейилади (176- расм).

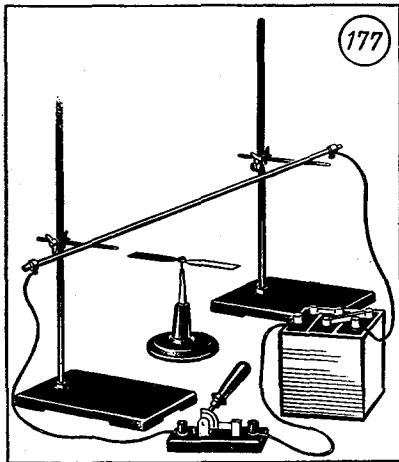
## 51. МАГНИТ МАЙДОН

**Магнит ўзаро таъсир** Ҳар хил исмли электр зарядларининг ўзаро тортилиши, бир хил исмли қутбларининг тортилиши ва бир хил исмли қутбларининг итарилиши ҳодисасига кўп жиҳатдан ўхшашдир. Бироқ электр ва магнит ҳодисалар орасидаги боғланишни аниқлаш имкони бўлмас эди.

1820 йилда Дания физиги Ханс Эрстед (1777—1851) магнит стрелка ёнидаги ўтказгичдан ток ўтказилганда стрелка бурилишини аниқлади (177-

расм). Ўша йили француз физиги Андре Ампер (1775—1836) бир-бирига параллел ҳолда жойлаштирилган иккита ўтказгичдан бир хил йўналишда ток ўтказилганда улар ўзаро тортишишини, ҳар хил йўналишда ток ўтказилганда эса бир-бирини итаришини аниқлади (178- расм). Электр токларининг ўзаро таъсирлашуви ҳодисасини Ампер **электроинамик ўзаро таъсир** деб атади.

Ампер ўз тажрибалари асосида бундай хуносага келди: токнинг магнит билан ва маг-



177

фиқ қуидаги түшүнтириләди. Ҳаракатдаги ҳар қандай электр заряди атроф фазода магнит майдон ҳосил қиласы. Магнит майдон фазода узлуксиз ва ҳаракатдаги бөшқа электр зарядларга таъсир қиласы.

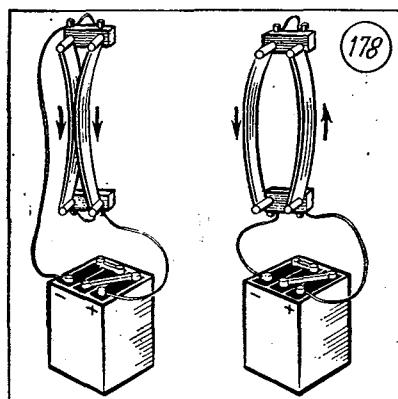
**Ток кучи бирлигі.** Моддан электр токи ўтганда модда қизиши ва шуълаланиши, унда турли химиявий ўзгаришлар, магнит ўзаро таъсир бўлиши мумкин. Токнинг ҳамма маълум таъсирларидан фақат магнит таъсири электр токи билан ҳар қандай шароитда, ҳар қандай муҳитда ва вакуумда биргаликда бўлади.

Токли ўтказгичларнинг магнит ўзаро таъсиридан халқаро системада ток кучи бирлигини—амперни (A) аниқлашда фойдаланилади.

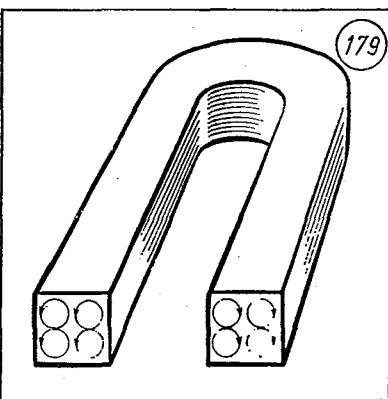
**Ампер**—вакуумда бир-бираидан 1 м масофада жойлашган, доиравий кесими жуда кичик ва узунлиги чексиз бўлган иккита параллел тўғри чизиқли ўтказгич бўйича ўтганда бу ўтказгичлар орасида ҳар бир метр узунлигига  $2 \cdot 10^{-7}$  Н га тенг магнит ўзаро таъсир

нитларнинг ўзаро таъсирини, агар магнит ичиде сўнмас молекуляр доиравий токлар мавжуд деб фараз қилиб түшүнтириш мумкин (179-расм). Шунда ҳамма магнит ҳодисалар ҳаракатдаги электр зарядларнинг ўзаро таъсири билан түшүнтириләди, табиатда ҳеч қандай алоҳида магнит зарядлар йўқ.

**Магнит майдон.** Ҳаракатдаги электр зарядларнинг магнит ўзаро таъсири яқиндан таъсир тасаввурларига муво-



178



179

күчини ҳосил құлувчи ўзгармайдыган ток күчидір.

**Токларнинг магнит ўзаро таъсир күчи.** Токли ўтказгичга магнит майдон таъсир күрсатадын күч Ампер күчи дейилади.

Магнит ўзаро таъсирни экспериментал ўрганиш  $\vec{F}$  ампер күчи модули токли ўтказгичнинг  $l$  узунлигига пропорционал эканини ва ўтказгичнинг магнит майдондаги ориентациясига бөлгілік.

**Магнит индукция.** Магнит майдоннинг токли ўтказгичга күч билан таъсир қилиш қобилиятини тавсифлаш учун вектор катталик  $\vec{B}$  магнит индукция деган катталик киритилади.

Магнит майдоннинг күч билан таъсири Ампер күчининг түфри чизиқли токли ўтказгичга таъсири бўйича ва ёпиқ контурга айланма таъсири бўйича намоён бўлиши мумкин.

Магнит майдонни түфри чизиқли токли ўтказгич ёрдамида текширишда магнит индукция қуйидагича аниқланади: магнит индукция модули токли ўтказгичга таъсир қилувчи  $\vec{F}$  Ампер күчи модулининг максимал қийматининг ўтказгичдаги  $I$  ток күчига ва

унинг  $l$  узунлигига нисбатига тенг:

$$B = \frac{F}{Il}. \quad (51.1)$$

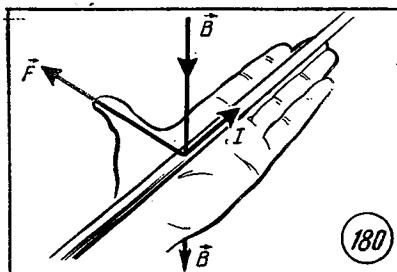
$\vec{B}$  индукция вектори йўналишини аниқлаш учун түфри чизиқли ўтказгични магнит майдонда Ампер күчи максимал қийматга эга бўладиган тарзда жойлаштириш керак.

Чап қўлнинг очиқ кафтини  $\vec{F}$  Ампер күчи вектори ва токли ўтказгич орқали ўтувчи текислиқда жойлаштирамиз. Чап қўлнинг тўртта бармоғини ўтказгичдаги токнинг йўналиши бўйича жойлаштиринг, кафт тегислигига бу тўртга бармоққа нисбатан түфри бурчак ташкил этиб букилган бош бармоқни эса  $\vec{F}$  Ампер күчи йўналиши бўйича жойлаштиринг. Бунда  $\vec{B}$  индукция вектори кафт текислигига перпендикуляр ҳолда киради ( $180^\circ$  расм).

Бу ҳолда индукция бирлиги ток күчи  $1 \text{ A}$  бўлганда  $1 \text{ m}$  ўтказгичга  $1 \text{ N}$  максимал Ампер күчи таъсир қиладиган магнит майдон индукцияси сифатида аниқланади. Бу бирлик буюк югослав электротехники Никола Тесла (1856–1943) шарафига тесла ( $\text{Tl}$ ) дейилади:

$$1 \text{ Tl} = \frac{1 \text{ N}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}} = 1 \frac{\text{N}}{\text{A} \cdot \text{m}}.$$

Магнит майдонни токли контур ёрдамида текширишда токли рамка жойлашган жойда  $\vec{B}$  магнит индукция вектори йўналиши учун эркин айланадиган токли рамка ўрнатила-



диган текисликка перпендикулярнинг йўналиши қабул

қилинади (181-расм).  $\vec{B}$  индукция вектори парма рамкадаги ток йўналиши бўйича буралганда кўчадиган томонга йўналади (182-расм).

$\vec{B}$  индукция вектори модули токли рамкага магнит майдон томонидан таъсир этадиган максимал  $M$  куч моментининг рамкадаги  $I$  ток кучи билан унинг  $S$  юзи кўпайтмасига нисбатига тенг:

$$B = \frac{M}{IS} \quad (51.2)$$

Магнит индукция вектори бирлиги учун шундай майдоннинг магнит индукцияси қабул қилинганки, бунда ток кучи  $1 \text{ A}$  бўлганда  $1 \text{ m}^2$  юзли контурга майдон томонидан  $1 \text{ H} \times \text{m}$  га тенг максимал куч моменти таъсир қиласди. Бу бирлик магнит индукцияни аниқлашнинг биринчи усулидаги аниқланган бирлик билан бир хил бўлишига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас.

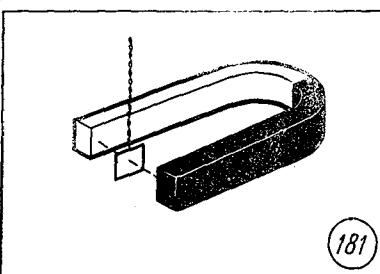
$$\frac{1 \text{ H} \cdot \text{m}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}^2} = 1 \frac{\text{H}}{\text{A} \cdot \text{m}} = 1 \text{ Тл.}$$

**Магнит индукция чизиқлари.** Истаган нуқтасида  $\vec{B}$  магнит индукция вектори уринма бўйича йўналган чизик магнит индукция чизиги дейлади.

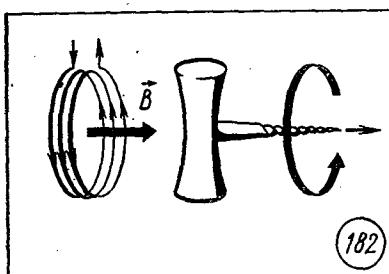
Агар фазонинг бирор қисмидаги ҳамма нуқталарда магнит майдон индукция вектори модули бўйича бир хил қийматга эга бўлса ва йўналиши бир хил бўлса, у ҳолда фазонинг бу қисмидаги магнит майдон бир жиссли майдон деяйлади (183-расм).

Тўғри токли ўтказгич магнит майдоннинг магнит индукция чизиқлари ўтказгичга перпендикуляр бўлган текисликларда ётувчи айланалардан иборат. Айланаларнинг марказлари ўтказгичнинг ўқида жойлашган.

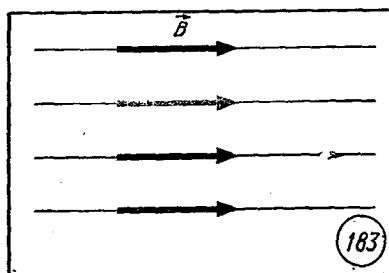
Бу ҳолда магнит индукция векторининг йўналиши қуйидаги қоидага кўра аниқланади. Агар ўтказгич бўйлаб ток йўналиши бўйича қаралса,



(181)



(182)



(183)

### Ампер кучи. (51.1) формула

ладан  $\vec{B}$  индукцияли магнит майдонда түғри чизиқли токли ўтказгичга таъсир қилувчи Ампер кучининг максимал қийматининг модулини аниқлаш учун фойдаланиш мумкин:

$$F_{\max} = IBl, \quad (51.3)$$

бунда  $l$  — ўтказгичнинг узунлиги,  $I$  — ток кучи.

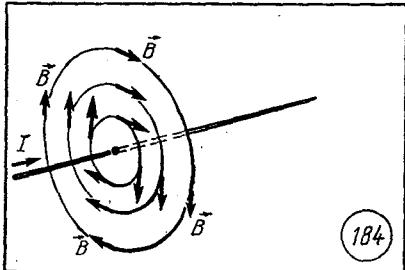
Тажрибанинг кўрсатишича, токли ўтказгич  $\vec{B}$  магнит индукция векторига  $\alpha$  бурчак остида жойлашганда Ампер кучи модулини топиш учун

$$F = IBl \sin \alpha \quad (51.4)$$

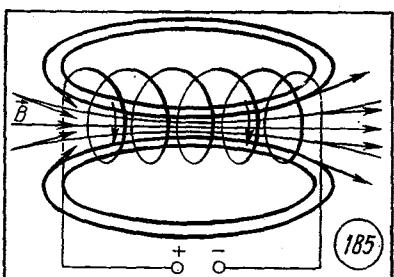
формуладан фойдаланиш керак.

Ампер кучи  $\vec{F}$  векторининг йўналиши чап қўл қоидаси билан аниқланади.

Чап қўлни тўртта бармоқ ўтказгичдаги токнинг йўналишини кўрсатадиган қилиб жойлаштирамиз. Кейин кафтни токли ўтказгич ва магнит индукциянинг  $\vec{B}$  вектори ётган текисликка перпендикуляр қилиб жойлаштирамиз.  $\vec{B}$  вектор кафтга кириши керак. У ҳолда кафт текислигига тўғри бурчак остида қўйилган катта бармоқ  $\vec{F}$  Ампер кучи векторининг йўналишини кўрсатади (180°-расмга қаранг).



184



185

яни мусбат зарядларнинг йўналиши бўйича қаралса, у ҳолда магнит индукция вектори соат стрелкаси ҳаракати бўйича йўналган бўлади (184-расм). Агар ток кузатувчи томон йўналган бўлса, у ҳолда магнит индукция вектори соат стрелкаси ҳаракати йўналишига қарши йўналади.

Токли ғалтак вужудга келтирган магнит майдон индукция чизиқлари 185-расмда кўрсатилган. Магнит индукция вектори ғалтакка унинг ўрамларидаги токнинг йўналиши соат стрелкаси ҳаракатида бўлган томонидан киради.

## 52. ЛОРЕНЦ КУЧИ

**Магнит майдоннинг ҳаракатдаги зарядланган зарраларга таъсири.** Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири магнит майдон ҳаракат-

ланувчи электр зарядларга таъсир қилишини англатади.

q электр заряди  $\vec{B}$  индукцияли бир жинсли магнит майдон-

а ҳаракатланганда шу зарядга таъсир қилувчи кучни топамиш.

Ўтказгичдаги  $I$  ток кучи эркин зарядланган заррачаларнинг  $n$  концентрацияси, улардинг тартибли ҳаракатининг  $\vec{v}$  тезлиги ва ўтказгичнинг күндаланг кесим юзи  $S$  билан қўйидаги ифода орқали боғланган:

$$I = qnvS, \quad (52.1)$$

бунда  $q$  — айрим зарра заряди.

(52.1) тенгламани (51.4) тенгламага қўйиб,

$$F = qnvSIB \sin \alpha$$

ни ҳосил қиласиз.  $nSl$  кўпайтма  $l$  узунликдаги ўтказгичдаги зарядланган эркин зарралар сонига, яъни

$$N = nSl$$

га тенг бўлгани учун  $\vec{B}$  индукция векторига  $\alpha$  бурчак остида  $\vec{v}$  тезлик билан ҳаракатанаётган битта зарядланган заррага магнит майдони томонидан таъсир қилаётган куч

$$F_L = qvB \sin \alpha \quad (52.2)$$

га тенг. Бу кучни *Лоренц кучи* дейилади,

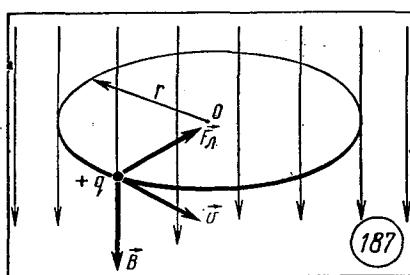
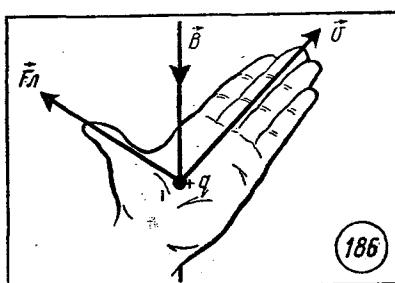
$\vec{F}_L$  Лоренц кучи векторининг йўналиши чап қўл қоидаси бўйича аниқланади, унда токнинг йўналиши учун мусбат заряд тезлиги векторининг йўналишини олиш керак (186-расм). Манфий зарядланган зарралар ҳаракати ҳоли учун тўртта бармоқни тезлик вектори йўналишига қарама-қарши томонга жойлаштириш лозим.

Зарядланган зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати. Бир жинсли магнит майдонда магнит майдон индукция чизиқларига перпендикуляр равишда  $\vec{v}$  тезлик билан ҳаракатланувчи зарядланган заррага модули бўйича ўзгармас ва  $\vec{v}$  тезлик векторига перпендикуляр йўналган  $\vec{F}_L$  куч таъсир қиласи (187-расм). Вакуумда  $F_L$  Лоренц кучи таъсирида зарра

$$a = \frac{F_L}{m} = \frac{qvB}{m} \quad (52.3)$$

марказга интилма тезланиш олади ва айланада бўйлаб ҳаракатланади. Зарра ҳаракатланаётган айлананинг  $r$  радиуси

$$\frac{qvB}{m} = \frac{v^2}{r}, \quad r = \frac{mv}{qB} \quad (52.4)$$



шартдан аниқланади. Зарранинг бир жинсли магнит майдонда айланиш даври

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (52.5)$$

га тенг.

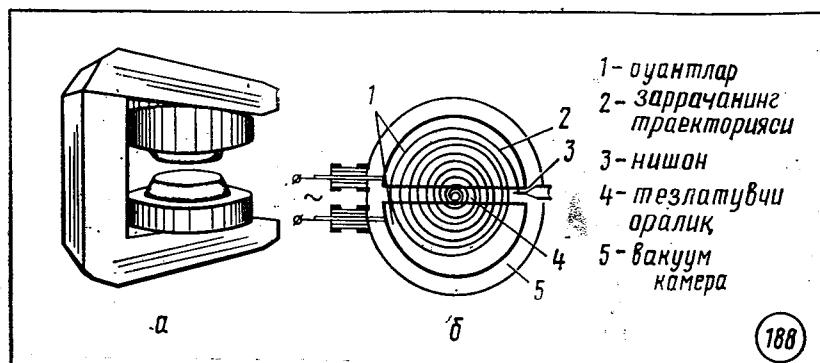
Охирги ифода зарранинг массаси ўзгармас бўлганда унинг бир жинсли магнит майдонда айланиш даври унинг  $\tau$  тезлигига ва ҳаракат траекториясининг  $r$  радиусига боғлиқ бўлмаслигини кўрсатади. Бу ҳолдан, масалан, зарядланган зарралар тезлатгичида — циклотронда фойдаланилади.

**Циклотрон.** Бу тезлатгичда зарядланган зарралар — протонлар, гелий атоми ядролари — вакуумда ўзгармас частотали ўзгарувчи электр майдон томонидан икки металл электротрот — дуантлар орасидаги оралиқда тезлатилади. Дуантлар ўзгармас электромагнит қутблари орасида жойлашган (188-a расм). Магнит майдон тъсирида дуантлар ичидаги зарядланган зарралар айлана бўйича ҳаракатланади. Улар яримта айланиб, дуантлар орасидаги оралиқка яқинлашган пайтда дуантлар орасидаги электр

майдон кучланганлиги векторининг йўналиши қарама-қаршиисига ўзгарида ва зарралар яна тезлашади. Зарралар кеийнги ҳар бир ярим айланишини янада каттароқ радиусли айлана бўйича учиди (188-б расм), бироқ уларнинг айланиш даври ўзгармасдан қолади. Шунинг учун зарраларни тезлатиш учун дуантларга ўзгармас даврли ўзгарувчи кучланиш берилади.

Ўзгармас даврли циклотронда зарраларни тезликлари ёруғлик тезлигидан кичикроқ тезлиқларгача тезлаштириш мумкин. Зарранинг тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги  $c = 300000$  км/с га тенг тезлигига яқинлашиши билан зарранинг массаси ортади, бунинг натижасида унинг магнит майдондаги айланиш даври ортади. Зарранинг айланиш даврининг ва электр майдон даврининг тенглиги бузилади, тезлатиш тўхтайди.

**МГД-генератор.** Плазманинг ҳаракатдаги электр зарядларига магнит майдоннинг таъсиридан электр энергияни ҳосил қилишда фойдаланилади. Магнитогидродинамик ал-



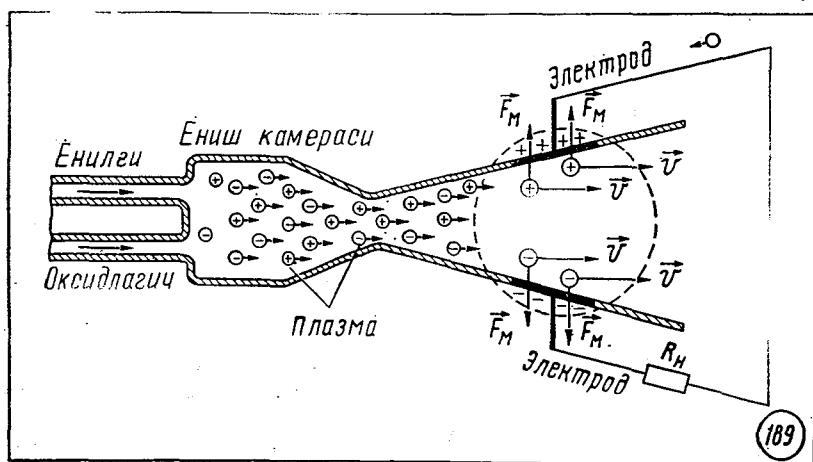
маштириш учун қурилма МГД-генератор дейилади.

189-расмда МГД-генераторнинг тузилиши схемаси кўрсатилган. Ёниш камерасида нефть, керосин ёки табий газнинг ёниши натижасида юқори температура ( $2000-3000\text{ K}$ ) вужудга келтирилади, бунда газсимон ёниш маҳсулотлари электронли-ионли плазмани ҳосил қилиб ионлашади. Плазманинг электр ўтказувчалигини орттириш учун ёниш камерасига кальций, натрий, цезий моддалари бўлган осон ионлашувчи моддалар киритилади. Қизиган плазма бир неча метрга кенгаяётган канал бўйича ҳаракатланади, бу каналда плазманинг ички энергияси кинетик энергияга айланади ҳамда тезлик  $2000\text{ m/s}$  ва ундан ортиқ ортади. Плазма худди металл ўтказгич сингари нейтралдир, бироқ кучли магнит майдон соҳасига учиб кириб, уни ташкил этувчи турли ишорали зарралар  $F_d^+$  Лоренц кучи таъсири остида 189-расм-

да кўрсатилгандек бўлинади. Электронлар пастки электродга етгандан сўнг ташқи занжирда  $R_h$  қаршиликли нагрузка бўйича бошқа электродга қараб ҳаракатланади, у ерда мусбат ионларни нейтраллайди. Ташқи занжирда ажралаётган қувват турли хил амалий эҳтиёжалар учун фойдаланилиши мумкин.

Эркин юриш режимида, ташқи занжир узилганда, электродлар орасида ЭЮК га тенг энг катта потенциаллар айримаси вужудга келади. Генераторнинг конструкциясига боғлиқ ҳолда у бир неча юз ёки минг вольтга этиши мумкин

МГД-генераторда фақат плазмагина кучли қиздирилган бўлади ва турбиналарнинг куракларига ўхшаш бир вақтда механик кучланиш ҳамда юқори температуралар таъсири остида бўлганидек ҳаракатланувчи деталлар бўлмайди. Иссик бардош материаллардан фойдаланиш ва плазмага тегиб турдиган қўзғалмас металл де-



талларни совитиш имконининг борлиги ишчи жисм температурасини кўтаришга, демак, қурилманинг ФИК ини ҳам ортишишга имкон беради. Плазманинг киришдаги  $T_1 = 2500$  К, чиқиша  $T_2 = 300$  К га тенг температураси учун ФИК нинг назарий қиймати 90% ни ташкил этади. Бироқ реал шароитларда ишлаб бўлинган газларнинг каналнинг чиқишидаги температураси 300 К дан юқори. Аммо, агар ишлаб бўлинган ва ионлашмаган ёниш маҳсулотларини буғ ҳосил қилиш ҳамда оддий электр машина генераторининг турбинасини ишга тушириш учун фойдаланилса, у ҳолда бундай қурилманинг реал ФИК 50—60% га тенг бўлади, Бу эса

иссиқлик электр станциялари нинг реал ФИК дан деярли икки марта ортиқидир. Демак, ўшанча миқдорда ёқилғи сарф қилинганда МГД - генератор ёрдамида икки марта кўп энергия олиш мумкин экан.

25 МВт қувватга эга МГД-генераторли биринчи У-25 синов-саноат электр станцияси 1971 йилда ишга туширилган эди.

Рязань ГРЭС ида газ-мазут ёқилғисида ишлайдиган 500 МВт қувватли МГД-генераторни қуриш бошланди.

Энергия блокининг фойдали иш коэффициенти 50% га яқинлашади. Бу одатдаги электр станциясига қараганда ёқилғини 20—25% тежашини таъминлаши керак.

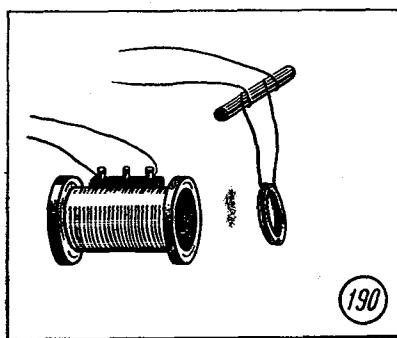
### 53. МАГНИТ МАЙДОНДАГИ МОДДА

**Ферромагнетизм.** Кўзгал мас зарядларнинг электростатик ўзаро таъсири зарядлар жойлашган мухитнинг хоссаларига боғлиқ. Тажриба токларнинг магнит ўзаро таъсири ҳам мухитнинг хоссаларига боғлиқ эканини кўрсатади. Агар катта ғалтак ёнига иккита ингичка симга иккинчи унча катта бўлмаган ғалтак осиб

қўйилса (190-расм), у ҳолда ғалтаклар ток манбаига уланганда кичик ғалтакнинг вертикал вазиятидан оғгани кузатилади. Катта ғалтакка темир стержень киритилганда кичик ғалтак янада катта бурчакка оғади. Кичик ғалтакка таъсир қилаётган Ампер кучининг ортиши катта ғалтакда ток вужудга келтираётган магнит майдон индукцияси ғалтакка темир ўзак киритилганда ортишини кўрсатади. Ташқи магнит майдонни анча ортирадиган моддалар **ферромагнетиклар** дейилади. Ферромагнетикларга темирдан ташқари масалан, никель, кобальт ва бу металларнинг бошқа элементлар билан баъзи бирималари киради.

**Магнит сингдирувчаник.**

Бир жинсли мухитда  $\vec{B}$  маг-



нит майдон индукцияси модули бўйича вакуумдаги  $\vec{B}$  магнит майдон индукциясидан неча марта фарқ қилишини кўрсатувчи физик карталик магнит сингдирувчаник дейилади:

$$\mu = \frac{B}{B_0}. \quad (53.1)$$

Ферромагнетикларда магнит сингдирувчаникнинг қийматлари бир неча ўн, юз ва ҳатто минг бирликка етади.

**Парамагнетиклар ва диамагнетиклар.** Фалтакка мис, алюминий, шиша, билур, ёғочдан қилинган стерженлар киритилганда кичик фалтакнинг оғишини сезиш қийин бўлади. Бироқ янада сезгироқ асбоблар билан ўтказилган тажрибалар ҳамма моддалар ҳам магнит майдонни ўзгартиришини аниқлашга имкон беради. Ташқи магнит майдон ўзгариши характеристига кўра ферромагнит бўлмаган моддалар парамагнетикларга ва диамагнетикларга ажралади.

Йўналиши бўйича ташқи майдон билан бир хил бўлган магнит майдон ҳосил қилувчи моддалар **парамагнетиклар** дейилади.

Ҳатто энг кучли парамагнетикларнинг магнит сингдирувчаникнинг бирдан жуда кам фарқ қиласи: 1, 00036—платинанини ва 1, 0034—суюқ кислородники.

Ташқи магнит майдонни сусайтирувчи майдон ҳосил қилувчи моддалар **диамагнетиклар** дейилади. Масалан, кумуш, кўргошин, кварц диамагнит хоссаларга эга. Диамагнетикларнинг магнит синг-

дирувчаникни бирдан ўн мингдан бир улушдан ортиқ фарқ қиласи. Диамагнетиклардан энг кучлиси—висмутнинг магнит сингдирувчаникни 0,999824 га тенг.

**Ферромагнетизмнинг табииати.** Ферромагнетизм электронларнинг магнит хоссалари билан тушунтирилади. Электрон доиравий токка ёки айлананаётган зарядланган жисмга эквивалент ва шунинг учун ҳам хусусий магнит майдонга эга. Кўчилик кристалларда электронларнинг магнит майдонларининг жуфт-жуфт антипараллел ориентацияси туфайли электронларнинг магнит майдон ўзаро компенсацияланади. Фақат баъзи кристалларда, масалан, темир кристалларидаги электронлар хусусий магнит майдонларининг параллел ориентацияси учун шароит вужудга келади. Бунинг натижасида ферромагнетик кристалининг ичидаги давомийлиги  $10^{-2} - 10^{-4}$  см бўлган магнитланмаган соҳалар вужудга келади. Ўз-ўзидан магнитланган бу соҳалар **доменлар** дейилади (191-а расм). Айрим доменларда магнит майдонлар турлича йўналишга эга ва катта кристаллда бир-бирини ўзаро компенсациялайди. Ферромагнит намуна ташқи магнит майдонга олиб кирилганда айрим доменлар магнит майдонларининг тартибланган ориентацияси рўй беради.

Ташқи майдоннинг  $\vec{B}$  магнит индукцияси ортиши билан айрим доменларнинг тартиблилик даражаси ортади  $-\vec{B}$  магнит индукция ортади, Таш-

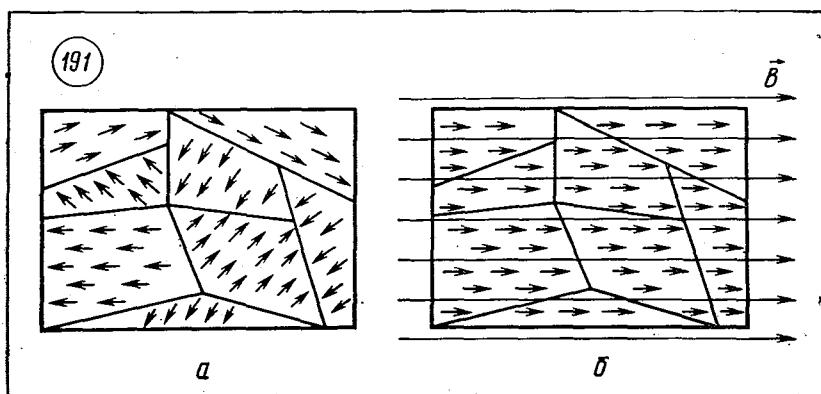
қи майдон индукциясининг маълум бир қийматида доменлар ориентацияси тўлиқ тартиблашади (191-б, расм), магнит индукциянинг ортиши тўхтайди. Бу ҳодиса магнит тўйинганлик дейилади.

**Доимий магнитлар.** Ташқи магнит майдондан ферромагнит намунани чиқаришда доменларнинг бир қисми тартибланган ориентацияни сақлади—намуна доимий магнит бўлиб қолади. Доимий магнитларни тайёрлаш учун пўлат, темирнинг алюминий, никель ва кобалт билан қотишмалиари, темир ва бошқа баъзи металларнинг оксидларидан фойдаланилади.

**Кюри температураси.** Ферромагнетикда доменлар ориентациясининг тартибланганлиги кристаллда атомларнинг иссиқлик тебранишлари билан бузиласди. Кристаллнинг температураси қанча юқори бўлса, доменлар ориентациясидаги тартиб шунчалик тез бузиласди, бунинг натижасида намуна

магнитсизланади. Модда ферромагнетиклигини йўқота бошлаган температурадан юқори температуралар *Кюри температураси* дейилади. Кюри температураси темирда  $770^{\circ}\text{C}$ , кобалтда  $1130^{\circ}\text{C}$ , никельда  $356^{\circ}\text{C}$ . Темирда ферромагнит хоссаларнинг юқори температурада йўқолишини устара тифи билан ўтказилган тажрибада кузатиш мумкин, бунда у олов билан қизитилганда магнитдан узилиб тушади.

**Ферромагнит материалларнинг қўлланиши.** Магнит майдонларини ўн мингларча марга кучайтиришга қодир бўлган ферромагнит материаллар замонавий техникада кенг қўлланилади. Пўлат ўзак электр генератор ва электр двигателнинг, электромагнит ҳамда трансформаторнинг асосий деталларидан биридир. Эгишувчан плёнкали ферромагнит кукунининг юпқа қатлами товушни магнит ёзуvida ва қайта эшилтиришда фойдаланилади.



## 54. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

Агар электр токи, Эрстед тажрибаларининг кўрсатишича, магнит майдонни вужудга келтирса, у ҳолда магнит майдон ўз навбатида ўтказгичда электр токини вужудга келтирасмикан? Кўпгина олимлар тажрибалар ёрдамида бу саволга жавоб беришга ҳаракат қилишди, бироқ бу масалани биринчи бўлиб Майкл Фарадей (1791—1867) ҳал қилди.

1831 йилда Фарадей берк ўтказувчи контурда магнит майдон ўзгартирилганда электр токи пайдо бўлишини аниқлади. Бу ток *индукцион ток* деб аталди.

Металл симли галтакда индукцион ток магнитни галтак ичига киритганда ва магнитни галтакдан олишда (192-расм), шунингдек, магнит майдон биринчи галтакни кесиб ўтувчи иккинчи галтакнинг ток кучини ўзгартиргандаги (193-расм) вужудга келади.

Берк ўтказувчи контурда контурни кесиб ўтувчи магнит майдон ўзгартирилганда электр токининг пайдо бўлиш ҳодисаси *электромагнит индукция* дейилади.

Берк контурда уни кесиб ўтувчи магнит майдоннинг ўзгаришида электр зарядининг пайдо бўлиши контурда но-электростатик табиатдаги ташки кучлар мавжудлигидан ёки *индукция ЭЮК* вужудга келишидан далолат беради. Электромагнит индукция ҳодисасининг миқдорий тавсифи индукция ЭЮК ва *магнит оқими* деб аталувчи физик катталик орасидаги боғлаши-

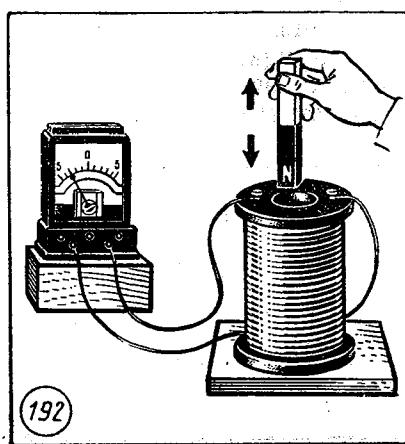
ни ўрнатиш асосида берилади.

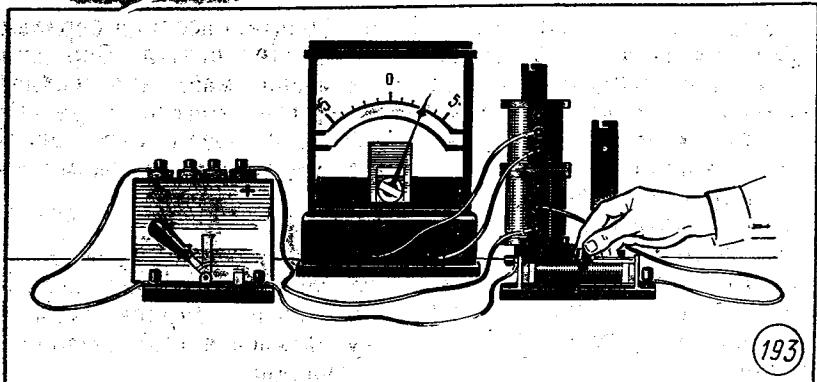
*Магнит оқими* Бир жинсли магнит майдонда жойлашган ясси контур учун (194-расм).  $S$  юзли сирт орқали ўтувчи  $\Phi$  магнит оқими деб,

$\vec{B}$  магнит индукция вектори модулининг  $S$  юзга ва  $\vec{B}$  вектор билан сиртнинг нормали орасидаги  $\alpha$  бурчак косинуси кўпайтмасига тенг катталикка айтилади:

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (54.1)$$

*Ленц қоидаси.* Тажриба контурда индукцион токнинг ўйналиши контурни кесиб ўтувчи магнит оқимининг ўшишига ёки камайишига боғлиқлигини, шунингдек, магнит майдон индукцияси векторининг контурга нисбатан ўйналишига боғлиқлигини кўрсатади. Контурда индукцион токнинг ўйналишини аниқлашга имкон берувчи умумий қоидани 1833 йилда Э. Х. Ленц ўрнатди.





193

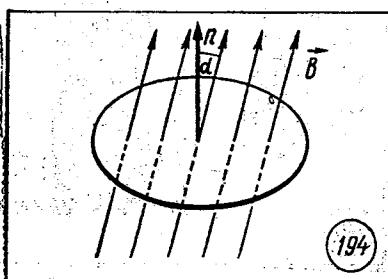
Ленц қоидасиниң енгил алюминий ҳалқа ёрдамида яққол күрсатиш мүмкін (195-расм). Тажриба ҳалқага доимий магнит киритилганда ҳалқа итаришишини, магнит узоқлаштирилганда эса тортилишини күрсатади. Тажрибалар натижаси магнитларнинг қутбига боғлиқ әмас.

Бутун ҳалқанинг итарилиши ва тортилиши ҳалқа орқали ўтаётган магнит оқими ўзгарганда ҳалқада индукцион ток вужудга келиши билан ҳамда индукцион токка магнит майдоннинг таъсир этиши билан тушунтирилади. Магнитни ҳалқага яқинлаштирганда ундағы индукцион ток шундай йұналишга әга бўладики, бунда шу ток вужудга келтирган

магнит майдон ташқи магнит майдонға қаршилик кўрсатади, магнитни ҳалқадан чиқараётганда эса ундағы индукцион ток шундай йұналишда бўладики, бунда унинг магнит майдонининг индукция вектори йұналиши ташқи майдон индукция вектори йұналиши билан мос тушади.

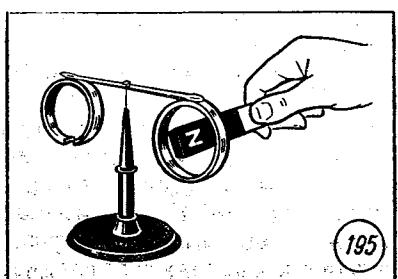
Ленц қоидасининг умумий ифодаси: берк контурда вужудга келадиган индукцион ток шундай йұналишда бўладики, бунда у вужудга келтирган магнит оқими контур билан чегараланган юз орқали мазкур токни вужудга келтираётган магнит оқимининг ўзгаришларини компенсациялашга интилади.

Электромагнит индукция



194

194



195

**қонуни.** Индукция ЭЮК нинг магнит оқимининг ўзгаришига боғлиқлигини экспериментал текшириш **электромагнит индукция қонунини** ўрнатишга олиб келди: берк контурда индукция ЭЮК контур билан чегараланган сирт орқали ўтувчи магнит оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал.

СИ да магнит оқими бирлиги шундай танланганки, бунда индукция ЭЮК ва магнит оқими ўзгариши орасидаги пропорционаллик коэффициенти бирга тенг бўлсин. Бунда **электромагнит индукция қонуни** бундай ифодаланиди: берк контурдаги индукция ЭЮК контур билан чегараланган сирт орқали ўтувчи магнит оқими ўзгариши тезлигининг модулига тенг;

$$|\mathcal{E}_i| = \left| \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right|. \quad (54.2)$$

Ленц қоидасини хисобга олган ҳолда электромагнит индукция қонуни қўйидаги тарзда ёзилади:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}. \quad (54.3)$$

**Галтакдаги индукция ЭЮК.** Агар кетма-кет уланган контурларда магнит оқимининг ўзгаришлари бир хил бўлса, у ҳолда улардаги индукция ЭЮК ҳар бир контурдаги ЭЮКлар йиғиндисига тенг бўлади. Шунинг учун  $n$  та бир хил сим ўрамларидан иборат галтакдаги магнит оқимининг ўзгариши индукциянинг умумий ЭЮК якка контурдаги индукция ЭЮК дан  $n$  марта катта:

$$\mathcal{E}_i = -n \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \quad (54.4)$$

**Магнит оқими бирлиги.** Халқаро бирликлар системасида магнит оқими бирлиги *вебер* (Вб) дейилади. У электромагнит индукция қонуни асосида аниқланади. Берк контур билан чегараланган юздан ўтувчи магнит оқими, агар бу оқим 1 с да нолгача бир текис камая боргандада контурда 1 В индукция ЭЮК ҳосил бўлса, 1 Вб га тенг бўлади:

$$\Delta \Phi = \mathcal{E}_i \Delta t, \quad 1 \text{ Вб} = 1 \text{ В} \cdot 1 \text{ с.}$$

Бир жинсли магнит майдон учун (54.1) тенглама асосида, агар 1 м<sup>2</sup> юз орқали магнит оқими 1 Вб га тенг бўлса, унинг магнит индукцияси 1 Тл га тенг бўлиши келиб чиқади:

$$B = \frac{\Phi}{S}, \quad 1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ м}^2} = 1 \text{ Вб} \cdot \text{м}^{-2}$$

**Уюрмали электр майдон.**

Электромагнит индукция қонуни (54.3) магнит оқими ўзгаришининг маълум тезлигига кўра контурдаги индукция ЭЮК қийматини топишга имкон беради ва контур электр қаршилигининг маълум қийматида контурдаги ток кучини хисоблашга имкон беради. Бироқ, бунда электромагнит индукция ҳодисасининг физик маъноси очилмай қолади. Бу ҳодисани муфассалроқ қараб чиқамиз.

Берк контурда электр токи вужудга келиши контурни кесиб ўтувчи магнит оқимининг ўзгаришида контурдаги эркин электр зарядларига кучлар таъсири этиши ҳақида далолат беради. Контур сими қўзғалмас, ундаги эркин электр зарядларни қўзғалмас деб хисоблаш мумкин. Қўзғалмас электр зарядларга фақат электр май-

дон таъсир кўрсатиши мумкин. Демак, магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгаришида атроф фазода электр майдон вужудга келади. Ана шу электр майдон индукцион электр токи вужудга келтириб, контурда эркин электр зарядларни ҳаракатга келтиради. Магнит майдон ўзгарганда вужудга келадиган электр майдон **уюрмали электр майдон** дейилади.

Уюрмали электр майдон кучларининг электр зарядларни кўчиришда бажарган иши ташки кучларнинг иши, индукция ЭЮК манбаи бўлади.

Уюрмали электр майдон электростатик майдондан шу билан фарқ қиласдики, электр зарядлар билан боғланмаган, унинг кучланганлик чизиқлари берк чизиқлардан иборат бўлади. Электр зарядининг берк чизиқ бўйича ҳаракатланишида уюрмали электр майдон кучларининг иши нолдан фарқли бўлиши мумкин.

**Ҳаракатланаётган ўтказгичларда индукция ЭЮК.** Электромагнит индукция ма-

нит майдон вақт ўтиши билан ўзгармаганда, лекин контурдан ўтаётган магнит оқими контур ўтказгичларининг магнит майдонда ҳаракатланиши туфайли ўзгарган ҳолларда ҳам кузатилади. Бу ҳолда индукция ЭЮКнинг вужудга келиши сабаби уюрмали электр майдон бўлмасдан, балки Лоренц кучидир.

Тўғри тўртбурчакли қонтурни  $\vec{B}$  индукция вектори контур текислигига перпендикуляр бўлган бир жинсли магнит майдонда қараб чиқамиз, Агар ўтказгич контурнинг иккита ўтказгичи бўйича ўзгар-  
mas  $v$  тезлик билан сирпанса (196-расм), у ҳолда  $\Delta t$  вақтда контурнинг юзи  $\Delta S = -lv\Delta t$  катталикка ўзгаради, контур орқали магнит оқими эса

$$\Delta\Phi = -Blv\Delta t$$

катталикка ўзгаради. Шунинг учун контурда индукция ЭЮК

$$\mathcal{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = vBl \quad (54.5)$$

га тенг бўлади.

Магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгичда  $q$  электр зарядига Лоренц кучи таъсир этади:

$$F_L = qvB.$$

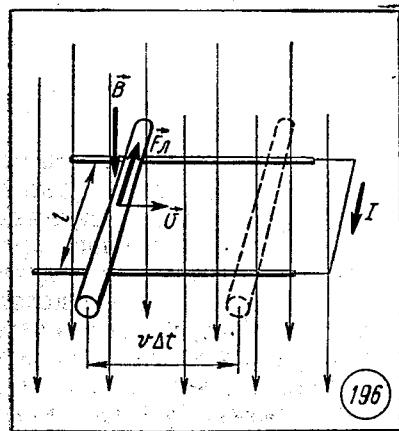
$q$  электр зарядига контурни тўла айланниб чиқиш вақтида таъсир қилувчи Лоренц кучи ишини ҳисоблаймиз.

$l$  узунликдаги йўлда Лоренц кучининг иши

$$A = F_L l = qvBl \quad (54.6)$$

га тенг.

Контурнинг қўзғалмас қисмларида Лоренц кучи нолга



тeng, шунинг учун  $q$  заряд контурни айланаб чиққанда Лоренц қучининг бажарган түлиқ иши контурнинг ҳаракатдаги қисмида Лоренц кучи ишига teng.

Лоренц кучи ишини контурдаги ташқи кучларнинг иши сифатида қараб, биз ташқи кучларнинг ЭЮК учунifo-

## 55. ЎЗИНДУКЦИЯ

**Индуктивлик.** Ўтказгич бўйлаб ўтаётган электр токи унинг атрофида магнит майдон ҳосил қиласи. Шу ўтказгичдан иборат контур орқали ўтадиган  $\Phi$  магнит оқими контур ичидаги магнит майдонининг  $\vec{B}$  индукция модулига пропорционал, магнит майдон индукцияси эса ўз навбатида ўтказгичдаги ток кучига пропорционал бўлади. Демак, контур орқали магнит оқими контурдаги ток кучига тўғри пропорционал экан:

$$\Phi = LI. \quad (55.1)$$

Контурдаги  $I$  ток кучи ва бу ток вужудга келтираётган  $\Phi$  магнит оқими орасидаги  $L$  пропорционаллик коэффициенти **индуктивлик** дейилади. Индуктивлик ўтказгичнинг ўлчамларига ва шаклига, ўтказгич турган муҳитнинг магнит хоссаларига боғлиқ.

**Индуктивлик бирлиги.** Халқаро бирликлар системасида индуктивлик бирлиги учун **генри** ( $Gn$ ) қабул қилинган. Бу бирлик (55.1) формула асосида аниқланади:

$$L = \frac{\Phi}{I}. \quad (55.2)$$

дани ҳосил қиласиз:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} = vBl. \quad (54.7)$$

(54.5) ва (54.7) ифодаларнинг мос келиши шуни кўрсатадики, бу ҳолда контурда индукция ЭЮК нинг вужудга келиш сабаби ҳаракатдаги ўтказгичда зарядларга Лоренц қучининг таъсиридир.

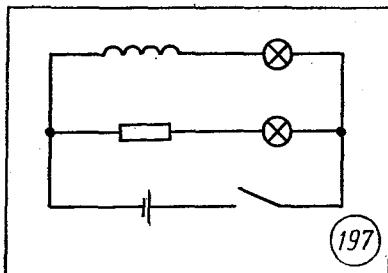
Агар ўзгармас ток кучи  $1 \text{ A}$  бўлганда контур орқали магнит оқими  $1 \text{ Вб}$  га teng бўлса, контурнинг индуктивлиги  $1 \text{ ГН}$  га teng бўлади:

$$1 \text{ ГН} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ А}}.$$

**Ўзиндукия.** Фалтакдаги ток кучи ўзгарилиганда бу ток вужудга келтирган магнит оқими ҳам ўзгаради. Фалтакдан ўтувчи магнит оқимининг ўзгаришлири фалтакда индукция ЭЮК пайдо қилиши керак. Электр занжира ток кучининг ўзгариши натижасида занжирда индукция ЭЮК-нинг пайдо бўлиши ҳодисаси **ўзиндукия** дейилади.

Ленц қоидасига мувофиқ ўзиндукия ЭЮК занжир уланганда ток кучининг ортиб кетишига ва занжир узилганда ток кучининг камайиб кетишига тўсқинлик қиласи.

Индуктивлиги катта бўлган фалтак, резистор, иккита бир хил чўғланиш лампалари ва ток манбаидан иборат электр занжир тузиб (197-расм), ўзиндукия ҳодисасини кузатиш мумкин. Резисторнинг электр қаршилиги фалтак симиникига teng бўлиши керак. Тажриба-



нинг кўрсатишича, занжир уланганда ғалтакка кетма-кет уланган электр лампа резисторга кетма-кет уланган электр лампадан бироз кечикиб ёнади. Занжир уланганда ғалтак занжирда токнинг ортиб ке-тишига ғалтакдаги магнит оқими-мининг ортиб кетишида ву-жудга келадиган ўзиндукия ЭЮК тўсқинлик қиласи. Ток манбаи узилганда иккала лампа чарақлаб ёнади. Бу ҳолда занжирдаги ток ғалтакдаги магнит оқими мининг камайишида ву-жудга келадиган ўзиндукия ЭЮК томонидан таъминланади.

Индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтакда вўжудга келадиган  $\mathcal{E}_{is}$  ўзиндукия ЭЮК электромагнит индукция қонунига кўра

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{is} &= -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} \text{ ёки} \\ \mathcal{E}_{is} &= -LI'. \quad (55.3)\end{aligned}$$

га тенг.

Ўзиндукия ЭЮК ғалтакнинг индуктивлигига ва ғалтакдаги ток кучининг ўзга-риш тезлигига тўғри пропор-ционал,

(55.3) ифодадан фойдала-ниб, индуктивлик бирлигига иккинчи таъриф бериш мум-кин: агар занжирдаги ток кучи

1 с да 1 А га бир текис ўзгар-тирилганда унда 1 В ўзиндукия ЭЮК вужудга келса, у ҳолда электр занжири әлемен-ти 1 Гн индуктивликка эга бўлади.

**Магнит майдон энергияси.** Индуктивлик ғалтаги ток ман-байдан узилганда ғалтаккан паралел уланган чўғланиш лам-паси қисқа вақт чақнаб кета-ди. Занжирда ток ўзиндукия ЭЮК тасирида ву-жудга келади. Бунда электр занжирда ажралаётган энергия ман-баи ғалтакнинг магнит майдон бўлади.

Индуктивлик ғалтагининг магнит майдон энергиясини қўйидаги усул билан ҳисоблаш мумкин. Ҳисоблашни содда-лаштириш учун бундай ҳолни қараб чиқамиз: ғалтак манба-дан узилгандан сўнг занжир-даги ток вақт ўтиши билан чизиқли қонун бўйича камая-ди. Бу ҳолда ўзиндукия ЭЮК

$$\mathcal{E}_{is} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} = L \frac{I}{t} \quad (55.4)$$

га тенг ўзгармас қийматга эга бўлади, бунда  $t$ -занжирдаги ток кучи бошланғич  $I$  қийма-тидан 0 гача камайдиган вақт оралиғи.

Ток кучи  $I$  дан 0 гача чи-зиқли камайган  $t$  вақт мобай-нида занжирдан

$$q = I_{yp} t = \frac{I}{2} t \quad (55.5)$$

электр заряди ўтади, шунини учун электр токининг иши

$$A = q \mathcal{E}_{is} = \frac{I}{2} \cdot \frac{LI^2}{t} = \frac{LI^2}{2} \quad (55.6)$$

га тенг.

Бу иш ғалтакнинг магнит майдони энергияси ҳисобига бажарилади.

Индуктивлик ғалтаги магнит майдониниң  $W_M$  энергия-

си унинг индуктивлиги билан ундағи ток күчи квадрати күпайтмасининг ярмиға тең:

$$W_M = \frac{LI^2}{2}. \quad (55.7)$$

## 56. АХБОРОТНИНГ МАГНИТ ЁЗУВИ

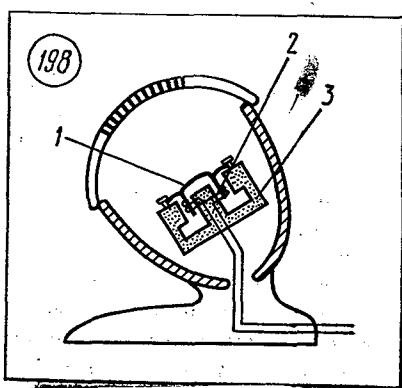
**Микрофон ва радиокарнай (громкоговоритель).** Ҳар бир одам учун одатдаги ахборот алмашиниш усули—бу нұтқидір. Нұтқ ёрдамида ахборот алмашишда бир одам товуш бўғинлари ёрдамида ҳавода товуш тебранишларини уйғотади, бошқаси эса бу тўлқинларни әшитиш органлари ёрдамида қабул қиласы.

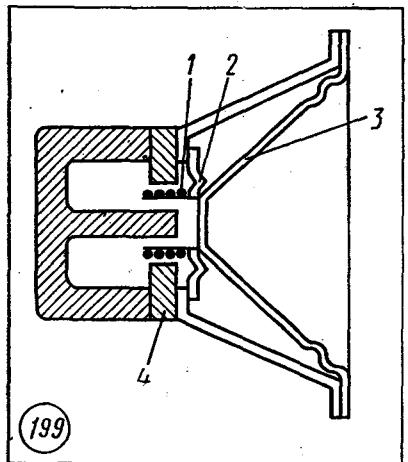
Товушни ёзиб олиш ва қайта әшитиришнинг замонавий усулларини яратишдаги ғастлабки қадамлар микрофон ва радиокарнайнинг кашф этилиши бўлди. Товуш тўлқинларини электр тўлқинларга айлантирувчи асбоб **микрофон** дейилади.

Товуш тўлқинларининг ҳавода тақсиланиши юз берадиган босимнинг ўзгаришларини объектив қайд қилиш учун ва ўрганиш учун электродинамик микрофондан фойдаланишга имкон беради. Электродинамик микрофонда юпқа ва эгилувчан 1 мембрана бор бўлиб, унга енгил 2 симли ғалтак ёпиширилган. Ғалтак доимий 3 магнит қутблари орасидаги ҳалқасимон оралиққа жойлаштирилган (198-расм). Товуш тўлқини ўтганда вужудга келадиган ҳаво босими тебранишлари микрофон мембранныни ва унга бирлаштирилган симли ғалтакни тебрантиради. Доимий

магнитнинг магнит майдондаги ғалтакнинг тебранишлари ўзгарувчан индукция ЭЮК пайдо бўлишига олиб келади. Шу тарзда электродинамик микрофонда товуш тўлқинлари электр тўлқинларига айланади.

Электр тебранишларни қайта товуш тебранишларига айлантириш учун радиокарнайдан фойдаланилади. Радиокарнайда мис симли 1 ғалтак (199-раем) эгилувчи 2 мембрана ва 3 коник диффузор билан уланган. Ғалтак 4 доимий магнитнинг магнит майдонида жойлашган. Ўзгарувчан ток ўтганда ғалтак ўзгарувчан Ампер күчи та сирида ток күчи тебранишлари частотаси билан тебранади. Ғалтак мембранини ва диффузорни ҳам шундай частота билан тебранишга мажбур қиласы.





лади. Бу тебранишлар ҳаво босими тебранишларини, яъни товуш тўлқинларини вужудга келтиради.

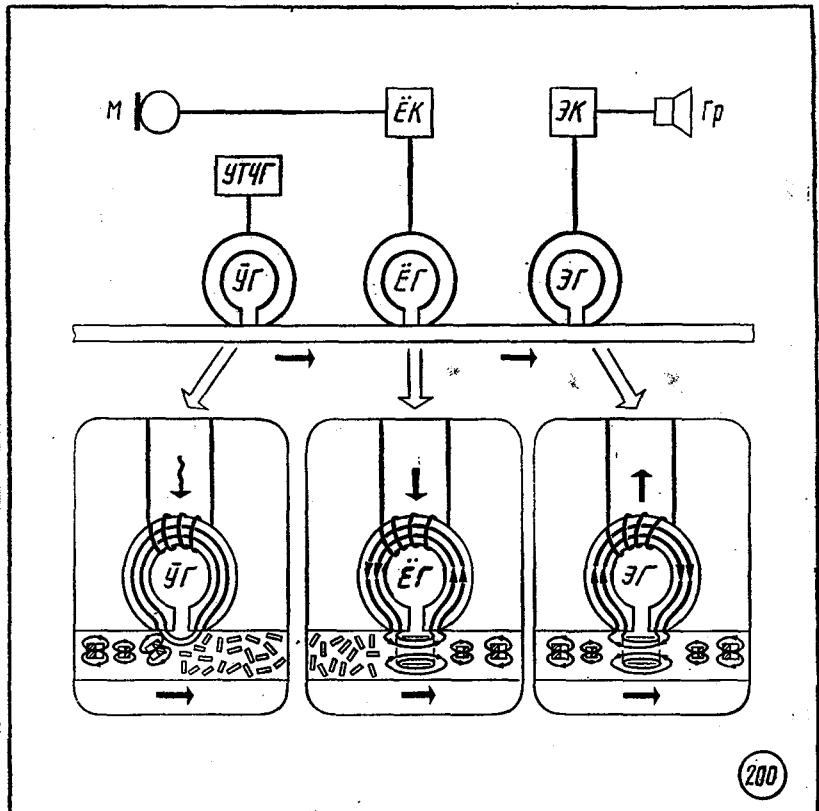
**Товушнинг магнит ёзуви ва қайта эшилтирилиши.** Нутқ ва мусиқа товушларини сақлаш ва кейин қайта эшилтиришнинг энг кенг тарқалган усулларидан бири магнит ёзуви. Магнит ёзуви ферромагнетикларнинг ташқи магнит майдон олингандан кейин қолдик магнитланишнинг сақланиши хосасига асосланган. Магнитофонларда товуш ферромагнит материал кукуни қатлами қопланган юпқа пластмасса лентага ёзилади. Товуш тўлқинидаги ҳаво тебранишлари *M* микрофон ёрдамида электр занжиридаги ток кучи тебранишларига айланади (200-расм). Товуш частотасидаги ўзгарувчан ток кучайтиргандан сўнг ГЭ магнит головкасиning (каллагининг) ҳалқасимон магнитининг чулғамига келади. Ҳалқасимон электромагнит қутблари орасидаги оралиқ олдида магнит лента

тортилганда унинг турли қисмлари чулғамдаги ток кучи ўзгаришига мос ҳолда магнитланади. Ёзув жараёнида лентада магнитланган полоса йўлка дейилади.

Ёзувни қайта эшилтириш учун магнит лентаси ЭГ қайта эшилтириш магнит головкаси (каллаги) ҳалқасимон магнити оралиғида олдида ёзув вақтида қандай тезликда тортилган бўлса, шундай тортилади. Магнитланган лента ҳаракатланганда ҳалқасимон электромагнитда магнит майдони ўзгаради—электромагнит чулғамида ўзгарувчан ток вужудга келади. Қайта эшилтиришни кучайтиргич УВ ўзланниши радиокарнай *Гр* фалтагига уланади. Радиокарнай фалтагида ўзгарувчан ток доимий магнит майдонда фалтакнинг тебранишини юзага келтиради. Фалтакка ёпиштирилган диффузор товуш чиқаради.

Лентадаги кераксиз ёзувни ўчириш учун ёзувни ўчирувчи ўГ магнит головкаси хизмат қилади. Унинг чулғамига УТЧГ ультратовуш генераторидан ўзгарувчан кучланиш уланади. Уйдаги магнитофонларда товушни ёзишда ва эшилтиришда олатда айни бир универсал головка (каллак) ва битта кучайтиргичдан фойдаланилади.

**Видеоёзув.** Магнит лентасига фақат товуш частотаси сигналигина эмас, балки телевизор кинескопи электрон нурини бошқарувчи сигнал ҳам ёзилиши мумкин. Видеомагнитофоннинг магнит лентасига телевизор экранидаги ҳар бир нуқтанинг тасвири ҳақидаги

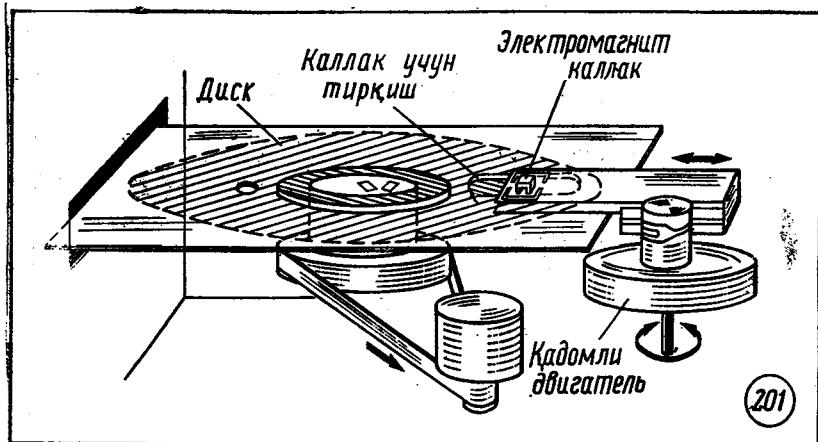


ахборот товуш билан биргаликда ёзилади. Магнит каллаклар ёрдамида ленталаги ёзувларни ўқишида телевизор экраныда тасвар ҳосил бўлади ва динамик овозни эшиттиради.

**ЭҲМ нинг магнит хотираси.** ЭҲМ нинг ишлаши учун ташқи қурилмалар билан ахборот алмашиниб туриши зарур. Компьютер учун зарур ҳамма ахборот „ҳа“ ёки „йўқ“ типидаги сигналлардан иборат бўлиши учун бу ахборот магнит лентасига ёки магнит дискка магнитланиш қутби ҳар хил бўлган алмашиб ке-

лувчи қисмлар кўринишида ёзилиши мумкин.

Шахсий компьютерларда ахборотни ёзиш учун магнитли материал қатлами билан қопланган юпқа пластмасса дискдан фойдаланилади. Ёзиш ва ўқиши дискнинг радиуси бўйлаб унинг сирти устида кўчиб юрувчи электромагнит каллак ёрдамида амалга оширилади (201-расм). Диск минутига 300 айланниш тезлиги билан айланади, ёзув концентрик йўлакчаларда амалга оширилади, ахборот ёзувининг бўйлама зичлиги 275 бит/мм га етади, кўндаланг зичлиги



эса радиус бўйича 1 мм га 60 та йўлакча. Диаметри 133 мм бўлган дискнинг бир то-

монаиди ахборог ёзувишнинг тўла сифими 500 Кбайт га етади.

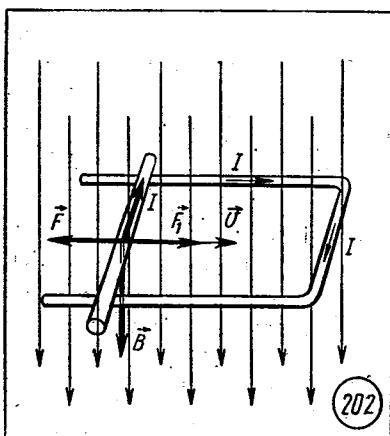
## 57. ЎЗГАРМАС ТОК МАШИНАСИ

Механик энергияни электр энергияга айлантириш. Ўтказгичнинг магнит майдонда ҳаракатланишида электр токининг пайдо бўлиш ҳодисасидан электр генераторларида кенг фойдаланилади. Йузунликдаги ўтказгичнинг магнит майдонда

$\vec{B}$  индукция векторига перпендикуляр равишда ҳаракатланганида унда индукция ЭЮК таъсирида  $I$  электр токи вужудга келади. Токли ўтказгичга  $\vec{F}$  Ампер кучи таъсир қиласи.

Чап кўл қоидасини кўллаб,

$\vec{F}$  Ампер кучи векторининг йўналиши ўтказгич ҳаракатининг  $\vec{v}$  тезлиги йўналишига қарама-қарши эканига ишонч ҳосил қилиш мумкин (202-расм). Демак, ўтказгичнинг бир текис ҳаракатланиши учун унга модули бўйича  $\vec{F}$  Ампер кучига тенг, аммо қарама-қарши йўналган  $\vec{F}_1$  ташқи куч қўйилиши керак:  $\vec{F}_1 = -\vec{F}$ . Бу куч ўтказгич  $\Delta l = v \Delta t$  ма-



софага күчганды

$$A = F_1 \Delta l = I B l \Delta l = \frac{q}{\Delta t} \cdot B \Delta S = \\ = q \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = q \mathcal{E}_i \quad (57.1)$$

га тенг ишни бажаради.

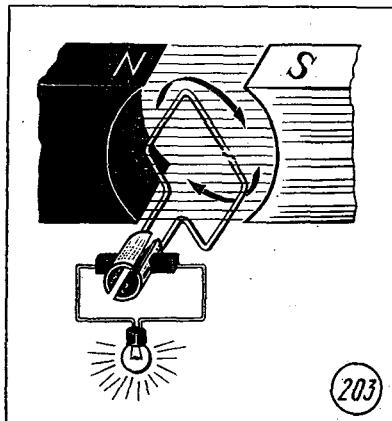
Биз ўтказгичнинг магнит майдонда ҳаракатлантирадиган ташки кучлар бажарган иш электр занжирида индукция ЭЮК бажарган ишга тенг эканини ҳосил қилдик.

Ўзгармас ток машинаси электр генератор сифатида. Ўзгармас ток машинасининг генератор сифатида ишлашининг физик принципи ўтказгичдан иборат рамканинг магнит майдонда айланishiда рамкада индукция ЭЮК вужудга келиши ҳодисасига асосланган (203-расм).

Ўзгармас ток машинасининг асосий қисмлари *индуктор* (унинг ёрдамида магнит майдон вужудга келтирилади), якорь (унинг чулғамида индукция ЭЮК ўналтирилади *коллектор* ва *электр чүткалардан* иборатди. Фалтакларга туташтирилган, бир-бiriдан изоляцияланган ўтказувчи пластиналар коллектор дейилади. Коллектор пластиналари бўйлаб электр чүткалар сирпанади, улар чулғамларнинг учларини ташки электр занжири билан туташтиради

Агар ўзгармас ток машинаси индуктор ҳаракатсиз бўлиб, бу ҳолда машинанинг *статори* бўлса, у ҳолда якорь айланади ва машинанинг *ротори* бўлади.

Якорда цилиндр шаклидаги пўлат ўзак бор, якорь чулғамларининг учлари коллектор



пластиналарига туташтирилган.

Якорь индукторнинг магнит майдонда айланганда унинг чулғамлари симларида индукция ЭЮК вужудга келади.

Якорь чулғамининг айни вақтда индукция ЭЮК максимал қийматга эга бўлган учи коллекторнинг сирпанувчи контактлари ва электр чўткалари орқали электр энергия истеъмолчилари уланади.

Чулғам симлари магнит майдон индукция чизиқларида перпендикуляр ҳолда ҳаракатланади. Бунда ўтказгичларнинг учлари орасида индукция ЭЮК пайдо бўлади, у ўтказгичнинг магнит майдонида ҳаракат тезлиги  $\sigma$  га, ўтказгичнинг  $l$  узунлигига ва магнит майдон  $B$  индукциясига тўғри пропорционал. Шунинг учун  $N$  ўрамли очиқ чулғамнинг учларида кучланиш

$$U = 2NvBl \quad (57.2)$$

га тенг бўлади.

Ўтказгич ҳаракатининг  $\sigma$  чизиқли тезлиги роторнинг  $v$

айланиш частотаси ва унинг  $R$  радиуси билан

$$v = 2\pi R\nu$$

ифода орқали боғлангани учун (57.2) формулани

$$U = 4\pi R\nu Bl \quad (57.3)$$

тарзида ёзиш лозим. Рамканинг юзи  $S = 2Rl$  га тенг бўлгани учун  $\Phi$  магнит оқимини эса  $\Phi = BS$  тарзида аниқлаш мумкинлигидан генератор чиқишидаги кучланиш қўйидагига тенг:

$$U = 2\pi N\nu\Phi. \quad (57.4)$$

**Ўзгармас ток машинаси электродвигатель сифатида.** Ўзгармас ток машинасининг ажойиб хоссаси унинг қайтувчанлигидир, яъни айни бир машинадан механик энергияни электр энергияга айлантириш учун ҳам шунингдек электр энергияни механик энергияга айлантириш учун ҳам фойдаланиш мумкин.

Ўзгармас ток машинасидан электродвигатель сифатида

фойдаланишда индуктор чулғами орқали ўзгармас ток ўтказилади.

Чўткаларга ўзгармас кучланиш улантанда якорь чулғамида электр токи вужудга келади ва чулғам симларига магнит майдон томонидан  $F$  Ампер кучи таъсир қиласди.

Якорнинг қарама-қарши томонларида жойлашган симларидан Ампер кучларининг йўналиши бир-бирига қарама-қарши бўлади ва бу кучлар таъсирида якорь айланади (204-расм). Электродвигатель электровоз, троллейбус, трамвай, автобуснинг ғидирлакларини ҳаракатга келтириш учун фойдаланилиши мумкин.

Ўзгармас ток электродвигатели—стартер ёрдамида автомобиль двигатели ишга туширилади. Масалан, „Жигули“ автомобилининг ишчи кучланиши—12 В, максимал қувватда чулғамдаги ток кучи—260 А, якорнинг айланishi тезлиги 1800 айл/мин.

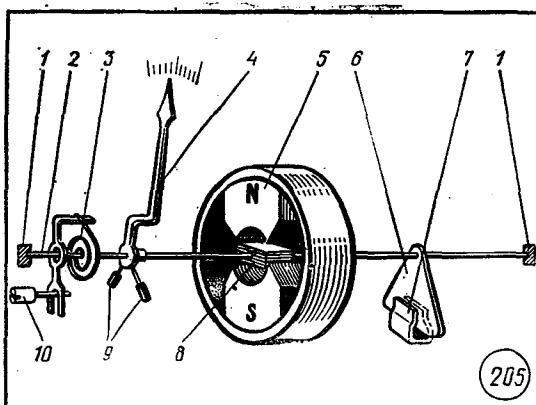
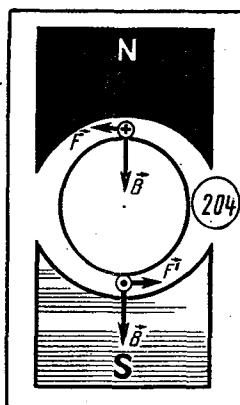
## 58. ЭЛЕКТР ЎЛЧОВ АСБОБЛАРИ

Магнит майдоннинг токли ўтказгичига таъсиридан магнитоэлектрик системадаги электр ўлчов асбобларида фойдаланилади. Ўлчанаётган электр токи 5 доимий магнитнинг магнит майдонда жойлаштирилган 8 рамка орқали ўтказилади (205-расм). Рамка 2 ўқа маҳкамланган.

Ишқаланиш кучини камайтириш учун 2 пўлат ўқ синтетик агат, ёкут ёки корунддан тайёрланган 1 подпятника тирадиб туради.

Рамка орқали электр токи

ўтказилганда, аввал рамкани ва у билан боғлиқ ўлчаш системасининг ҳаракатланувчи қисмини бурувчи Ампер кучлари моменти бурилишга қаршилик кўрсатадиган 3 пружиналарнинг эластиклик кучлари моментидан ортиқ бўлади. Шунинг учун ҳаракатланувчи қисм тезланиш билан айланади ва куч моментлари тенг бўладиган бурилиш бурчаги моментаига етганда айланма ҳаракатнинг кинетик энергия запасига эга бўлади. Бу энергия ҳисобига ҳаракатдаги система



мувозанат вазиятдан ўтиб кетади, кейин унинг ҳаракати қайтарувчи пружиналарнинг таъсирида аста секинлашади. Тўхтагандан сўнг ҳаракатланувчи система эластиклик кучлари таъсирида тескари томонга бурилади ва ҳоказо. Шундай қилиб, ҳаракатланувчи система дарҳол тўхтамайди, балки мувозанат вазиятига нисбатан сўнувчи тебранишлар бажаради. Бу тебранишлар йўқотиш учун асбоблардан маҳсус тинчлатгичлар қўлланилади. Уларда ҳаракатланувчи системани тормозлаш учун 7 доимий магнитнинг қутблари орасига жойлаштирилган ва ҳаракатланувчи системанинг айланиш ўқига маҳкамланган юпқа алюминий 6 пластинадан фойдаланилади. Ҳаракатланув-

чи система бурилганда тинчлатгичнинг алюминий пластинаси доимий магнит майдонда ҳаракатланади. Бу ҳолда унда пайдо бўладиган индукцион токлар пластина ҳаракатини тормозлади ва шу билан бирга электр ўлчов асбобининг бутун ҳаракатланувчи системасининг фойдаланишига ҳам қаршилик қиласди.

Кўрсатгич 4 стрелканинг ҳар қандай вазиятида ҳаракатланувчи қисм оғирлик кучи майдонида мувозанатда бўлиши учун 9 посангилар бўлади. Стрелкани шкаланинг ноль бўлимига 10 корректор ёрдамида ўрнатилади.

Магнитоэлектрик система лардаги асбобларда стрелканнинг бурилиш бурчаги ток кучига пропорционал бўлади.

### Ф о р м у л а л а р

*Электр зарядининг сақланиш қонуни*

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const}$$

## Ф о р м у л а л ар

### *Кулон қонуни*

$$F_k = k \frac{|q_1||q_2|}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1||q_2|}{r^2}.$$

*Нүктавий заряднинг электр майдон кучланганлиги*

$$\bar{E} = \frac{\bar{F}_k}{q_1}; \quad E = k \frac{|q|}{r^2}; \quad \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

*Кучланиши*

*Электр сиғими*

$$U = \frac{A}{q}; \quad U = Ed; \quad E = \frac{U}{d}. \quad C = \frac{q}{U}.$$

*ЭЮК*

*Ток кучи*

*Ом қонуни*

$$\mathcal{E} = \frac{A_T}{q}. \quad I = \frac{\Delta q}{\Delta t \rightarrow 0} = q', \quad I = \frac{U}{R}; \quad I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}.$$

*Электролиз қонуни*

$$m = k\Delta q = kl\Delta t; \quad e = \frac{F}{N_A}; \quad k = \frac{M}{neN_A}.$$

*Магнит индукция*

$$B = \frac{F_{\max}}{Il} = \frac{M}{IS}.$$

*Ампер кучи*

*Лоренц кучи*

$$F = IBl \sin \alpha$$

$$F_L = qvB \sin \alpha.$$

*Магнит оқим*

*Электромагнит индукция қонуни*

$$\Phi = BS \cos \alpha.$$

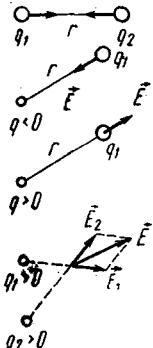
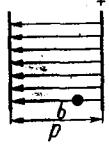
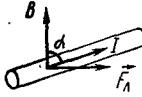
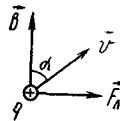
$$\mathcal{E}_{I_0} = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$

*Индуктивлик*

*Ўзиндукиция ЭЮК*

$$L = \frac{\Phi}{I}.$$

$$\mathcal{E}_{I_0} = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = - L \frac{\Delta I}{\Delta t} = - LI'$$

Б елгилашлар	Катталиктарниң бирликлари ва қийматлари	
	$q$ —электр заряд $F_m$ —электростатик ўзаро таъсир кучининг модули $\epsilon_0$ —электр доимий $E$ —электр майдон кучланганлиги $U$ —кучланиш $C$ —электр сиғими $I$ —ток кучи $R$ —электр қаршилик $r$ —ток манбанинг ички қаршилиги $\mathcal{E}$ —ток манбанинг электр юритувчи кучи (ЭЮК) $A_t$ —ташқи кучларнинг иши $k$ —модданинг электрохимиявий эквиваленти $F$ —Фарадей доимийси $e$ —электрон заряди $\vec{B}$ —магнит индукция $\mathcal{E}_i$ —индукция ЭЮК $\Phi$ —магнит оқими $L$ —индуктивлик	1 Кл 1 Н $k = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{Кл}^2$ $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Н} \cdot \text{м}^2)$ 1 Н/Кл ёки 1 В/м 1 В 1 Ф 1 А 1 Ом 1 Ом 1 В 1 Ж 1 кг/Кл $F = 96\,500 \text{ Кл/моль}$ $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ 1 Тл 1 В 1 Вб 1 Гн
		
		
		

## МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

96.  $q_1$ ,  $q_2$  ва  $q_3$  нүқтавий зарядлар тўғри бурчакли учбурачакнинг учларида жойлашган.  $q_3$  зарядга  $q_1$  ва  $q_2$  зарядларнинг электр майдон таъсир қиласидиган  $F_s$  кучни аниқланг.  $q_3$  ва  $q_1$  зарядлар орасидаги масофа 1 см,  $q_3$  ва  $q_2$  зарядлар орасидаги масофа эса 3 см га тенг;  $q_3 = +10$  Кл,  $q_1 = -10^{-9}$  Кл,  $q_2 = -4 \cdot 10^{-9}$  Кл.

### Ечилиши

$$\begin{aligned} |q_1| &= 10^{-9} \text{ Кл} \\ |q_2| &= 40 \cdot 10^{-9} \text{ Кл} \\ |q_3| &= 10^{-9} \text{ Кл} \\ r_1 &= 10^{-2} \text{ м} \\ r_2 &= 3 \cdot 10^{-2} \text{ м} \\ k &= 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{Кл}^2 \\ F_3 - ? & \end{aligned}$$

$q_1$  ва  $q_2$  зарядларнинг электр майдони  
 $q_3$  зарядга таъсир қиласидиган  $\vec{F}_3$  куч,  
 $q_1$  ва  $q_3$  зарядлар томонидан  $q_3$  зарядга таъсир қилувчи  $\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_2$  кучлари йиғиндиси сифатида топилади (206-расм):

$$\vec{F}_3 = \vec{F}_1 + \vec{F}_2.$$

$\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_2$  векторлар орасидаги бурчак  $90^\circ$  га тенг бўлгани учун  $\vec{F}_3$  векторнинг модулини Пифагор теоремасидан фойдалашиб топиш мумкин:

$$F_3 = \sqrt{F_1^2 + F_2^2}, \text{ бунда } F_1 = k \frac{|q_1||q_3|}{r_1^2}, \quad F_2 = k \frac{|q_2||q_3|}{r_2^2}.$$

$$F_1 = 9 \cdot 10^9 \frac{10^{-9} \cdot 10^{-9}}{10^{-9}} \text{ Н} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ Н};$$

$$F_2 = 9 \cdot 10^9 \frac{4 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-9}}{9 \cdot 10^{-4}} \text{ Н} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Н}.$$

$$F_3 = \sqrt{81 \cdot 10^{-10} + 16 \cdot 10^{-10}} \approx 10^{-4} \text{ Н}.$$

97.  $B$  ва  $C$  нуқталарда жойлашган иккита  $q_1$  ва  $q_2$  нуқтавий зарядлар орқали ўтувчи тўғри чизиқда ётган  $A$  нуқтадаги электр майдоннинг кучланганлигини ҳисобланг:

$q_1 = +10^{-10} \text{ Кл}$ ,  $q_2 = +2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ ,  $|AB| = 3 \text{ см}$ ,  $|BC| = 9 \text{ см}$ ,  $A$  нуқтанинг  $B$  ва  $C$  нуқталарга нисбатан жойлашишининг мумкин бўлган ҳамма ҳолларини қараб чиқинг.

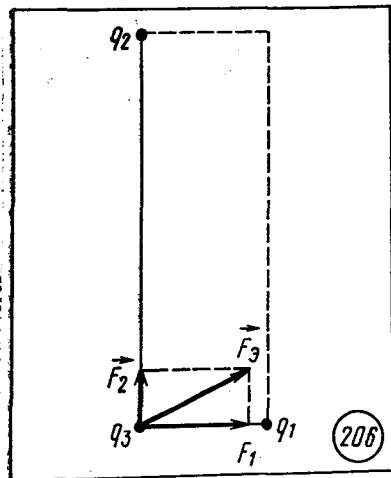
### Ечилиши

$$\begin{aligned} |q_1| &= 10^{-10} \text{ Кл} \\ |q_2| &= 2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл} \\ |AB| &= 3 \cdot 10^{-2} \text{ м} \\ |BC| &= 9 \cdot 10^{-2} \text{ м} \\ k &= 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{Кл}^2 \\ E_A - ? & \end{aligned}$$

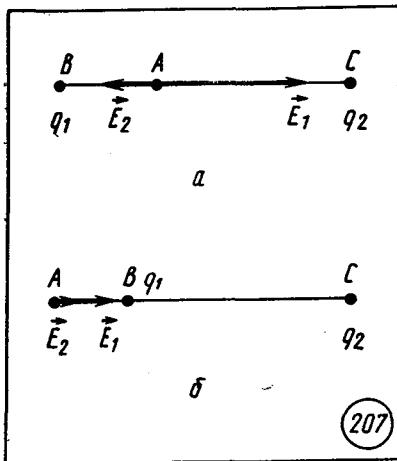
$A$  нуқтада электр майдоннинг  $\vec{E}_A$  кучланганлиги  $\vec{E}_A = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$  га тенг, бунда  $\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_2$  —  $q_1$  ва  $q_2$  зарядларнинг  $A$  нуқтада вужудга келтирган майдон кучланганлиги.  $\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_2$  кучланганлик модуллари мос ҳолда

$$E_1 = k \frac{|q_1|}{r_1^2}, \quad E_2 = \frac{|q_2|}{r_2^2}$$

га тенг, бунда  $r_1 = |AB|$ ,  $r_2 = |AC|$ .



206



207

Масаланинг шартига кўра иккита ҳол бўлиши мумкин. Биринчи ҳолда  $A$  нуқта  $B$  ва  $C$  нуқталар орасида ётади (207-расм). Бунда

$$|AB| = r_1 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}; |AC| = r_2 = 9 \cdot 10^{-2} \text{ м} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ м} = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

$$E_1 = 9 \cdot 10^9 \frac{10^{-10}}{9 \cdot 10^{-1}} \text{ В/м} = 10^3 \text{ В/м}$$

ва

$$E_2 = 9 \cdot 10^9 \frac{2 \cdot 10^{-10}}{36 \cdot 10^{-4}} \text{ В/м} = 5 \cdot 10^2 \text{ В/м.}$$

$\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  векторлар қарама-қарши йўналган, модули бўйича  $\vec{E}_1$  вектор  $\vec{E}_2$  вектордан катта. Шунинг учун  $\vec{E}_A$  вектор  $B$  дан  $A$  га қараб йўналган ҳамда унинг модули қўйидагига тенг:

$$E_A = E_1 - E_2; \quad E_A = 10^3 \text{ В/м} - 5 \cdot 10^2 \text{ В/м} = 5 \cdot 10^2 \text{ В/м}$$

Иккинчи ҳолда  $A$  ва  $C$  нуқталар  $B$  нуқтанинг турли томонларида бўлади (205-расм). Бу ҳолда

$$r_1 = |AB| = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

$$r_2 = |AC| = |AB| + |BC| = 9 \cdot 10^{-2} \text{ м} + 10^{-2} \text{ м} = 12 \cdot 10^{-2} \text{ м.}$$

$$E_1 = 10^3 \text{ В/м}, \quad E_2 = 9 \cdot 10^9 \frac{2 \cdot 10^{-10}}{144 \cdot 10^{-4}} \text{ В/м} = 1,25 \cdot 10^2 \text{ В/м.}$$

$\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  векторлар бир томонга йўналган:

$$E_A = E_1 + E_2; \quad E_A = 10^3 \text{ В/м} + 1,25 \cdot 10^2 \text{ В/м} = 1125 \text{ В/м.}$$

**98.** Диэлектрик сингдирувчанлик 81 га тенг бўлган сувда электр майдон кучланганлиги кичкина шардан қандай масофада вакуумда шар марказидан 18 см масофадагида бўлади?

### Ечилиши

$$\begin{aligned}q_1 &= q_2 = q \\E_1 &= E_2 \\e_1 &= 1 \\e_2 &= 81 \\r &= 0,18 \text{ м}\end{aligned}$$

$$r_2 - ?$$

Майдон кучланганлиги бир хил  $E_1 = E_2$ , бўлгани учун:

$$\frac{k|q|}{e_1 r_1^2} = \frac{k|q|}{e_2 r_2^2}$$

Бундан  $r_2$  масофа қўйидагига тенг:

$$r_1 = r_2 \sqrt{\frac{e_1}{e_2}}, \quad r_2 = 0,18 \sqrt{\frac{1}{81}} \text{ м} = 0,02 \text{ м.}$$

**99.** Электрон-нур трубкадаги тезлаштирувчи кучланиш 1,5 кВ га тенг, оғдирувчи пластиналардан экрангача бўлган масофа 30 см га тенг. Оғдирувчи пластиналарга 20 В кучланиш берилганда осциллограф экранидаги доғ қандай масофа га кўчади? Пластиналар орасидаги масофа 0,5 см, пластиналарнинг узунлиги 2,5 см га тенг.

### Ечилиши

$$\begin{aligned}U &= 1,5 \cdot 10^8 \text{ В} \\L &= 0,30 \text{ м} \\U_t &= 20 \text{ В} \\d &= 5 \cdot 10^{-3} \text{ м} \\l &= 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}\end{aligned}$$

$$v - ?$$

Электронларнинг оғдирувчи пластиналар орасидаги фазога кирмасдан олдинги тезлик вектори йўналиши бўйича трубка ўқи бўйлаб йўналган  $OY$  ўқли координаталар системасини танлаб оламиз.  $OY$  ўқни оғдирувчи пластиналар орасидаги электр майдон кучланганлигининг векторига тескари йўналган қилиб танлаймиз (208-расм).

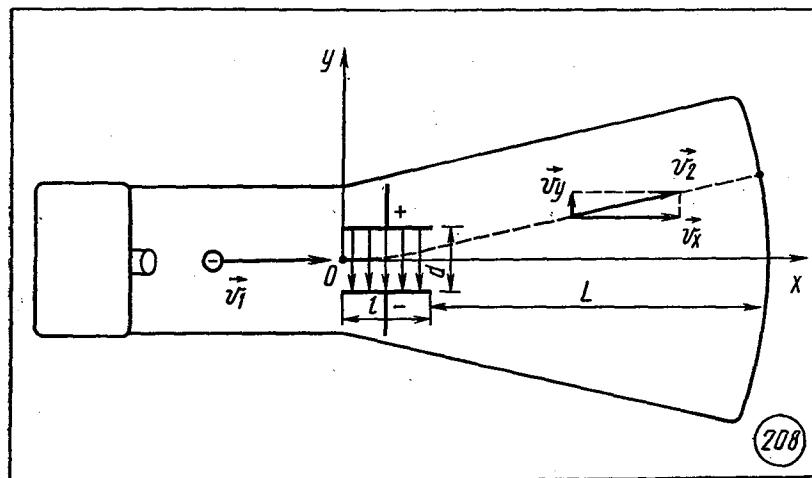
Электронларнинг пластиналар орасида жуда кам оғишини хисобга олмаган ҳолда электрон нурнинг у оғишини электроннинг оғдирувчи пластиналар орасидан ўтгандан кейинги тезлик проекциясини ҳамда электроннинг оғдирувчи пластиналардан экрангача ҳаракатланиш вақти  $t_2$  ни билган ҳолда тошиш мумкин:

$$y = v_y t_2. \quad (1)$$

$t$  вақт қўйидагига тенг:

$$t_2 = \frac{L}{v_x}. \quad (2)$$

Электрон тезлигининг  $OY$  ўқдаги проекциясини  $a_y$  тезланиш проекцияси ва электроннинг пластиналар орасидаги ҳаракат-



(208)

ланиш вақти бўйича топиш мумкин:

$$v_y = a_y t_1, \quad (3)$$

бунда

$$a_y = \frac{F_y}{m} = \frac{eE}{m} = \frac{eU_y}{md} \quad (4)$$

( $e$ —электрон заряди,  $m$ —унинг массаси),

$$t_1 = \frac{l}{v_x}. \quad (5)$$

Электроннинг кинетик энергияси тезлаштирувчи электр майдоннинг ишига тенг бўлгани учун электроннинг  $v_x$  тезлиги проекциясини

$$eU_a = \frac{mv_x^2}{2}; \quad v_x = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}. \quad (6)$$

ифодадан топиш мумкин.

(1)–(6) ифодалардан фойдаланиб, қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$y = v_y t_2 = a_y t_1 t_2 = \frac{a_y l L}{m v_x v_x} = \frac{e U_y l L m}{m d 2 e U_a} = \frac{U_y l L}{2 d U_a}.$$

Масала шартидан маълумотларни ўрнига қўйиб, нурнинг силжишини топамиз:

$$y = \frac{20 \cdot 2.5 \cdot 10^{-2} \cdot 0.30}{2.5 \cdot 10^3 \cdot 1.5 \cdot 10^3} \text{ м} = 10^{-2} \text{ м.}$$

**100.** Изоляцияланган тангликдаги зарядланмаган металл сфера ичига зарядланган металл парча киритилади. Сферанинг ичидаги ташқарисида электр майдон мавжуд бўладими?

## Ечилиши

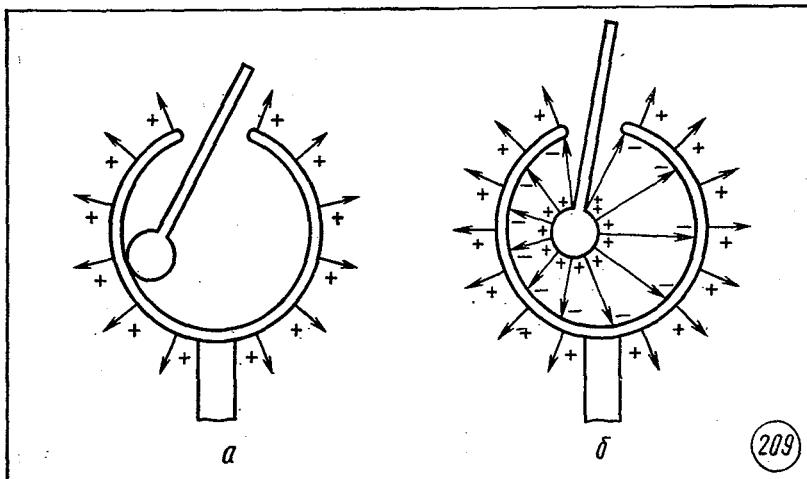
Иккита ҳол бўлиши мумкин. 1. Шарча сферанинг ички сиртига уринади, бунда ҳамма эркин электр зарядлар ундан сферага ўтади ва бир-бирини итариб, унинг ташқи сиртига сиқиб чиқарилади. Ўтказувчи жисмнинг сиртида эркин зарядлар шундай тақсимланадики, бунда ўтказгич ичидаги электр майдонининг кучланганлиги нолга teng. Агар ўтказгичда майдоннинг кучланганлиги нолга teng бўлса ва сфера ичидаги эркин зарядлар бўлмаса, у ҳолда сфера ичидаги майдон кучланганлиги нолга teng бўлади. Сфера ташқарисида унинг ташқи сиртида жойлашган эркин зарядлар электр майдонни вужудга келтиради (209-*a* расм).

2. Зарядланган шарча металл сфера ичига кирилган ва унинг ички сиртига тегибтурмайди (209-*b* расм), бунда зарядланган шарчанинг электр майдони металл сферадаги эркин зарядларни ҳаракатга келтиради. Сферанинг ички сиртида қарама-қарши ишорали электр зарядлар тўпланади, ташқи сиртида эса зарядланган шарча ишорасидаги электр зарядлар тўпланади. Электр майдони сфера ичидаги ҳам, ташқарисида ҳам мавжуд бўлади. Сферанинг ички ва ташқи сиртлари орасида электр майдонининг кучланганлиги нолга teng.

101. Ясси ҳаво конденсаторининг пластиналари орасидаги масофа икки марта ортирилганда электр майдонининг кучланганлиги, кучланиш ва энергия қандай ўзгаради?

## Ечилиши

Икки ҳол бўлиши мумкин. 1. Агар конденсатор  $U$  кучланишгача зарядланган ва ток манбаидан узилган бўлса, у ҳолда пластиналарнинг орасидаги масофа ортирилганда унинг



209

пластиналардаги электр заряди ўзгармас катталиkdir. Пластиналар орасидаги  $d$  масофа ортирилганда конденсаторнинг электр сифими

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

икки марта камаяди. Шунинг учун  $U = \frac{q}{C}$  кучланиш икки марта ортади.

Пластиналар орасидаги  $E$  майдон кучланганлиги  $(E = \frac{U}{d})$   $U$  кучланиш ва  $d$  масофа бир хил миқдорда ортирилганда ўзгармас бўлиб қолади.

Конденсаторнинг энергияси

$$W = \frac{q^2}{2C^2}$$

га тенг.  $q$  заряд ўзгармас,  $C$  электр сифими эса икки марта камайгани учун энергия икки марта ортади. Энергиянинг икки марта ортиши конденсатор пластиналари орасидаги масофа ортирилганда ташқи кучлар бажарган иш ҳисобига рўй беради.

2. Агар конденсатор ток манбаига уланган бўлса, унинг пластиналари орасидаги кучланиш улар ораси очилганда ҳам ўзгаришсиз қолади.  $U$  кучланиш ўзгармас бўлганда ва  $d$  масофа икки марта ортирилганда майдон кучланганлиги икки марта камаяди.

Конденсатор энергияси

$$W = \frac{CU^2}{2}$$

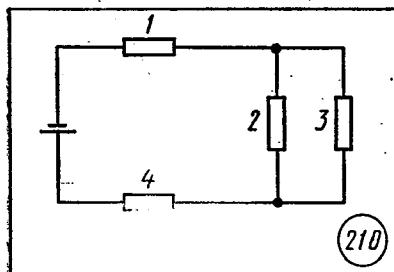
га тенг.  $U$  кучланиш ўзгармас бўлганда ва  $C$  электр сифими икки марта камайтирилганда энергия икки марта камаяди. Зарядланган конденсатор энергиясининг камайишига сабаб пластиналар орасидаги масофа ортирилганда электр сифими нинг камайиши билан унинг пластиналаридаги электр заряди икки марта камаяди, яъни конденсатор зарядсизланади.

102. Бир-бири билан 210-расмда келтирилган схема бўйича бирлаштирилган  $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 4$  Ом электр қаршиликли тўртта  $-1, 2, 3, 4$  электр ўтказгичларнинг умумий қаршилигини аниқланг.

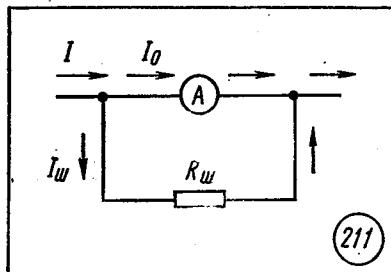
### Ечилиши

$$\begin{array}{l} R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = \\ = 4 \text{ Ом} \\ \hline R = ? \end{array}$$

2 ва 3 ўтказгичлар ўзаро параллел уланган ва 1 ҳамда 4 ўтказгичлар эса кетма-кет уланган. Занжирнинг умумий электр қаршилигини аниқлаш учун па-



(210)



(211)

раллел уланган 2 ва 3 ўтказгичларнинг  $R$  умумий қаршилигини ва кейин эса кетма-кет уланган электр ўтказгичларнинг электр қаршиликлар йигиндисини топиш зарур:

$$R = R_1 + R_{23} + R_4; \quad \frac{1}{R_{23}} = \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3};$$

$$\frac{1}{R_{23}} = \frac{1}{4} \text{ Ом}^{-1} + \frac{1}{4} \text{ Ом}^{-1} = \frac{1}{2} \text{ Ом}^{-1};$$

$$R_{23} = 20 \text{ Ом}; \quad R = 4 \text{ Ом} + 2 \text{ Ом} + 4 \text{ Ом} = 10 \text{ Ом}.$$

**103.** Амперметрга параллел равиша шунт-асбобнинг  $R$  қаршилигидан  $n$  марта кам  $R_{\text{ш}}$  электр қаршиликка эга бўлган резистор уланган. Бунда асбобнинг кўрсатиши неча марта ўзгаради (211-расм)?

### Ечилиши

$$R_{\text{ш}} = \frac{R_u}{n}$$

$$\frac{I}{I_0} = ?$$

Масалани ечишда параллел улаш формулаларидан фойдаланамиз: шунтда ва амперметрдаги кучланишнинг қиймати бир хил  $U$  га тенг, тармоқланмаган занжирдаги  $I$  ток кучи эса амперметрдан ўтадиган  $I_0$  ток кучи билан шунтдан ўтадиган  $I_{\text{ш}}$  ток кучи йигиндисига тенг  $I = I_0 + I_{\text{ш}}$ .

Бундан:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{I_0 + I_{\text{ш}}}{I_0} = 1 + \frac{I_{\text{ш}}}{I_0} = 1 + \frac{R_{\text{ш}}}{\frac{U}{R_0}} = 1 + \frac{R_{\text{ш}}}{R_0} = 1 + n.$$

Тармоқланмаган занжирдаги  $I$  ток кучи амперметр қайд этаётган  $I_0$  ток кучидан  $n+1$  марта катта.

**104.** Ички қаршилиги  $R_u$  га тенг бўлган вольтметрга кетма-кет қилиб  $R_k$  электр қаршилиги вольтметрнинг электр қаршилигидан  $n$  марта катта бўлган қўшимча резистор уланган.

Бунда вольтметрнинг кучланишини ўлчаш чегаралари неча марта кенгайган?

### Ечилиши

Агар ички қаршилиги  $R_u$  га тенг бўлган вольтметр  $U_0$  максимал қийматгача кучланишларни ўлчаш учун мўлжалланган бўлса, электр қаршилиги  $R_k$  бўлган қўшимча резисторни вольтметр билан кетма-кет уланганда (212-расм) ўлчанаётган  $U$  кучланиш қўшимча резистордаги  $U_k$  кучланиш билан вольтметрдаги  $U_0$  кучланишнинг йиғиндисига тенг бўлади:

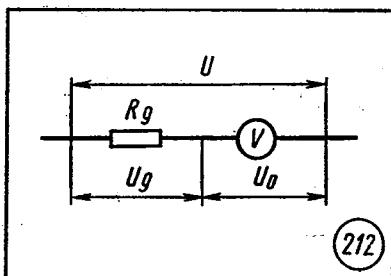
$$U = U_k + U_0.$$

Бундан қўйидаги келиб чиқади:  $\frac{U}{U_0} = \frac{U_k + U_0}{U_0} = \frac{U_k}{U_0} + 1 = \frac{R_k}{R_u} + 1$ .

Шартга кўра  $\frac{R_k}{R_u} = n$ , шунинг учун  $\frac{U}{U_0} = n + 1$ .

Вольтметрга кетма-кет қилиб қаршилиги вольтметрнинг қаршилигидан  $n$  марта катта бўлган қўшимча резистор уланганда вольтметрнинг кўрсатиши  $n+1$  марта камайганини кўрдик. Натижада қўшимча резисторли вольтметр билан қўшимча резисторсиз ўшандай вольтметрга қараганда  $n+1$  марта катта кучланишни ўлчаш мумкин.

**105.** ЭЮКи 20 В, ички қаршилиги 2 Ом бўлган ўзгармас ток манбаининг чиқишида электр қаршилиги 8 Ом бўлган нагрузка улангандаги кучланишни аниқланг.



(212)

### Ечилиши

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= 20 \text{ В} \\ r &= 20 \text{ Ом} \\ R &= 8 \text{ Ом} \\ \hline U - ? \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U &= IR; I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}; \quad U = \frac{\mathcal{E} R}{R+r}; \\ U &= \frac{20 \text{ В} \cdot 8 \text{ Ом}}{8 \text{ Ом} + 20 \text{ Ом}} = 16 \text{ В}. \end{aligned}$$

**106.** Бошлиғич температураси  $10^\circ \text{ С}$  бўлган 2 кг массали сувни қуввати 1 кВт бўлган иситкичли электр чойнакда қайнатиш учун қанча вақт керак бўлади? Электр чойнакнинг ФИК 90%. Агар кучланиш 220 В га тенг бўлса, иситкич элементининг электр спиралидаги ток кути қандай бўлади?

### Ечилиши

$m = 1 \text{ кг}$	Чойнакдаги сувни иситиш учун зарур
$c = 4,2 \cdot 10^3 \text{ Ж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	бўлган иссиқлик миқдори
$\Delta T = 90 \text{ К}$	
$\eta = 0,9$	$Q = cm\Delta T$
$P = 1000 \text{ Вт}$	формуладан аниқланади. У иситкичнинг
$U = 220 \text{ В}$	$P$ қуввати, унинг ФИК ва $t$ вақт билан
$t - ? \quad I - ?$	$Q = \eta Pt$ ифода орқали боғланган. Бунда

$$t = \frac{Q}{\eta P} = \frac{cm\Delta T}{\eta P}; \quad t = \frac{4.2 \cdot 10^3 \cdot 1 \cdot 90}{0.9 \cdot 1000} \text{ с} = 420 \text{ с.}$$

Ток кучини топиш учун электр қувватни  $I$  ток кучи ва  $U$  кучланиш билан ифодалаймиз:

$$P = IU, \quad I = \frac{P}{U}, \quad I = \frac{1000}{220} \text{ А} \approx 4,5 \text{ А.}$$

107. Индукцияси 1,5 Тл бўлган магнит майдон индукция векторига перпендикуляр жойлашган узунлиги 30 см бўлган ўтказгичга қандай куч билан таъсир қиласи? Ўтказгичдаги ток кучи 2 Ага teng.

### Ечилиши

$B = 1,5 \text{ Тл}$	Ўтказгич $\vec{B}$ индукция векторига перпендикуляр равишда жойлашгани учун Ампер кучининг модули $F = IBl$ ифода билан аниқланади:
$l = 0,3 \text{ м}$	
$I = 2 \text{ А}$	
$F - ?$	

$$F = 2 \text{ А} \cdot 1,5 \text{ Тл} \cdot 0,3 \text{ м} = 0,9 \text{ Н.}$$

108. Фалтакдаги ток кучи 0,1 с давомида 1 дан 6 А гача аста-секин ўзгарганда фалтакда 50 В ўзиндукация ЭЮК вужудга келади. Фалтакнинг индуктивлиги қандай?

### Ечилиши

$I_1 = 1 \text{ А}$	Масалани ечиш учун ўзиндукация ЭЮК нинг фалтакнинг индуктивлиги ва ток кучининг ўзгариш тезлиги билан боғланишини ифодаловчи формуладан фойдаланамиз:
$I_2 = 6 \text{ А}$	
$\Delta t = 0,1 \text{ с}$	
$\mathcal{E}_{is} = 50 \text{ В}$	

$$\mathcal{E}_{is} = L \frac{\Delta I}{\Delta t}$$

Бундан:

$$L = \frac{\mathcal{E}_{is}\Delta t}{\Delta I}; \quad L = \frac{50 \cdot 0,1}{5} \text{ Гн} = 1 \text{ Гн.}$$

**109.** Электирқаршилиги 2 Ом бўлган ўтказгич контури орқали ўтаётган магнит оқими ОВб дан  $3 \cdot 10^{-4}$  Вб гача бир текис ортиб борди. Бунда ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан қандай заряд ўтган?

### Ечилиши

Контур орқали ўтувчи магнит оқими бир текис ортганда индукция ЭЮК ва занжирдаги ток кучи ўзгармас бўлади. Бу ҳолда  $\Delta q = I\Delta t$  га тенг бўлади. Демак, занжирдаги ток кучини топиш зарур.

Электромагнит индукция қонунига кўра контурдаги ЭЮК модули магнит оқими ўзгарганда

$$\mathcal{E}_i = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Delta t}$$

тенглама билан аниқланади, бунда  $\Delta t$ —магнит оқимининг ўзгариш вақти.

Ом қонунига кўра тўлиқ занжир учун  $I$  ток кучи  $I = \frac{\mathcal{E}_i}{R}$  га тенг, бунда  $R$ —мазкур ҳолда занжирнинг тўлиқ қаршилиги бўлган ўтказгичнинг электр қаршилиги.  $\mathcal{E}_i$  учун топилган ифодага қийматларини қўйиб,

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = \frac{\Delta \Phi}{R \Delta t} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R \Delta t}$$

ни ҳосил қиласиз. Бундан  $\Delta q$  учун келиб чиқади:

$$\Delta q = I \Delta t = \frac{\Delta \Phi}{R} = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R}; \Delta q = \frac{3 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}}{2 \text{ Ом}} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ Кл.}$$

**110.** 100 В кучланишгacha зарядланган, электр сифими 10 мкФ бўлган конденсатор электр қаршилиги жуда кичик ва индуктивлиги  $10^{-3}$  Гн бўлган ғалтак орқали зарядсизланади. Ғалтакдаги ток кучининг максимал қийматини топинг.

### Ечилиши

Конденсаторни зарядсизлашда конденсатор электр майдонининг энергияси ғалтакнинг магнит майдон энергиясига айланади. Ғалтакдаги ток кучининг максимал қийматида магнит майдонининг энергияси максимал қийматга эга бўлади. Ғалтак магнит майдон энергиясининг максимал қиймати энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунига кўра конденсаторни ғалтакка улангандаги электр майдон энергиясига тенг:

$$E_s = E_m; \quad \frac{CU^2}{2} = \frac{LI_{\max}^2}{2}.$$

Охирги тенгламадан ғалтакдаги ток кучини ҳисоблаш ифодасини ҳосил қиласиз:

$$I_{\max} = \sqrt{\frac{C}{L} U^2} = U \sqrt{\frac{C}{L}};$$

$$I_{\max} = 100 \text{ В} \cdot \sqrt{\frac{10^{-5} \Phi}{10^{-3} \text{ Гн}}} = 10 \text{ А.}$$

### МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

111. Томонлари 10 см дан бўлган квадратнинг учта учида  $3 \cdot 10^{-8}$  Кл дан иборат бир хил учта нуқтавий мусбат зарядлар бор. Бу зарядлар квадратнинг тўртинчи учида жойлашган  $2 \cdot 10^{-8}$  Кл нуқтавий мусбат электр зарядга қандай куч билан таъсир қиласи?

112. Протондан  $5 \cdot 10^{-11}$  м масофадаги электр майдоннинг кучланганлигини ҳисобланг.

113.  $5 \cdot 10^{-10}$  Кл нуқтавий электр зарядга электр майдон  $10^{-7}$  Н куч билан таъсир қиласи. Электр майдоннинг кучланганлигини аниқланг.

114. Нуқтавий электр заряддан 30 см масофада майдон кучланганлиги 9 В/см га тенг. Заряддан 10 см масофадаги майдон кучланганлиги қандай бўлади?

115. Зарядланган иккита параллел металл пластиналар орасидаги кучланиш 100 В га тенг, пластиналар орасидаги масофа 2 см га тенг. Пластиналар орасидаги фазода электр майдоннинг кучланганлигини аниқланг.

116. 5 Кл электр заряднинг 10 В кучланишдаги нуқталар орасида кўчганда электр майдоннинг кучлари бажарган ишни ҳисобланг.

117. Агар тезлаштирувчи кучланиш 15 кВ га тенг бўлса, кинескоп трубкасидаги электрон қандай кинетик энергияга эга бўлади?

118. Тезлаштирувчи кучланиш 30 кВ бўлганда телевизор кинескопидаги электронлар қандай тезлик билан ҳаракатланади?

119. Агар яssi конденсатор пластиналари орасига 0,1 мм қалинликдаги слюда жойлаширилса, конденсаторнинг электр сиғими  $1 \text{ мкФ}$  га тенг бўлиши учун пластиналар қандай юзга эга бўлиши керак? Слюданинг нисбий диэлектрик сингдирувчанилиги  $\epsilon = 7$ .

120. Конденсатор пластиналари орасидаги кучланиш 220 В бўлганда пластиналардаги тури исмли зарядлар  $10^{-4}$  Кл га тенг. Конденсаторнинг электр сиғими нимага тенг?

121. Яси ҳаво конденсаторининг қопламаларида  $10^{-8}$  Кл дан тури исмли электр зарядлар бор. Агар пластиналарнинг

юзи 100 см<sup>2</sup>, пластиналар орасидаги масофа 0,9 мм га тенг бўлса, қопламалар орасидаги кучланиш қанчага тенг?

122. Электр сиғими 500 пФ бўлган ҳаво конденсатори пластиналарида  $10^{-9}$  Кл дан турли ишорали электр зарядлар бор. Пластиналар орасидаги кучланиш нимага тенг? Агар заряд аввалгидек бўлса, пластиналар орасидаги масофа эса икки марта ортса, улар орасидаги кучланиш қандай бўлади?

123. Электр сиғими 10 мКФ ва 10 В кучланишгача зарядланган конденсаторнинг электр майдонининг энергиясини ҳисобланг.

124. ЭЮК 20 В ва ички қаршилиги 2 Ом бўлган ўзгармас ток манбанинг чиқишида унга 8 Ом қаршиликли нагрузка улангандаги кучланишни аниқланг.

125. Ток манбанинг ЭЮК ни ва ички қаршилигини аниқлаш учун унинг чиқишига аввал  $R=2$  Ом қаршиликли резистор, кейин  $R_2=4$  Ом қаршиликли резистор уланган. Биринчи ҳолда занжирдаги ток кучи  $I_1=0,5$  А, иккинчи ҳолда  $I_2=0,3$  А. Ток кучининг ва ташки занжир электр қаршилигининг бу қийматларига кўра манбанинг ЭЮК ни ва унинг ички қаршилигини топинг.

126. Занжирдаги ток кучи 0,1 А бўлганда 1 г водород олиш учун сульфат кислота эритмаси орқали қанча вақт электр токи ўтказиб туриш керак?

127. 2,5 Тл индукцияли бир жинсли магнит майдон ўтказгичдаги ток кучи 0,5 А бўлганда индукция векторига  $30^\circ$  бурчак остида жойлашган 50 см узунликдаги ўтказгичга қандай куч билан таъсир қиласди?

128. 1,5 Тл индукцияли магнит майдонда индукция векторига перпендикуляр равишда жойлашган 10 см узунликдаги 20 та ўрамдан иборат чулғам қисмига 120 Н куч таъсир қилиш учун электромотор якори чулғамидаги ток кучи қандай бўлиши керак?

129. 2 см узунликдаги токли ўтказгичнинг тўғри чизиқли қисмida доимий магнит қутблари орасида ўтказгичдаги ток кучи 5 А бўлганда  $10^{-3}$  Н куч таъсир қиласди. Агар индукция вектори ўтказгичга перпендикуляр бўлса, магнит индукцияни аниқланг.

130. Агар магнит майдон индукцияси 0,5 Тл, электромагнитнинг кўндаланг кесими юзи эса 100 см<sup>2</sup> бўлса, электромагнит вужудга келтирган бир жинсли магнит майдонининг магнит оқими нимага тенг?

131. Агар электроннинг тезлик вектори индукция векторига перпендикуляр йўналган бўлса, тезлик модули эса  $10^6$  м/с га тенг бўлса,  $10^{-4}$  Тл индукцияли бир жинсли магнит майдонда электрон ҳаракатланадиган айлананинг радиуси нимага тенг бўлади?

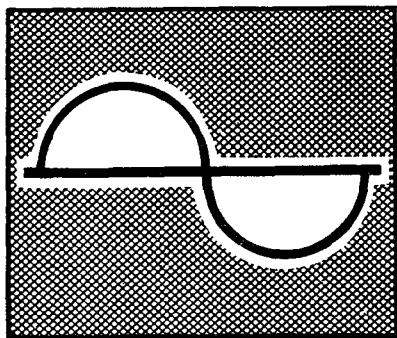
**132.** Протоннинг тезлик қиймати ёруғлик тезлигидан анча кичик бўлганда 1 Тл индукцияли бир жинсли магнит майдонда протон қандай давр билан айланади?

**133.** Қаршилиги 0,5 Ом бўлган берк ўтказгич орқали ўтаётган магнит оқими  $2 \cdot 10^{-4}$  Вб дан  $10 \cdot 10^{-4}$  Вб гача бир текис ортди. Ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан қандай заряд ўтган?

**134.** 120 В кучланишгача зарядланган 5 мкФ сифимли конденсатор ғалтакда зарядсизланди. Разряд токининг максимал кучи 0,4 А. Галтакнинг индуктивлигини аниқланг.

**135.** Ораларидаги масофа 15 см бўлган икки йўналтирувчи параллел ўтказгичлар буйлаб, ўзгармас 0,6 м/с тезлик билан 1 Тл индукцияли магнит майдонга перпендикуляр равишда тўсиқ ҳаракатланади. Берк занжирга 2 Ом қаршилики резистор уланган. Занжирдаги индукцион ток кучини ва 2 с давомида резисторда ажralган иссиқлик миқдорини аниқланг.

# ТЕБРАНИШЛАР ВА ТҮЛҚИНЛАР



- |  |     |
|--|-----|
| 59. Механик тебранишлар . . . . .  | 222 |
| 60. Гармоник тебранишлар . . . . .   | 224 |
| 61. Механик тебранишларда<br>энергия айланишлари . . . . .                         | 227 |
| 62. Эластиклик мұхитда түлқин-<br>ларнинг тарқалиши . . . . .                      | 229 |
| 63. Товуш түлқинлари . . . . .   | 230 |
| 64. Түлқинларнинг қайтиши ва<br>симиши . . . . .                                   | 232 |
| 65. Түлқинлар интерференцияси,<br>дифракцияси ва қутбла-<br>ниши . . . . .         | 235 |
| 66. Эркин электромагнит тебра-<br>нишлар . . . . .                                 | 236 |
| 67. Сүнмас электромагнит теб-<br>ранишларнинг автотебраниш<br>генератори . . . . . | 242 |
| 68. Ўзгарувчан электр токи . . . . .   | 244 |
| 69. Ўзгарувчан ток занжири-<br>даги актив қаршилик . . . . .                       | 248 |
| 70. Ўзгарувчан ток занжирида<br>индуктивлик ва сифим . . . . .                     | 250 |
| 71. Электр занжирида резонанс . . . . .  | 252 |
| 72. Трансформатор . . . . .  | 253 |
| 73. Электромагнит түлқинлар . . . . .  | 255 |
| 74. Радиоалоқа принциплари . . . . .   | 259 |
| 75. Электромагнит түлқинлар<br>энергияси . . . . .                                 | 269 |
| 76. Ёруғликтин табиати ҳақи-<br>даги тасаввурларнинг ри-<br>вожланиши . . . . .    | 270 |
| 77. Ёруғликтин қайтиши ва<br>симиши . . . . .                                      | 272 |
| 78. Ёруғликтин түлқин хосса-<br>лари . . . . .                                     | 275 |
| 79. Оптик асбоблар . . . . .   | 278 |
| 80. Электромагнит нурланиш-<br>лар спектри . . . . .                               | 287 |
| 81. Нисбийлік назарияси эле-<br>ментлари . . . . .                                 | 289 |
| Масалалар ечиш намуналари . . . . .  | 297 |
| Мустақил ечиш учун ма-<br>салалар . . . . .  | 304 |

## 59. МЕХАНИК ТЕБРАНИШЛАР

Табиатда ва техникада илгариланма ҳамда айланма ҳаракатлардан ташқари кўпинчага механик ҳаракатнинг яна бир тури — *тебранишлар* учрайди.

Дараҳт шохлари шамолда, соатлардаги маятник, ички ёнув двигатели цилинтридаги поршень ҳамда ер қимирлаш вақтида ер қобиғи, рубоб тори ва дengиздаги сувнинг сиртқи қатлами тебранади. Бу мисолларнинг ҳаммасида тебранма ҳаракатнинг умумий белгиси — ҳаракатни бир хил вақт оралиқларида аниқ ёки тахминан такрорлашдир. Жисмларнинг бир хил вақт оралиқларида аниқ ёки тахминан такрорлашувчи ҳаракати *механик тебраниши* дейилади.

**Эркин ва мажбурий тебранишлар.** Қаралаётган жисмлар системаси ичидаги жисмлар орасида таъсир этувчи кучлар ички кучлар дейилади. Система жисмларига бу системага кирмаган бошқа жисмлар томонидан таъсир қилувчи кучлар ташқи кучлар дейилади.

Ички кучлар таъсирида вужудга келадиган тебранишлар эркин тебранишлар дейилади. Шу белгига кўра пружинага осилган юк ёки ипга осилган шарча тебранишлари (213-расм) эркин тебранишлар

бўлади. Даврий равишда ўзгарувчи ташқи кучлар таъсирида бўладиган тебранишлар мажбурий тебранишлар дейилади. Автомобиль двигателида поршень ва электробритва пичоғи, тикув машинаси игнаси ва йўниш станоги кес-кичи мажбурий тебранади.

Эркин тебранишларнинг вужудга келиш шартлари. Эркин механик тебранишларнинг вужудга келиши шартларини қараб чиқамиз. Пўлат пружинанинг бир учини штатив қисқичига маҳкамлаймиз, иккинчи учига эса юк осамиз. Юк унга қарама-қарши йўналган кучларнинг:  $\vec{F}_{\text{ор}}$  оғирлик кучи ва  $\vec{F}_{\text{эл}}$  эластиклик кучи (214-а расм) нинг модули бўйича тенг бўлган шартда тинч бўлиши мумкин:

$$\vec{F}_{\text{ор}} + \vec{F}_{\text{эл}} = \vec{0}.$$

Жисмга таъсир қилувчи кучлар векторларининг йиғиндиси нолга teng бўладиган вазияти мувозанат вазияти дейилади. Юкнинг мувозанат вазиятидан юқорига сийжишида пружина деформациясининг камайиши сабабли эластиклик кучи камайди, оғирлик кучи ўзгармайди (214-б расм). Бу кучлар

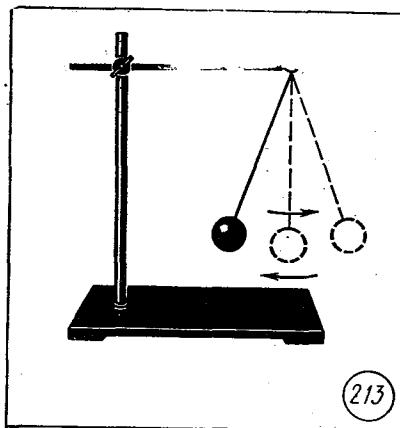
нинг  $\vec{F}$  тенг таъсир этувчи си  
пастга, мувозанат вазиятига  
йўналади. Юк мувозанат вазиятидан пастга силжиганда пружина деформацияси ортганда эластиклик кучи ортади, оғирлик кучи ўзгармай қолади (214-*в* расм). Бу ҳолда бу кучларнинг  $\vec{F}$  тенг таъсир этувчи си юқорига, мувозанат вазиятига йўналади.

Агар юкни мувозанат вазиятидан юқорироқ кўтарилиса ва кейин қўйиб юборилса, у ҳолда пастга йўналган тенг таъсир этувчи куч таъсирида юк мувозанат вазиятигача тезланувчан ҳаракат қиласди. Мувозанат вазиятидан ўтгандан сўнг тенг таъсир этувчи куч юқорига йўналади ва шунинг учун юк ҳаракатини тормозлайди, *а* тезланиш векторининг йўналишини қарама-қаршиисига ўзгариради. Юк пастки вазиятда тўхтагандан сўнг юқорига мувозанат вазиятига тезланувчан ҳаракат қиласди, сўнг ундан ўтади, тормозланади, тўхтайди, пастга қараб тезланувчан ҳаракат қиласди ва ҳоказо—жараён даврий тақрорланади.

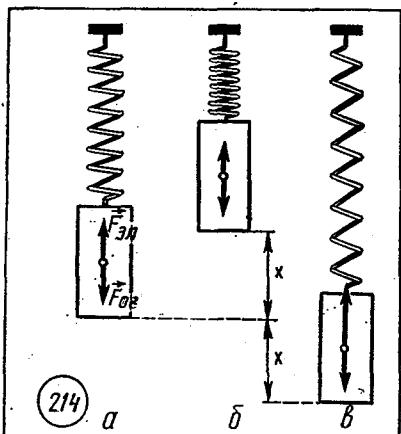
Ипга осилган юкнинг тебранишларида ҳам шунга ўхаш жараёнлар содир бўлади.

Эркин механик тебранишларга турли хил мисоллар қараб чиқиб, уларнинг вужудга келиши шароитини ажратиш мумкин:

1) Жисмга таъсир этувчи кучлар ёки жуда бўлмагандан улардан биттаси координаталарга боғлиқ бўлиши керак. Жисмнинг мувозанат вазияти деб аталувчи битта маълум



213

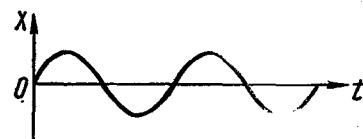


214

вазиятида жисмга таъсир этувчи ҳамма кучларнинг тенг таъсир этувчи си нолга тенг бўлиши керак. Жисм мувозанат вазиятидан чиқарилганда ҳамма кучларнинг тенг таъсир этувчи си нолдан фарқли бўлиши ва мувозанат вазиятига йўналган бўлиши керак.

2) Системада ишқаланиш кучлари етарлича кичик бўлиши керак.

Тебранишларни аналитик ва график тасвирилаш. Вақт ўтиши билан ўзгарувчи жараён сифатида тебранишларни



(215)

тавсифлаш учун уларни аналитик ва график тасвирлаш усууллари қўлланилади.

Жисмнинг мувозанат вазиятига нисбатан тебранишларини аналитик тавсифлаш учун  $x$  силжишнинг  $t$  вақтга боғлиқлигини ифодаловчи  $f(t)$  функция берилади:

$$x = f(t).$$

Бу функцияning графиги тебранишлар жараёнининг вақт ўтиши билан ўзгариш ҳақида яқол тасавур беради. Бунда графикни  $f(t)$  функцияning графикини  $Ox$ ,  $t$  координата ўқларида нуқталар бўйича ясад (215-расм) ҳосил қилиш мумкин.

Тебранишлар даври ва частотаси. График жараён сифатидаги механик тебранишлар-

нинг умумий белгиси ҳаракат жараёнининг маълум вақтдан сўнг такрорланишидир. Жисм ҳаракати такрорланадиган минимал вақт оралиги *тебранишлар даври* дейилади. Тебранишлар даври ( $T$  ҳарфи билан белгиланади) секунд билан ифодаланади.

Тебранишлар даврига тескари физик катталик *тебранишлар частотаси* дейилади:

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (59.1)$$

Частота  $1 \text{ с}$  да бўлади. ган тебранишлар сонини аниқлайди. Частота бирлиги—*герц* (Гц).  $1 \text{ Гц} = 1 \text{ с}^{-1}$ . Физикада ва техникада *циклик частота* тушунчасидан фойдаланилади. Циклик частота  $2\pi$  с да юз берадиган тебранишлар сонини аниқлайди.  $\omega$  циклик частота билан  $\nu$  частота орасида- ги бўгланиш

$$\omega = 2\pi\nu \quad (59.2)$$

ифода билан берилади.  $\omega$  циклик частота ва  $T$  тебранишлар даври ўзаро

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (59.3)$$

муносабат билан боғланган.

## 60. ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАР

Гармоник тебранишлар. Ушбу

$$x = x_m \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (60.1)$$

тenglama билан тавсифланувчи тебранишлар гармоник тебранишлар дейилади. Бу ерда  $x$ —жисмнинг мувозанат вазиятидан силжиши,  $\omega$ —тебранишларнинг циклик частотаси,  $t$ —вақт.

Тебранишлар амплитудаси ва фазаси. Жисмнинг мувозанат вазиятидан максимал  $x_m$  силжиши модули тебранишлар амплитудаси дейилади. Ко- синус ишораси ёnidаги катталик гармоник тебранишнинг  $\varphi$  фазаси дейилади:

$$\varphi = \omega t + \varphi_0 \quad (60.2)$$

Бошланғич  $t = 0$  пайтдаги

Ф<sub>0</sub> тебранишлар бошланғич фа-  
за дейилади.

Гармоник тебранишларда  
тезлик билан тезланиш.  $Ox$   
координата ўқи бўйлаб

$$x = x_m \cos \omega t \quad (60.3)$$

қонун бўйича гармоник тебра-  
наётган жисмнинг тезлиги ва  
тезланиши вақтга қандай боғ-  
лиқ эканини топамиз. Жисм  
ҳаракатининг  $v_x$  тезлиги

$$v_x = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

ифода билан аниқланади.

Жисмнинг  $Ox$  ўқига томон  
илгарила ма ҳаракати тезли-  
ги проекцияси янада қагъий-  
роқ  $x$  координатанинг вақт  
бўйича ҳосиласи сифатида  
аниқланади:

$$\begin{aligned} v_x &= x'(t) = x_m \omega \sin \omega t = \\ &= x_m \omega \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \end{aligned} \quad (60.4)$$

Жисм ҳаракатининг истаган  
пайтдаги тезланишининг про-  
екциясини аниқлаш учун  $v_x$   
тезлик проекциясидан  $t$  вақт  
бўйича ҳосилани олиш зарур:

$$\begin{aligned} a_x &= v'_x(t) = -x_m \omega^2 \cos \omega t = \\ &= x_m \omega^2 \cos(\omega t + \pi). \end{aligned} \quad (60.5)$$

Эластиклик кучлари таъси-  
ридаги гармоник тебраниш-  
лар. (60.3) ва (60.5) тенглама-  
лардан

$$a_x = -\omega^2 x \quad (60.6)$$

экани келиб чиқади.

Жисмнинг  $Ox$  ўқи бўйича  
гармоник тебранишида тезла-  
ниш жисмнинг мувозанат ва-  
зиятидан  $x$  силжишига тўғри  
пропорционал.

Эластиклик кучи жисмнинг  
силжишига пропорционал куч-

га мисол бўла олади. Гук қо-  
нунига кўра эластиклик кучи  
жисмнинг  $x$  деформациясига  
тўғри пропорционал:

$$(F_{el})_x = -kx.$$

Гармоник тебранишларнинг  
вужудга келиши эластиклик  
кучларининг таъсирини чиқа-  
риши мумкин. Эластиклик  
кучлари таъсирида вужудга  
келадиган гармоник тебраниш-  
ларга пўлат стерженга осил-  
ган юкнинг тебранишлари,  
торнинг тебранишлари мисол  
булиши мумкин.

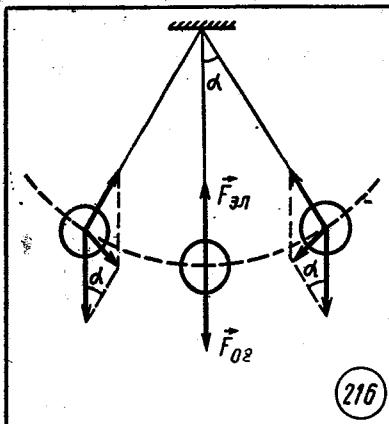
Агар  $m$  массали жисм элас-  
тиклиқ кучи таъсирида  $\omega$  цик-  
личик частотали гармоник теб-  
ранса,  $a_x$  тезланиш проекция-  
си учун Ньютоннинг иккинчи  
қонунини кўллаб,

$$a_x = \frac{(F_{el})_x}{m}, \quad a_x = -\frac{k}{m} x \quad (60.7)$$

ни ҳосил қиласиз. Бошқа то-  
мондан,  $\omega$  цикличик частотали  
гармоник тебранишларда тез-  
ланиш истаган пайтда (60.6)  
ифода билан аниқланади. (60.6)  
ва (60.7) ифодалардан  $\omega$  цик-  
личик частота деформацияланув-  
чи жисмнинг  $k$  бикрлиги ва  
жисмнинг  $m$  массаси орасида  
боғланиш ўрнатилади:

$$\omega^2 = \frac{k}{m}, \quad (60.8) \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (60.9)$$

**Математик маятник.** Чў-  
зилмас ипга осилган кичик ўл-  
чамли жисм математик маятник  
дейилади, бунда ипнинг  
массаси жисмнинг массасига  
нисбатан ҳисобга олиб бўлмай-  
диган даражада кичик. Ипнинг  
вертикал вазиятда  $\vec{F}_{of}$  оғирлик  
кучининг таъсири  $\vec{F}_{el}$  эластик-  
лик кучи таъсири билан му-



возанатга келтирилди. Бу вазият мувозанат вазияти бўлади.

Маятник мувозанат вазиятидан жуда оз миқдорга оғ-

ганда мувозанат вазиятига йўналган оғирлик ва эластик-лил кучларнинг тенг таъсир этувчиси вужудга келади (216-расм) ҳамда унинг тебранишлари гармоник бўлади. Тебранишлар даври

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (60,10)$$

га тенг.

Маятник тебраниш даврининг эркин тушиш тезланишига боғлиқлигидан Ер сиртида эркин тушиш тезланишини аниқ ўлчаш учун фойдаланилади. Ўлчаш натижалари бўйича фойдали қазилмалар темир рудаси, нефть, газлар ётган районларни аниқлаш мумкин.

## 61. МЕХАНИК ТЕБРАНИШЛАРДА ЭНЕРГИЯНИНГ АЙЛАНИШЛАРИ

**Механик тебранишларда энергия айланышлари.** Математик маятник мувозанат вазиятидан оғганда тортишиш майдонида унинг потенциал энергияси ортади, чунки Ер сиртидан масофа ортади. Мувозанат вазиятига қараб ҳаракатланганда маятникнинг тезлиги ортади, унинг кинетик энергияси ортади. Кинетик энергия масофаси намойиш натижасида потенциал энергия запасининг камайиши ҳисобига ортади.

Мувозанат вазиятида кинетик энергия максимал қийматга, потенциал энергия эса минимал қийматга эга бўлади. Мувозанат вазиятидан ўтгандан сўнг кинетик энергия потенциал энергияга айланади, маятник тезлиги камаяди ва

максимал оғища нолга тенг бўлади. Маятникнинг тебранма ҳаракатида доимо унинг кинетик энергиясининг потенциал энергияга даврий айланышлари бўлади.

Реал механик тебранишлар энергия йўқотишиларсиз бўлмайди. Жисмларнинг истаган жисмлар билан ўзаро таъсири натижасида механик энергиянинг бир қисми атом ва молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ички энергиясига айланади. Тебранишлар амплитудаси аста-секин камаяди, тебраниш бошлангандан маълум ваqt ўтгандан кейин эса маятник тўхтайди.

Эркин механик тебранишлар доимо сўнувчи тебранишлар, яъни амплитудаси камай-

иб борувчи тебранишлар бўлади.

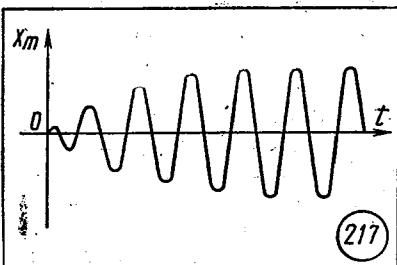
**Резонанс ҳодисаси.** Системада даврий ўзгарувчи ташқи куч таъсирида тебранишлар вужудга келганда тебранишлар амплитудаси аввал астасекин орта боради. Ўзгарувчи куч таъсири бошлангандан бир қанча вақт ўтгач, доимий амплитудали ва даврий ташқи кучнинг даврига тенг мажбурий тебранишлар ўрнатилади (217-расм).

Қарор топган мажбурий тебранишлар амплитудаси таъсир этувчи кучнинг амплитудаси ва тебраниш системасида энергия йўқотишлар билан аниқланади. Тебраниш системасида ўрнатилган мажбурий тебранишларда бир давр ичидаги энергия йўқотишлари шу вақт ичидаги ташқи кучларнинг ишига тенг.

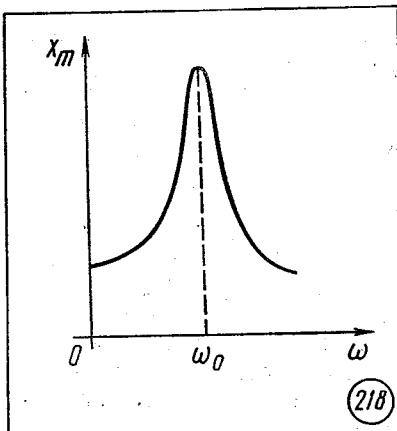
Қарор топган мажбурий тебранишлар амплитудаси куч ўзгариши частотасига боғлиқ. Мажбурий тебранишлар амплитудаси ташқи куч тебранишларининг  $\omega$  частотаси система тебранишларининг  $\omega_0$  хусусий частотасига тахминан тенг бўлганда, яъни  $\omega = \omega_0$  бўлганда максимал қийматга етади.

Ташқи куч ўзгариши частотасининг системанинг эркин тебранишлари частотасига яқинлашганда қарор топган мажбурий тебранишлар амплитудасининг ортиш ҳодисаси резонанс дейилади.

218-расмда мажбурий тебранишлар  $x_m$  амплитудасининг ўзгармас амплитудаси мажбур қилувчи куч  $\omega$  частотасига боғлиқлигига мисол келтирилган. Абсциссалар ўқ бўйича системага гаъсир қилувчи куч



(217)



(218)

ўзгаришининг  $\omega$  частотаси ҳисобланади, ординаталар ўқи бўйича мажбурий тебранишларнинг  $x_m$  амплитудаси ҳисобланади.

Куч ўзгаришларнинг  $\omega$  частотаси система тебранишларининг  $\omega_0$  хусусий частотаси билан мос тушганда куч бутун давр мобайнида тебранаётган жисмнинг тезлик вектори йўналган томонга йўналади. Шунинг учун бутун давр мобайнида ташқи куч жисмнинг тебраниш амплитудасини ортириб, мусбат иш бажаради. Истаган бошқа частотада даврнинг бир қисми мобайнида куч системада энергия запасини ортириб мусбат иш бажаради, даврнинг иккинчи қисми

мобайнида ўша кучнинг ўзи тебраниш системасида энергия запасини камайтириб, манфий иш бажаради.

Резонанс вақтида ташқи куч бир давр мобайнида тебраниш системаси устида максимал мусбат иш бажаргани учун резонанс шартини тебраниш системасига энергияни максимал узатиш шарти сифатида аниқлаш мумкин.

Ишқаланиш бўлмагандан резонансда мажбурий тебранишлар амплитудаси вақт ўтиши билан чексиз ортиши керак. Реал системаларда резонанснинг қарор топган режимида тебранишлар амплитудаси давр мобайнида энергия йўқотишларнинг ва ташқи кучнинг шу вақт ичидаги ишининг тенглиги шарти билан белгиланади. Ишқаланиш қанча кам бўлса, резонанс вақтида амплитуда шунча катта бўлади.

Резонанс ҳодисаси машиналар, бинолар, кўприклар ва бошқа иншоотлар тебранишларининг хусусий частотаси

даврий таъсир этувчи куч частотаси билан бир хил бўлганда уларнинг бузилишига сабаб бўлиши мумкин. Шунинг учун, масалан, автомобилларда двигателлари махсус амортизаторларга ўрнатилади, ҳарбий бўлинмаларга кўприкдан ўтаётганда баравар қадам ташлаб, сафтотиб ўтиш ман қилинади.

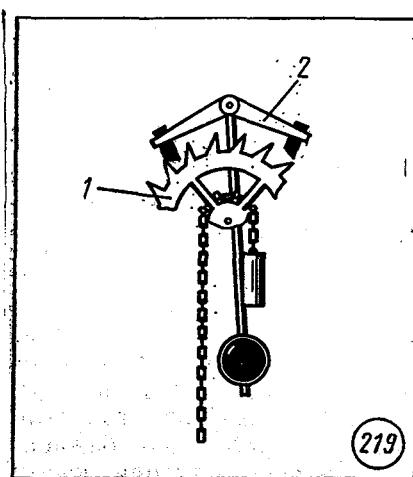
Самолётлар, ракеталар, бинолар ва бошқа иншоотларнинг лойиҳаловчилари бу машина ҳамда иншоотларнинг хусусий частотасига яқин частотали даврий ташқи кучларнинг мумкин бўладиган таъсирини йўқотиш учун лойиҳаланаётган машина ва иншоотлар тебранишларининг хусусий частотасини билишлари керак.

**Автотебраниш системаси.** Ташқи ўзгарувчан куч таъсiri бўлмагандан энергиянинг ички манбалари таъминлайдиган системадаги сўнmas тебранишлар *автотебранишлар* дейилади.

Мажбурий тебранишлардан фарқли равища автотебранишлар частотаси ва амплитудаси шу тебраниш системасининг хоссалари билан аниқланади.

Автотебранишлар эркин тебранишлардан амплитудасининг вақтга bogлиq бўлмаслиги ва тебраниш жараёнини уйготувчи бошланғич қисқа вақтли таъсир билан фарқ килади.

Автотебраниш системасини одатда учта асосий элементга ажратиш мумкин; 1) тебраниш системаси; 2) энергия манбаси; 3) манбадан тебраниш системасига энергия келишини ростловчи тескари боғланишли



қурилма. Манбадан бир давр мобайнида келадиган энергия шу вақт ичиде тебраниш системасида йўқотилган энергияга тенг.

Маятники соат механик автотебраниш системасига мисол бўлади. Уларда маятник тебраниш системаси, ердан юқорига кўтарилиган тош ёки пўллаг пружина — энергия манбай бўлади (219-расм). Тескари алоқани амалга оширувчи қурилманинг асосий деталлари храповик ғилдирак 1 ва-

анкер 2 дир. Тош ёки пружина храповик ғилдирагини айлантиради. Маятникнинг ҳар бир тебранишда храповик ғилдирагининг тиши анкер вилкасини шундай йўналишда туртадики, маятник бурилиб кетади. Натижада ишқаланишга сарфланган энергия запаси ердан кўтарилиган тошнинг ёки буралган пружинанинг энергияси ҳисобига тўлдирилади. Соат стрелкалари храповик ғилдиракдаги тишли ғилдираклар ёрдамида айлантирилади.

## 62. ТЎЛҚИНЛАРНИНГ ЭЛАСТИК МУҲИТДА ТАРҚАЛИШИ

**Кўндаланг тўлқинлар.** Катта улчамдаги қаттиқ, суюқ, газсимон жисмларни бир-бира билан боғланиш кучлари ёрдамида ўзаро таъсирланувчи айrim зарралардан иборат муҳит деб қарашиб мумкин. Муҳитнинг бир жойида заррани тебрантириш қўшни зарраларни мажбурий тебрантиради, улар ўз навбатида кейингиларни тебрантиради ва ҳоказо.

Фазода тебранишларнинг тарқалиш жараёни тўлқин дейилади.

Узун резина шнур оламиз ва шнурнинг бир учини вертикал текисликда мажбурий тебранишга мажбур қиласиз. Шнурнинг айrim бўлаклари орасида таъсир қилувчи кучлар тебранишларнинг шнур бўйлаб тарқалишига олиб келади ва биз шнур бўйлаб югураётган тўлқинни кўрамиз.

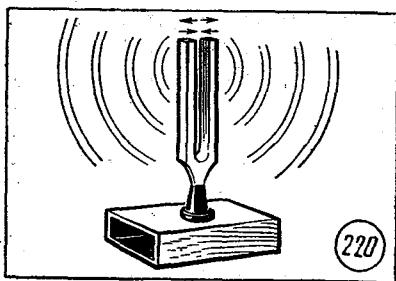
Механик тўлқинларга бошқа бир мисол сув сиртидаги тўлқинлардир.

Тўлқинлар шнурда ёки сув сиртида тарқалгандаги тебранишлар тўлқинлар тарқалиши

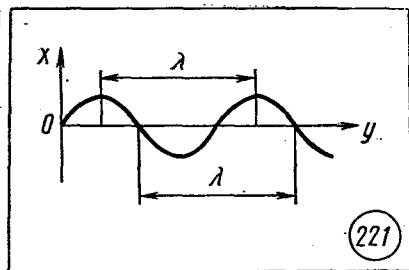
йўналишига перпендикуляр ҳолда рўй беради. Тебранишлари тарқалиш йўналишига перпендикуляр ҳолда рўй берадиган тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар дейилади.

**Бўйлама тўлқинлар.** Ҳар қандай тўлқинни ҳам кўриб бўлавермайди. Камертон шохига болғача билан ургандан сунг ҳавода ҳеч қандай тўлқинни кўрмасак ҳам товушни эшигамиз. Бизнинг эшитиш органларимизда товушни сезиш ҳаво босимининг даврий ўзгариши натижасида вужудга келади. Камерон шохи тебранишлари унинг ёнидаги ҳавонинг даврий сиқилиши ва сийраклашиши ҳисобига бўлади. Бу сиқилиш ва сийраклашиш жараёнлари ҳавода ҳамма томонга тарқалади (220-расм). Улар товуш тўлқинларидир.

Товуш тўлқини тарқалгандага муҳит зарралари тебранишлар тарқалишининг йўналиши бўйича тебранади. Тебранишлар тўлқин тарқалишининг йўналиши бўйлаб тарқалади.



(220)



(221)

ган түлқинлар бүйлама түлқинлар дейилади.

Бүйлама түлқинлар газларда, суюқликларда ва қаттқы жисмларда тарқалиши мүмкін; күндаланг түлқинлар силжиш деформациясида ёки сирт таранглик күчлари ва оғирлик күчі таъсирида эластиклик күчлари вужуда келадиган қаттиқ жисмларда тарқалади.

Күндаланг түлқинларда ҳам, бүйлама түлқинларда ҳам тебранишларнинг тарқалиши йұналишида күчиши билан бирга амалға оширилмайды. Фазонинг ҳар бир нүктасида

зарралар мувозанат вазиятига нисбатангина тебранади. Лекин тебранишларнинг тарқалиши тебранишлар энергиясini мұхитнинг бир нүктасидан бошқасига узатиш билан амалға оширилади.

**Түлқиннинг тарқалиш тезлиги.** Фазода тебранишнинг тарқалиши тезлиги  $v$  түлқин тезлигі дейилади. Бир хил фазода тебранувчи бир-бирига әнгяқин нүкталар орасидаги ма-софа (221-расм) түлқин узунлиги дейилади.  $\lambda$  түлқин узунлиги,  $v$  түлқин тезлиги ва  $T$  тебранишлар даври орасидаги боғланниши

$$\lambda = vT \quad (62.1)$$

ифода билан берилади.

$T = \frac{1}{v}$  бўлгани учун түлқин тезлиги тебранишлар частотаси билан

$$v = \lambda \nu \quad (62.2)$$

тenglama орқали боғланган.

**Түлқиннинг тарқалиш тезлигининг мұхим хоссаларга боғлиқлігі.**

Түлқинлар вужуда келгандай уларнинг частотаси түлқин манбаи тебранишлари частотаси билан аниқланади, тезлик эса мұхитнинг хоссаларига боғлиқ. Шунинг учун айни бир частотадаги түлқинлар узунлиги турли мұхитларда турлича бўлади.

### 63. ТОВУШ ТҮЛҚИНЛАРИ

**Товуш тезлиги.** Товуш ҳодисаларини ўрганиш билан шуғулланувчи физика бўлими *акустика* дейилади, товуш түлқинларининг вужуда ке-

лиши ва тарқалиши билан боғлиқ ҳодисалар эса *акустик ҳодисалар* дейилади.

Товушнинг тарқалиш тезлигини экспериментал аниқлаш

акустиканинг ривожланишида муҳим ҳодиса бўлади. Ҳавода товуш тўлқинларининг тезлигини ўлчаш бўйича дастлабки тажрибалар XVII асрда ётказилган эди. Бу тажрибаларда тўпдан ўқ отилганда ёруғлик чақнаган пайт билан товуш етиб келган пайт орасидаги  $t$  вақт ўлчанган. Бу тажрибаларда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги чексиз катта деб қабул қилинган, шунинг учун товуш тезлиги тўпгача бўлган маълум  $s$  масофа ва товушнинг тарқалиш вақти  $t$  бўйича аниқланар эди:

$$v = \frac{s}{t}.$$

Замонавий ўлчашларга кўра нормал шароитда товушнинг ҳаводаги тезлиги  $331\text{ м/с}$  га тенг.

Газда сиқилиш ва сийраклашиш жараёни газ молекулалари тўқнашишлари натижасида рўй беради, шунинг учун газда товушнинг тарқалиш тезлига молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезлигига тахминан тенг. Газнинг ҳарорати пасайиши билан молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги камаяди, шунинг учун газнинг ҳарорати пасайиши билан товуш тарқалишининг тезлиги ҳам камаяди. Масалан, водородда ҳарорат 300 дан 17 К гача пасайишида тувуш тезлиги  $1300\text{ м/с}$  дан  $320\text{ м/с}$  гача камаяди.

Суюқликларда ва қаттиқ жисмларда атомлар ҳамда молекулалар орасидаги боғланиш газлардагига қараганда зинча мустаҳкам. Шунинг учун суюқлик ва қаттиқ жисмларда товушнинг тарқалиш тезлиги

товушнинг газларда тарқалиш тезлигидан анча каттадир. Масалан, сувда товуш тезлиги  $1500\text{ м/с}$ , пўлатда эса  $6000\text{ м/с}$ .

**Товушнинг баландлиги.** Ҳар қандай товушни одам ўзининг эшишига қараб баландлик даражаси бўйича баҳолайди.

Товуш тўлқинининг одам қулоғидаги пардага таъсир кути товуш босимиға боғлиқ.

**Товуш босими** — бу газ ёки суюқликда товуш тўлқини ўтганда вужудга келадиган қўшимча босимдир. Одам қулоғининг товушни сезишининг қўйи чегараси тахминан  $10^{-6}$  Па товуш босимиға мос келади, яъни нормал атмосфера босимининг  $10^{-10}$  қисмиға мос келади. Товуш босимининг юқори чегараси (бунга етганда қулоқда оғриқ сезилади) тахминан 100 Па га тенг. Товуш босимининг ўзгариши катта амплитудада бўладиган товуш тўлқинларини одам қулоғи баланд товушлар сифатида қабул қиласи, товуш босимины ўзгариши кичик амплитудада бўладигани паст товушлар сифатида эшитади.

**Товушнинг баландлиги.** Гармоник қонун бўйича юз берадиган товуш тебранишларини одам маълум **музика тони** сифатида қабул қиласи. Юқори частотали тебранишлар **юқори тондаги** товушлар сифатида, паст частотали товушлар **паст тондаги** товушлар сингари қабул қилинади. Тебранишлар частотасининг икки марта ўзгаришига мос келувчи товуш тебранишларининг диапазони октава дейилади. Масалан, биринчи октаванинг

„ля“ тони 440 Гц частотага, иккинчи октаванинг „ля“ тони 880 Гц мос келади.

Гармоник қонунга бўйсунмайдиган товуш тебранишларини одам *тембрга* эга бўлган мураккаб товуш сифатида қабул қиласди. Тонининг баландлиги бир хил бўлган, масалан, скрипка ва пианино чиқарадиган товушлар бир-биридан тембри билан фарқ қиласди.

Одам қулоғи эшитадиган товуш тебранишларининг частоталари диапазони тахминан 20 дан 20 000 Гц гача оралиқда ётади. Босим ўзгаришининг частотаси 20 Гц дан кам бўлган мухитдаги бўйлама тўлқинлар инфракизил, частотаси 20 000 Гц дан ортиқ бўлганлари эса ультратомовуш тўл-

қинлар дейилади.

**Акустик резонанс.** Товуш тўлқинлари ҳар қандай жисм билан учрашиб, мажбурий тебранишларни вужудга келтиради. Агар жисмнинг хусусий эркин тебранишларининг частотаси товуш тўлқинининг частотаси билан мос келса, у ҳолда товуш тўлқини энергиясини жисмга бериш учун шароит энг яхши бўлади — жисм акустик резонатор бўлади. Бунда мажбурий тебранишлар амплитудаси максимал қийматига эришади — **акустик резонанс** кузатилади.

Пуфлаб чалинадиган чолғу асблобарининг, органнинг трубалари акустик резонатор бўлади. Бу ҳолда резонанс тебранишни ўзида сезувчи жисм трубадаги ҳаво бўлади.

#### 64. ТЎЛҚИНЛАРНИНГ ҚАЙТИШИ ВА СИНИШИ

Тўлқинлар бир жинсли мухитда тебраниш манбаидан ҳар томоня бир хил тарқалади. Аммо турли физик хоссаларга эга мухитлар чегарасида тўлқинларнинг тарқалиш манзараси тубдан ўзгарамади. Тўлқин бир мухитдан иккичисига қисман ўтиши, қисман эса бўлинниш чегарасидан қайтиши ва биринчи мухитда тарқалиши мумкин.

Ҳавода эркин тарқаладиган товуш тўлқинлари девор билан тўқнашиб қайтади, бунда биз акс-садо эшитамиз. Сувда сирт тўлқинларининг қайтишини тўлқин ванна билан ўтказиладиган тажрибаларда қузатиш мумкин.

Тўлқин сирт ва нур. Ҳамма нуқталари бир хил фазада тебранувчи сирт *тўлқин сирт*

ёки *тўлқин фронти* дейилади. Тўлқин сиртга перпендикуляр чизик нур дейилади. Тўлқинлар нур йўналиши бўйича тарқалади.

**Гюйгенс принципи.** Тўлқинларнинг қайтиши ва улар тарқалишнинг бошқа қонуниятларини 1690 йилда голландия физиги Христиан Гюйгенс (1629—1695) ифодалаган принцип асосида тушунтириш мумкин. Гюйгенс принципига биноан айни вақтда тўлқин етиб борган сиртнинг ҳар бир нуқтаси иккиламчи тўлқинларнинг нуқтавий манбаи бўлади. Ҳамма иккиламчи тўлқинларга уринма сирт кейинги вақт моментидаги тўлқин сиртни ташкил этади.

Тўлқин сиртнинг бирор т

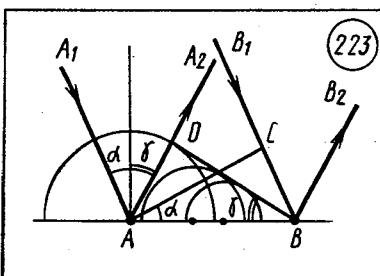
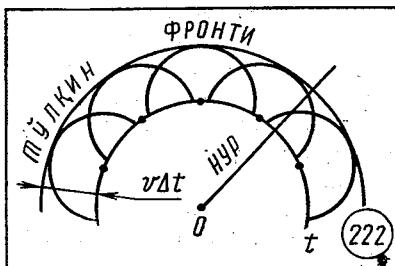
пайтдаги шаклини билган ҳолда түлқин сиртнинг бирор  $\Delta t$  пайтдан кейинги шаклини топиш мумкин. Агар муҳит бир жиссли бўлса, у ҳолда түлқин сиртининг ҳар бир нуқтасидан бир хил  $v$  тезлик билан иккиласмчи сферик түлқин тарқалади ва бу түлқинлар тарқаладиган  $\Delta l$  масофа бир хил бўлади.

Түлқин фронти  $t + \Delta t$  пайтда түлқин фронтига перпендикуляр тўғри чизиқ йўналишида түлқиннинг дастлабки фронтидан  $\Delta l = v\Delta t$  масофага узоқлашган нуқталарни ташкил этади (222-расм).

Агар тебранишларнинг нуқтавий манбаидан чиқсан түлқинлар сиртида тарқалса, у ҳолда түлқин сирт айланалар шаклида бўлади. Түлқинлар нуқтавий товуш манбаидан тарқалганда ҳавода түлқин сиртлар сферик шаклда бўлади, бу ерда нур сферанинг радиуси бўлади.

**Түлқинларнинг қайтиш қонуни.** Ясси фронтли түлқиннинг икки муҳит бўлинишининг текис сиртига тушганда қайтувчи түлқин пайдо бўлиш жараёнини қараб чиқамиз.

Икки муҳитнинг бўлиниш чегарасига ўтказилган перпендикуляр билан нур орасидаги бурчак түлқиннинг тушшиш бурчаги дейилади. Агар түлқиннинг тушшиш бурчаги нольдан фарқли бўлса, у ҳолда тушувчи түлқин икки муҳит бўлиниш чегарасининг турли нуқталарига турлича вақтда этади. Тушаётган түлқиннинг  $A_1A$  нур билан белгиланган қисми (223-расм) икки муҳит ажалиш чегарасига етганда  $A$  нуқта Гюйгенс принципи-

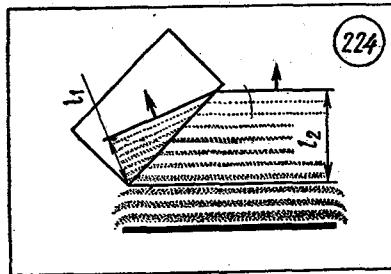


биноан иккиласмчи түлқинлар манбаи бўлиб қолади. Түлқин фронтининг  $B_1B$  нур билан белгиланган қисми бўлиниш чегарасига етгунча ўтган вақт ичida иккиласмчи түлқинлар  $A$  нуқтадан  $R = v\Delta t$  масофага тарқалади.  $B_1B$  нур бўлиниш чегарасининг  $B$  нуқтасига етган пайтдаги қайтган түлқин фронтининг вазияти расмда  $BD$  тўғри чизиқ билан белгиланган.

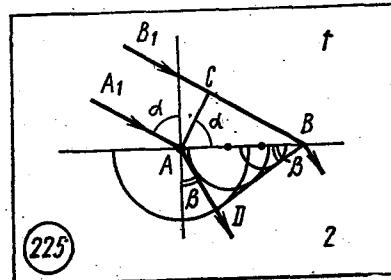
Тушаётган ва қайтган нурлар айни бир муҳитда тарқалади, уларнинг тезлиги бир хил. Шунинг учун айни бир вақтда улар бир хил масофа ўтади,  $BC$  кесманинг узунлиги  $AD$  кесманинг узунлигига тенг. Умумий  $AB$  гипотенузали иккита тўғри бурчакли  $ACB$  ва  $ADB$  учбурчакларнинг  $AD$  ва  $BC$  катетларининг тенглигидан бу учбурчакларнинг тенглиги келиб чиқади. Шунинг учун  $CAB$  ва  $DBA$  бур-

таклар ўзаро тенг. Бу бурчакларга мос ҳолда  $\alpha$  тушиш бурчаги ва  $\gamma$  қайтиш бурчаги ўзаро перпендикуляр томонли бурчаклар бўлгани учун тенг. Демак,  $\alpha$  ва  $\gamma$  бурчаклар ўзаро тенг. Гюйгенс принципидан фойдаланган ҳолда назарий жиҳатдан олинган бу хулоса тажрибада тўла тасдиқланади ва тўлқинларнинг қайтиши қонуни дейилади: тушувчи нур, қайтган нур ва тушиш нуқтасида чиқарилган перпендикуляр битта текисликда ётади;  $\gamma$  қайтиш бурчаклар  $\alpha$  тушиш бурчагига тенг.

Тўлқинларнинг синиши. Турли физик хоссаларга эга бўлган икки муҳитнинг бўлиниш чегарасида тўлқинларнинг тарқалиш жараёнини кузатиш учун қўйидаги тажрибани ўтказамиз. Тўлқинли ванна тубига шиша пластинкани шундай қўямизки, бунда унинг бир чети сувдаги ясси сирт



224



225

тўлқинларнинг тарқалиш йўналишига тахминан  $45^\circ$  бурчак остида жойлашеин. Кузатишларнинг кўрсатишича, тўлқин шиша пластинка устидан ўтадиган  $l_1$ , масофасининг ваннадаги шиша пластинка бўлмаган ўша жойда шунча вақтда ўтган  $l_2$ , масофасидан кичик (224-расм). Демак, сирт тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги чуқурликка (сув қатамицинг қалинлигига) боғлиқ, чуқураш тезлигининг камайиши билан тўлқинни тарқалиш тезлиги секинлашади.

Шиша пластинканинг чети турли физик хоссаларга эга бўлган икки муҳитнинг бўлиниш чегарасидир. Икки муҳитнинг бўлиниш чегарасида тўлқинларнинг тарқалиш йўналишини ўзгариши тўлқинларнинг синиши дейилади.

Тўлқинларнинг синиши қонуни. Ясси фронтли тўлқин икки муҳит бўлинишининг ясси сиртига тушганда синган тўлқинни вужудга келиш жараёвни қараб чиқамиз. Агар тўлқиннинг тушиш бурчаги нолдан фарқли бўлса, у ҳолда тушувчи тўлқин икки муҳит бўлиниши чегарасининг турли нуқталарига турли вақтда ётади. Тушувчи нурнинг  $A_1A$  нур билан белгиланган қисми (225-расм) икки муҳитнинг бўлиниш чегарасига етганда  $A$  нуқга Гюйгенс принципига биноан иккимчли тўлқинлар манбай бўлиб қолади. Биринчи муҳитда тўлқин фронтининг  $B_1C$  нур билан белгиланган қисми чегарасигача етган вақт ичидаги иккимчли муҳитдаги тўлқинлар  $A$  куқтадан  $AD = v_2 \Delta t$  асофага тарқалади.  $B_1C$  нур бўлиниш чегарасига  $B$  нуқта-

нинг ҳолати расмда  $BD$  түғри чизик билан белгиланган. Тушувчи ва синган нурлар турли мұхитда тарқалади, улар-нинг тезликлари ҳар хил. Шунинг учун айни бир пайтда улар турлича масофани босиб ўтади.  $\alpha$  тушиш бурчаги  $CAB$  бурчакка тенг,  $\beta$  синиш бурчаги  $DBA$  бурчакка ўзаро перпендикуляр томонлар орасидаги бурчак сифатида тенг.  $\alpha$  тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбатини топамиз:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{|BC|}{|AB|} = \frac{|AB|}{|AD|} = \frac{|BC|}{|AD|}.$$

$$|BC| = v_1 t \quad \text{ва} \quad |AD| = v_2 \Delta t$$

бўлгани учун

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (64.1)$$

Бу ифода *тўлқиннинг синиш қонуни* дейилади: тушувчи нур, синган нур ва икки мұхит бўлинниш чегарасида нур тушган нуқтада ўтказилган перпендикуляр битта текисликда ётади; тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати берилган икки мұхит учун ўзгармас катталиkdir.

Тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига нисбати *нисбий синдириш кўрсаткичи* дейилади:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{12}. \quad (64.2)$$

## 65. ТЎЛҚИНЛАР ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ, ДИФРАКЦИЯ ВА ҚУТБЛАНИШИ

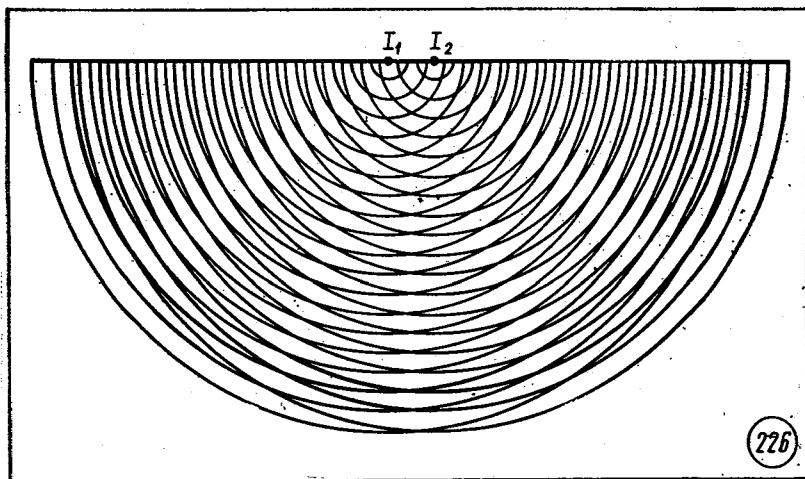
**Суперпозиция принципи.** Сув сиртида икки ёки ундан ортиқ манбадан чиқаётган тўлқинларнинг тарқалишини кузатиши шуни кўрсатадики, тўлқинлар бир-бирининг устидан бир-бираiga умуман таъсир қилимасдан ўтади. Худди шунингдек, товуш тўлқинлари ҳам бир-бираiga таъсир қилимайди. Оркестр куй чалгандан, ҳар бир асбобдан чиқсан товш бизга ҳар бир асбоб алоҳида куй чалгандагидек келади.

Тажрибада аниқланган бу факт қуйидагича изоҳланади, эластик деформация чегарасида жисмларнинг бир йўналиш бўйича сиқилиши ёки чўзилиши бошқа ҳар қандай йўналиш бўйича деформацияда унинг эластик хоссаларига

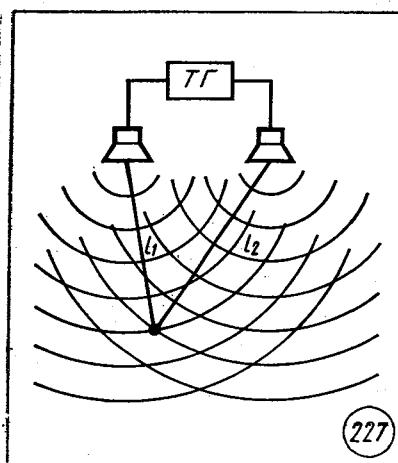
таъсир этмайди. Шунинг учун турли манбалардан чиқсан тўлқинлар етиб борган ҳар бир нуқтада истаган пайтда бир неча тўлқиннинг таъсири натижаси ҳар бир тўлқиннинг алоҳида таъсири натижаларининг йиғиндисига тенг. Бу қонуният *суперпозиция принципи* дейилади.

**Тўлқинлар интерференцияси.** Суперпозиция принципи мазмунини янада чуқурроқ тушуниш учун қўйидаги тажрибани ўтказмиз.

Тўлқинли ваннада икки стерженли вибратор ёрдамида тебранишлар частотаси бир хил бўлган иккита нуқтавий тўлқин манбай ҳосил қиласмиз. Кузатишлар, бу ҳолда тўлқинли ваннада тўлқинлар тарқалишининг алоҳида манза, аси-



(226)



(227)

ни вужудга келишини кўрсатади. Сув сиртида тебранишлар бўлмайдиган полосалар ажралади (226-расм).

Бунга ўхшаш ҳодисаларни товуш тўлқинлари билан ўтказилган тажрибаларда кўриш мумкин. Иккита динамик карнай ўрнатамиз ва уларни битта товуш генератори чиқишига улаймиз. Синф хонасида кичик масофага силжиб, фазонинг бир нуқтасида товуш ба-

ланд, бошқа нуқталарида секин эшитилишини эшитиб аниқлаш мумкин. Икки манбадан чиқсан товуш тўлқинлари фазонинг баъзи нуқталарида бир-бирини кучайтиради, бошқа нуқталарида сусайтиради (227-расм).

Тебранишлари даври бир хил бўлган икки ёки бир нечта тўлқинларни қўшишда ортиши ёки камайиши ҳодисаси тўлқинларнинг интерференцияси дейилади.

Тўлқинларнинг интерференцияси ҳодисаси суперпозиция принципига зид эмас. Тебранишлари амплитудаси нолга teng бўлган нуқталарда учрашаётган иккита тўлқин бир-бирини сўндирамайди, уларнинг иккаласи ўзгаришсиз тарқалишда давом этади.

**Интерференцион минимум ва максимум шартлари.** Бир хил амплитудали ва частотали тўлқинлар тебраниш фазаси  $\pi$  га ёки тебраниш даврининг ярмига сийжиган ҳолда келадиган фазо нуқталарида тебранишлар амплитудаси нолга

тeng. Тұлқинларнинг икки манбай төбәнишларининг қонуни бир хил бұлғанда тұлқин манбалардан шу нұқталаргача бұлған  $b_1$  ва  $b_2$  масофаларнинг  $\Delta l$  айримаси тұлқин узунлигининг ярмига teng бўлганда:

$$\Delta l = l_1 - l_2 = \lambda/2$$

еки ярим тұлқинларнинг тоқ сонига teng бўлганда:

$$\Delta l = (2k + 1)\lambda/2$$

даврининг ярмига фарқ қилади.

$\Delta l$  айрма интерференцияловчи тұлқинларнинг йўл айримаси дейилади,

$$\Delta l = (2k + 1)\lambda/2 \quad (65.1)$$

шарт эса интерференцион минимум шарти дейилади.

Интерференцион максимумлар тұлқинлар бир хил төбәнишлар фазаси билан келадиган фазо нұқталаридан кузатилиди. Икки манба төбәнишларининг бир хил қонунида бу шартни бажариш учун  $\Delta l$  юриш фарқи бутун сондаги тұлқинларга teng бўлиши керак;

$$\Delta l = k\lambda. \quad (65.2)$$

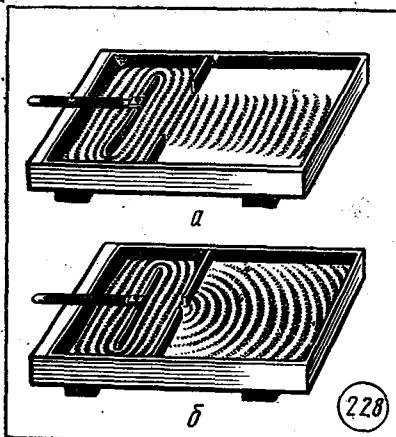
**Когерентлик.** Тұлқинларнинг интерференцияси фақат когерентлик шарти бажарилғандагина бўлиши мумкин. „Когерентлик“ сүзи мосланған деган маънени беради. Частотаси бир хил ва фазаларининг фарқи вақт үтиши билан доимий бўлиб қоладиган төбәнишлар когерент төбәнишлар дейилади.

**Интерференция ва энергиянинг сақланиши қонуни.** Интерференцион минимум

жойларида икки тұлқин эне гияси қаёққа йўқолади? Агар икки тұлқиннинг фақат битта учрашган жойини қарасак, бу саволга тўғри жавоб бериш мумкин эмас. Тұлқинларнинг тарқалиши фазонинг айрим нұқталаридаги төбәнишларнинг эркин жараёнлари тўплами бўлмайди. Тұлқин жараённинг моҳияти төбәнишлар энергиясини фазонинг бир нұқтасидан иккинчисига ва ҳоказо узатишдан иборат. Интерференцион минимум жойларида тұлқин интерференциясида натижаловчи төбәнишлар энергияси ҳақиқатан ҳам икки интерференцияловчи тұлқинлар энергияси йиғиндисидан кичик. Лекин интерференцион максимум жойларида натижаловчи төбәнишлар энергияси интерференцияловчи тұлқинлар энергиясидан интерференцион минимум жойларидаги энергия қанча камайган бўлса, роса шунча ортади. Тұлқинлар интерференциясида төбәнишлар энергияси фазода қайта тақсимланади, аммо бунда энергиянинг сақланиш қонуни бунда қатъий бажарилади.

**Тұлқинлар дифракцияси.** Тұлқин йўлидаги тўсиқдаги тешик ўлчамлари кичрайтирилса, тешикнинг ўлчамлари қанчалик кичик бўлса, тұлқинлар тўғри чизиқти тарқалиши йўналишидан шунчалик кўпроқ оғади (228-а, б расм). Тұлқинлар тарқалиши йўналишининг тўсиқ чегараси яқинида тўғри чизиқли йўналишдан оғиши тұлқинлар дифракцияси дейилади.

Товуш тұлқинларининг дифракциясини кузатиш учун



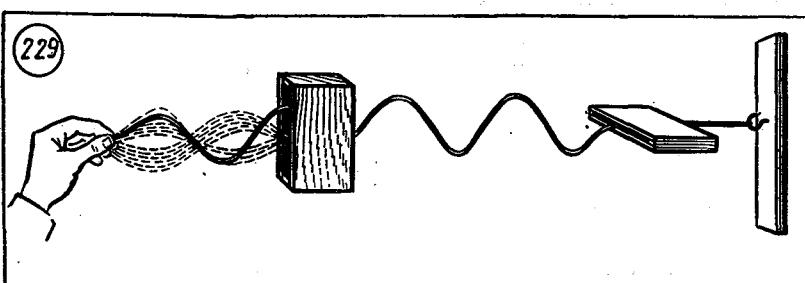
карийларни товуш генераторининг чиқишига улаймиз ва товуш түлқинларининг тарқалиш йўлига товуш түлқинларини ютувчи материалдан экран қўямиз. Экран орқасида микрофонни сурисиб юриб, тоувуш түлқинлари экран четидан ташқариди ҳам қайд қилинишини аниқлаш мумкин. Товуш тебранишларининг частотасини ўзгартириб ва шу билан товуш түлқинларининг узунлигини ўзгартириб, дифракция ҳодисаси түлқин узунлиги орттирилганда янада сезиларли бўлишини аниқлаш мумкин.

Түлқинлар истаган шаклдаги ва истаган ўлчамдаги тўсиққа учраганда түлқинлар дифракцияси содир бўлади. Одатда тўсиқ ёки тўсиқдаги тешикнинг ўлчамлари берилган түлқинга нисбатан катта бўлганда түлқинлар дифракцияси унча сезилмайди. Тўлқинларининг ўлчамлари тўлқин узунлигига тенг тешикдан ўтсандан ёки шундай ўлчамда ги тўсиққа учраганда дифракция жуда яққол намоён бўла-

ди. Тўлқин манбаи, тўсиқ ва тўлқинларни кузатиш жойи орасидаги масофалар етарлича катта бўлганда тешик ёки тўсиқнинг ўлчамлари катта бўлганда ҳам дифракция ҳодисаси кузатиш мумкин.

**Гюйгенс — Френель принципи.** Гюйгенс принципи асосида дифракция ҳодисасига сифатли изоҳ бериш мумкин. Бироқ Гюйгенс принципи тўлқинлар тарқалишининг ҳамма хусусиятларини тушунтириб бера олмайди. Тўлқинли ваннада ясси тўлқин йўлига кенг тешикли тўсиқ қўямиз. Тажрибаларнинг кўсатишича, тўлқинлар тешикдан ўтади ва нурнинг ластлабки йўналиши бўйича тарқалади. Бошқа йўналишларда тўлқинлар тешикдан тарқалмайди. Бу Гюйгенс принципига зид, бу принципига кўра иккиласми тўлқинлар бирламчи тўлқинлар етган нуқтадан ҳар томонга тарқалиши керак.

Тўлқинлар йўлига кенг тўсиқ қўямиз. Тажрибанинг кўрсатишича, тўлқинлар тўсиқ орқасида тарқалмайди, бу ҳам Гюйгенс принципига зиддир. Тўлқинларнинг тўсиқлар билан учрашганда кузатиладиган ҳодисаларни тушунтириш учун француз физиги Оғюстен Френель (1788 — 1827) 1915 йилда Гюйгенс принципини иккиласми тўлқинларнинг ко-герентлиги ва уларнинг интерференцияси ҳақидаги тасаввурлар билан тўлдириди. Кенг тешик орқасида бирламчи тўлқин нури йўналишидан четда гўлқинларнинг бўлмаслиги. Гюйгенс — Френель принципига мувофиқ тешикнинг турли ҳисмлари чиқарадиган икки-



ламчи когерент тўлқинлар бир-бирини ўзаро интерференциялайди. Турли қисмлардаги иккиламчи тўлдинлар учун интерференцион минимум шартлари бажариладиган жойларда тўлқинлар бўлмайди.

**Тўлқинларнинг қутбланиши.** Интерференция ва дифракция ҳодисалари бўйлама тўлқинларнинг тарқалишида ҳам, кўндаланг тўлқинларнинг тарқалишида ҳам кузатилади. Бирор қўндаланг тўлқинларнинг бўйлама тўлқинлар эга бўлмаган бир хоссаси бор — бу қутбланиш хоссасидир.

**Қутбланган тўлқин** деб шундай кўндаланг тўлқинга айтииадики, унда ҳамма заралар битта текисликда тебранади. Резина шнурдаги ясси қутбланган тўлқин шнур охирининг битта текисликда тёбраниши натижасида ҳосил бўлади. Агар шнурнинг охиритурли йўналишда тебранса, у ҳолда шнур бўйлаб тарқалаётган тўлқин қутбланган эмас.

Бу тўлқиннинг йўлига тортирқишиш кўринишидаги тўсиқни қўйиб, тўлқинни қутблаш мумкин. Тирқишиш шнур бўйлаб ўтаётган тебранишларнигина ўтказади. Шунинг учун тўлқин тирқишидан ўтгандан сўнг тирқишиш текислигига қутблangan бўлиб қолади (229-расм). Кейин қутбланган тўлқин йўлига биринчи тирқишига паралел ҳолда иккинчиси қўйилса, у ҳолда тўлқин у орқали бемалол ўта олади. Иккинчи тирқишиш биринчисига нисбатан  $90^\circ$  га бурилса, тўлқиннинг шнурда тарқалиш жараёни тўхтайди.

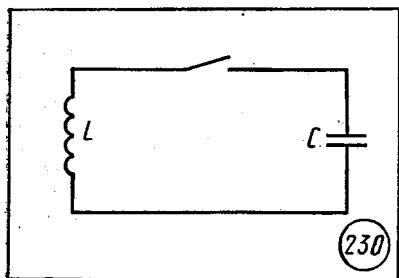
Ҳамма мумкин бўлган тебранишлардан битта текислигда рўй берадиган (биринчи тирқиши) тебранишларни ажратувчи қурилма *поляризатор* (қутбловчи) дейилади. Тўлқиннинг қутбланиш текислигини (иккинчи тирқиши) аниқлашга имкон берувчи қурилма *анализатор* дейилади.

## 66. ЭРКИН ЭЛЕКТРОМАГНИТ

### ТЕБРАНИШЛАР

**Тебраниш контурида** энергиянинг айланиши. Конденсатор ва фалтакдан иборат бўлиб, ўзаро берк электр занжир қилиб туташтирилган система электр тебраниш контури

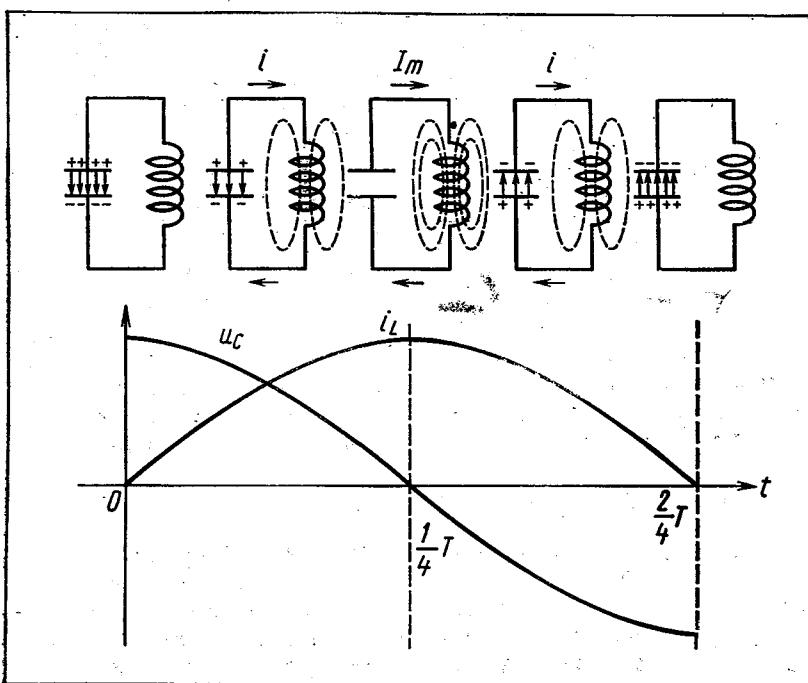
дейилади (230-расм). Зарядланган конденсаторнинг қатламларини галтакънинг учларига улашда фалтакда электр токи вужудга келади ва зарядланган конденсатор электр



майдон энергияси магнит майдон энергиясига айлана бошлайди.

Вақт ўтиши билан конденсатор секин-аста зарядсизланади, унинг қопламаларидаги кучланиш камаяди, қопламалар орасидаги электр майдоннинг энергияси ҳам камаяди. Контурда ток кучи бир онда ортмайди, чунки ғалтакдаги ўзиндукция ЭЮК токнинг бирдан түхташига түсқинлик қиласы.

Ток кучининг астасекин ортиши ғалтакнинг магнит майдон энергиясининг аста-секин ортиши билан бирга амалға шади. Конденсатор бутунлай зарядсизланган ва электр майдоннинг энергияси нолға тең болған пайтда ғалтакдаги ток кучи ва магнит майдоннинг энергияси максимал қийматта эришади. Конденсатор зарядсизланғандан ваташқы электр майдон йүқолғандан сүнг ғалтакдаги ток кучи камаға бошлайди. Ўша йұналишдаги электр токини вужудға келтирүвчі ўзиндукция ЭЮК токнинг бирдан түхташига түсқинлик қиласы. Ғалтакнинг ўзиндукция ЭЮК ҳосил қиласынан ток конденсатор қопламаларини улар орасидаги кучланишнинг даст-



лабки қийматигача зарядлади; бунда қопламалардаги заряднинг ишораси дастлабкисига қарама-қарши бўлиб қолади. Шундай қилиб, ғалтакдаги токнинг магнит майдонининг энергияси зарядланган конденсатор электр майдонининг энергиясига айланади. Кейин конденсатор ғалтак орқали яна зарядланади ва ҳоказо — бу жараён даврий равишда такрорланади (231-расм).

Ғалтакда ток кучининг ва конденсатор қопламалари орасидаги кучланишининг ташки манбалардан энергия истемол қилмасдан даврий такрорланувчи ўзгаришлари **эркин электромагнит тебранишлар** дейилади.

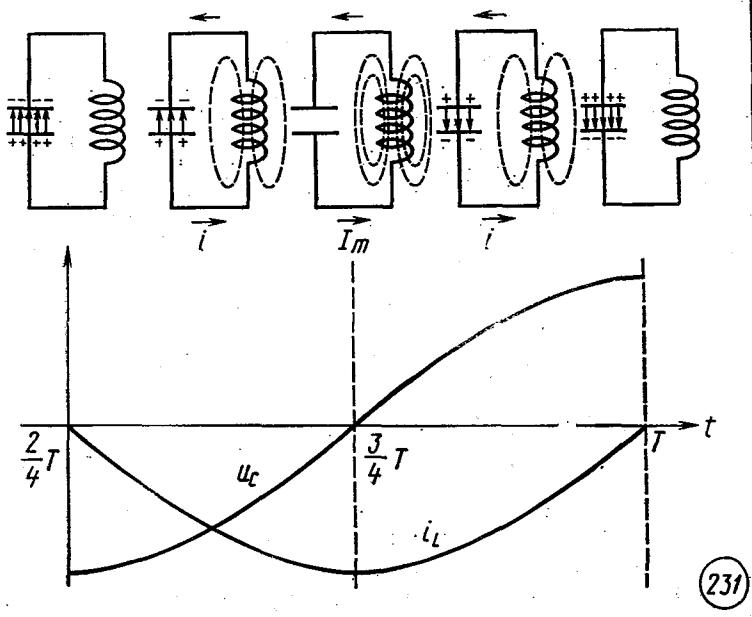
**Электр контурида эркин**

**тебранишлар даври.** Электр сиғими  $C$  га тенг конденсатор ва индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтакдан иборат идеал электр контуридаги эркин тебранишлар даврини ҳисоблаймиз. Электростатик майдон кучларининг истаган берк йўл бўйича бажарган иши нолга тенг. Заряднинг электр контур бўйлаб кўчишида бу иш

$$A = qU_C + qU_L = 0$$

га тенг. Демак, истаган пайтда конденсатор қопламалари даги кучланиш ғалтак учларидағи кучланишга абсолют қиймати бўйича тенг ва ишораси бўйича қарама-қарши бўлади:

$$U_C = -U_L. \quad (66.1)$$



(231)

Агар ғалтак „идеал“ бўлса, яъни унинг электр қаршилиги нолга тенг бўлса, у ҳолда  $U_L$  кучланиш таъсирида ток кучи шундай ўзгарадики, бунда истаган пайтда ўтказгичдаги индукцион электр майдон кучланганлигининг вектори электростатик майдон кучланганлигининг векторига модули бўйича тенг ва йуналиши бўйича қарама-қарши бўлади. Шунинг учун ғалтак учларидаги кучланиш қарама-қарши ишорали ўзиндукия ЭЮК га тенг ( $-U_L = \mathcal{E}_{is}$ ). Конденсатор қопламаларидағи кучланиш  $U_C = \frac{q}{C}$  га тенг.

(66.1) ифодани бундай тасвирлаш мумкин:

$$\frac{q}{C} = -Li'. \quad (66.2)$$

$i = q'$  муносабатдан фойдаланиб, (66.2) тенгламани қўйидагича қайта ёзамиш:

$$\begin{aligned} \frac{q}{C} &= -Lq'', \text{ ёки} \\ q'' &= -\frac{1}{LC}q. \end{aligned} \quad (66.3)$$

(66.3) тенгламанинг ечими

$$q = q_0 \cos \omega t \quad (66.4)$$

функция бўлади, бунда

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (66.5)$$

Биз электр контурида эр-

кин тебранишлар вужудга келганда конденсаторни зарядлаш ва зарядлизаш жараёнлари гармоник қонун бўйича (орқазаги фарзацга қаранг) рўй беришини ҳосил қилдик. Электр контуридаги эркин тебранишларнинг  $I = \frac{2\pi}{\omega}$  даври конденсаторнинг  $L$  индуктивлиги қийматлари билан қўйидагича аниқланади:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (66.6)$$

Электр контуридаги эркин электромагнит тебранишлар даврининг қийматини аниқловчи (66.6) тенглама Томсон формуласи дейилади.

Томсон формуласи электр контурдаги эркин электромагнит тебранишлар даври ғалтак индуктивлиги ва конденсатор электр сифими қийматларидан олинган квадрат илдизга тенг.

(66.4) ифодадан контурда эркин электр тебранишлар вужудга келганда контурдаги ток кучи ( $i = q'$ ) ва конденсатордаги кучланиш ( $u = \frac{q}{C}$ ) вақт ўтиши билан гармоник қонун бўйича, яъни синус ёки косинус қонуни бўйича ўзгариши:

$$i = -q_0 \omega \sin \omega t; \quad (66.7)$$

$$u = \frac{q_0}{C} \cos \omega t. \quad (66.8)$$

## 67. СЎНМАЙДИГАН ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛARНИНГ АВТОТЕБРАНИШ ГЕНЕРАТОРИ

Конденсаторни тебраниш контурида бир карра зарядландан сўнг гармоник тебранишлар вужудга келади. Тебранишлар частотаси контур-

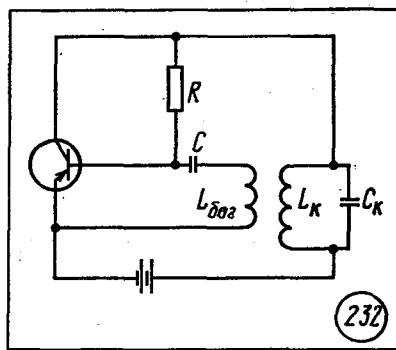
нинг параметрлари билан аниқланади. Электромагнит тебранишлар истаган реал контурда симларнинг қизишига ва электромагнит тўлқин-

ларнинг нурланишига энергия сарфланиши натижасида тезда сўнади. Контурда сўнмайдиган электромагнит тебранишларни таъминлаб туриш учун унданғи энергия запасларини тўлдириб туриш керак. Қийинчилик шундан иборатки, контурда электр тебранишлар юз минг ёки миллион герц частота билан бўлади. Бундай частота билан конденсаторни ўзгармас ток манбаига улаш ва ундан узиш керак; бунда конденсатор қопламаларига улаш моментларини ишоралари уланадиган ток манбаи қутблари ишораси билан бир хил бўлган зарядларни олиш моментлари билан мослаш керак.

Юқори частотали сўнмас тебранишларни ҳосил қилиш учун ярим ўтказгичли транзистордан фойдаланиш мумкин. Тебраниш контурининг  $C_k$  конденсатори транзистор орқали (232-расм) ўзгармас ток манбаига уланади. Транзистор базасига бошқарувчи сигнал берилмагунча ундан ток ўтмайди, конденсатор ўзгармас ток манбайдан узилган бўлади. Базага бошқарувчи сигнал транзистори орқали электр токи ўтади ва тебраниш контури конденсатори ўзгармас ток манбайдан зарядлаади.

Тебраниш контурини ўзгармас ток манбаига улаш моментларини конденсаторда тегишли кучланиш ўзгариши моментлари билан мослаш учун тескари алоқа принципидан фойдаланилади.

Тебраниш контури конденсаторини зарядлаш ва заряд сизлашда контурнинг  $L_C$  гал-



(232)

тагидаги ток кучи ўзгаришлари унинг атрофидаги магнит майдонини ўзгартиради. Бунда магнит оқими ўзгаради ва *тескари алоқа ғалтаги* деб аталувчи иккинчи  $L_{CB}$  ғалтакда индукция ЭЮК вужудга келади. Тескари алоқа ғалтагининг бир учи транзистор эмиттери билан уланган, иккинчи учи С конденсатор орқали унинг базаси билан уланган. Тескари алоқа ғалтаги шундай уланганки, коллектор занжиридаги ток кучи ортирилганда базага транзисторларни очувчи кучланиш берилади, коллектор токи камайтирилганда — транзисторга ёпувчи кучланиш берилади. Алоқанинг бу тури *мусбат тескари алоқа* дейилади.

Транзистор базаси занжиридаги  $R$  резистор  $L_{боя}$  борланиш ғалтаги учларидаги ўзгарувчан кучланиш йўқлигида база ва коллектор ток кучининг бошланғич қийматларини беради. Бошланғич токни транзистор орқали бериш транзисторнинг киришига келадиган ҳам мусбат, ҳам манфий сигналларни кучайтиришга имкон беради.

Агар тебраниш контури конденсатори дастлабки пайтада камроқ зарядга эга бўлса ва  $L_f$  ғалтак орқали зарядсизланса, контурда кичик амплитудали эркин электр тебранишлар вужудга келади. Бу тебранишлар тескари алоқа занжири орқали транзисторнинг коллектор токини бошқаради, тебраниш контури конденсатори даврий равишда қўшимча электр заряд олиб туради. Бунда конденсаторда электр майдон энергияси ортади. Тебраниш контури конденсаторида кучланишнинг тебраниш амплитудаси ортади.

Бироқ электр контурида кучланишнинг тебраниш амплитудаларининг ортиши чексиз давом этмайди. Бу транзисторнинг чиқишидаги кучланишнинг унинг киришидаги кучланишга ночизиқли боғлиқлиги билан тушунтирилди. База ва эмиттер орасидаги кучланиши ортганда ток кучи транзистор орқали ортади, бироқ бу ортиш база ва эмиттер орасидаги кучланиш ортган сари камайиб боради. База ва эмиттер орасидаги кучланишнинг тебранишлари амплитудасининг маълум бир қийматида коллектор токининг ортиши тўхтайди. Бунда тебраниш контурида бу давр ичдаги энергия йўқотиш контурга ток манбайдан келаётган

энергия билан компенсацияланади.

Қараб чиқилган сўнмас электромагнит тебранишлар генератори *автомебраниш системасига* мисолдир. Энергия манбанинг эркин тебранишлари вужудга келиши мумкин бўлган элементдан, манбадан тебраниш система-сига келадиган энергияни бошқарувчи элементдан ва тебраниш системасини бошқарувчи элемент билан мусобат тескари алоқасини таъминловчи қурилмадан иборат система *автомебраниш системаси* дейлади. Автомебраниш система-сига хусусияти тебраниш системасидаги энергияни ички манбадан автоматик тўлдириб туриш ҳисобига ўзгармас амплитудали тебранишларни сақлаб туришдан иборат.

Транзисторли генераторда эркин тебранишлар амалга ошадиган элемент электр контурдир; сўнмас тебранишларни таъминлаш учун энергия манбаи гальваник батарея, аккумулятор ёки бошқа ўзгармас ток манбаи бўлиши мумкин.

Автогенераторда транзистор бошқарувчи элемент ҳисобланади, тескари боғланиш электр тебраниш контурининг  $L_f$  ғалтаги билан индуктив боғланган  $L_{боғ}$  ғалтак ёрдамида амалга оширилади.

## 68. ЎЗГАРУВЧАН ЭЛЕКТР ТОКИ

**Мажбурий электромагнит тебранишлар.** Хонадонларимиздаги ва кўчалардаги электр лампалар, холодильник (совиткич) ва пилесос (чангют-

гич) телевизор ва магнитофон электромагнит тебранишлар энергиясидан фойдаланиб ишлайди.

Завод ва фабрикаларда

станокларни ҳаракатга келтирувчи, электровозларни ҳаракатлантирувчи электромоторларнинг ишлаши электромагнит тебранишларни қўлланишига асосланган.

Бу мисолларнинг ҳаммасида гап ўзгарувчан электр токидан фойдаланиш ҳақида боради. Ўзгарувчан электр токи энергетик электр занжирларда мажбурий электромагнит тебранишларни уйғотиши натижасидир. Бу мажбурий тебранишларни электростанцияларда ишловчи ўзгарувчан ток генераторлари вужудга келтиради.

**Бир жинсли магнит майдонидаги ўрам.** Ўзгарувчан ток генераторининг ишлаш принципини аниқлаш учун аввал бир жинсли магнит майдонида ўтказгич ўрами айланганда нима юз беришини қараб чиқамиз.

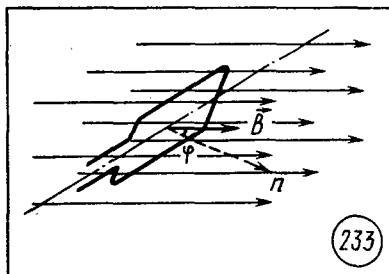
Фараз қиласлик, ясси ўрамнинг  $S$  юзи ва  $\vec{B}$  индукция вектори ўрам текислигига ўтказилган  $\vec{n}$  перпендикуляр билан  $\phi$  бурчак ташкил этсин (233-расм). Бу ҳолда ўрам юзидан ўтвичи  $\Phi$  магнит оқими

$$\Phi = BC \cos \phi \quad (68.1)$$

ифода билан аниқланади. Ўрам  $\nu$  частота билан айланганда  $\phi$  бурчак  $\phi = 2\pi\nu t$  қонун бўйича ўзгаради, у ҳолда (68.1) ифода

$$\begin{aligned} \Phi &= BC \cos 2\pi\nu t = \\ &= BC \cos \omega t \end{aligned} \quad (68.2)$$

кўринишни олади.



(233)

Магнит оқимининг ўзгаришлари ўрамда электромагнит индукция қонунига муовифик минус ишора билан олинган магнит индукция оқими Ѹосиласига teng  $e$  индукция ЭЮК Ѹосил қиласи:

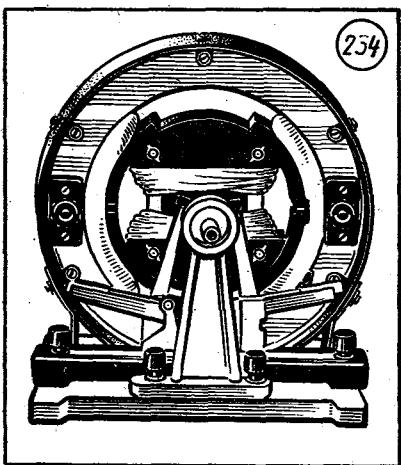
$$e = -\Phi'. \quad (68.3)$$

Демак, индукция ЭЮК нинг ўзгаришлари вақт ўтиши билан гармоник қонун бўйича ўтади:

$$e = BS \sin \omega t. \quad (68.4)$$

Агар контакт ҳалқалар ва улар бўйлаб сирпанувчи чўткалар ёрдамида ўрамнинг учлари электр занжир билан уланса, у ҳолда бу индукция ЭЮК таъсирида электр занжира ток кучининг мажорий гармоник тебранишлари ўзгарувчан ток вужудга келади.

**Ўзгарувчан токнинг машина генератори.** Ўзгарувчан токнинг машина генераторларида магнит майдонни одатда ўзгармас ток билан таъминланувчи электромагнит вужудга келтиради. Йўл қўйилган ток кучи чўткаларнинг сирпанувчи kontaktларининг қизиши билан чекланади. Шу сабабли



катта қувватли ўзгарувчан ток генераторларида электромагнит ротор, яъни машинанинг айланувчи қисми бўлади (234-расм). Ротор айланганда генераторнинг қўзғалмас қисмиди — статорда жойлашган ўрамларда ўзгарувчан индукция ЭЮК вужудга келади. Индукция ЭЮК ини орттириш учун жуда кўп сондаги ўрамли статор чулғамидан фойдаланилади. Магнит оқимини орттириш учун бу чулғам пўлат ўзакка ўралади ва статор ҳамда ротор ўзаклари орасидаги зазорни иложи борича кичикроқ қилинади.

Агар ток манбанинг ички қаршилиги, яъни статор чулғами ўтказгичларининг қаршилиги ташқи электр занжир қаршилигидан анча кам бўлса, у ҳолда генератор чиқишидаги и кучланишни абсолют қиймати бўйича чулғамнинг кетма-кет уланган  $n$  та ўрамидаги индукция ЭЮК га тенг деб ҳисоблаш мумкин:

$$u = ne = nBS\omega \sin \omega t. \quad (68.5)$$

Жаҳонда энг қувватли ўзгарувчан ток турбогенератори Кострома ГРЭСи учун Санкт-Петербургдаги „Электросила“ заводида қурилган. Унинг қуввати 1,2 млн. кВт.

Иссиқлик электростанциялари Инсоният фойдаланадиган энергиянинг 90 фоизидан ортиги кўмир, нефть, газни ёкиш ҳисобига олинади. Истеъмолчиларга тақсимлаш учун энг қулайи ўзгарувчан ток электр энергиясидир. Химиявий ёнилғини электр энергияга айлантириш учун иссиқлик электростанцияларидан фойдаланилади. Иссиқлик электростанциясида ёқилғини ёндиришда ажраладиган энергия сувни иситишга, уни буғга айлантиришга ва буғни қизитишга сарфланади. Юқори босимли буғ оқими буғ турбинаси роторининг куракларига йўналтирилади ва уни айланнишга мажбур қиласи. Турбинанинг айланадиган ротори электр токи генератори роторини айлантиради. Ўзгарувчан ток генератори механик энергияни электр токи энергиясига айлантиради.

Ўзгарувчан ток энергиясини алмаштириш. Ўзгарувчан токдан фойдаланилганда энергияни алмаштириш генераторнинг айланадиган ротори механик энергиясини ўзгарувчан ток электромагнит тебранишлар энергиясига айлантириш билан тугамайди.

Ўзгарувчан ток генератордан симлар бўйлаб электр энергиясининг турли истеъмолчиларига келади. „Электр энергия истеъмолчилари“ термини энергия йўқолиб кета-

диган асбоблар ёки қурилмалар мавжуд эканини англатмайды. Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни табиат ҳамда техникада рўй берадиган истаган физик жараёнларда қатъий бажарилади. Ҳар қандай истеъмолчиларда ўзгарувчан ток энергияси йўқ бўлиб кетмайди, балки тенг миқдорда бир шаклдан иккинчи сига айланади холос. Ўзгарувчан ток электродвигатели ёрдамида электромагнит тебранишлар энергияси механик энергияга айланади, чўғланма лампаларда, электр плиткаларнинг ва электр печларнинг спиралларида ўзгарувчан токнинг электр энергияси иситиллаётган жисмларнинг ички энергиясига айланади.

**МДХда электроэнергетиканинг ривожланиши.** Электр энергияни ишлаб чиқариш ва саноатда, қишлоқ хўжалигига ҳамда транспортда фойдаланиш кишилик жамиятининг ривожланишида жуда муҳим аҳамиятга эга. Мамлакатни электрластириш ғоялари ГОЭЛРО плани 1920 йилда ишлаб чиқилган Совет Республикаси ҳалқ хўжалигини тиклаш ва ривожлантиришнинг биринчи ягона давлат перспектив пленода аниқ акс этди. План 10—15 йилга мўлжалланган бўлиб, электрластириш асосида ҳалқ хўжалигини тубдан реконструкция қилишни кўзда тутган эди. Йилига 8,8 миллиард кВт·соат электр энергияси ишлаб чиқарувчи умумий қуввати 1,5 млн. кВт бўлган 30 та район электр станцияларини қуриш мўлжалланган эди. ГОЭЛРО плани асосан 1931 йилда бажарилди. ГОЭЛРО

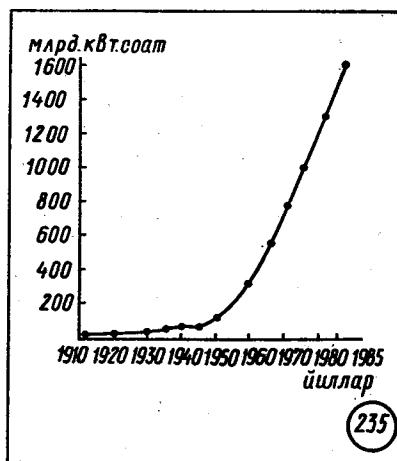
планини тайёрлаш жараёнида мамлакатнинг ҳалқ хўжалигини электрластиришнинг муҳим принциплари белгилаб берилди:

— электр энергияни ишлаб чиқариш учун маҳаллий биринчи сорти бўлмаган ёқилғи ва сув энергиясидан кенг фойдаланиш;

— иссиқлик ва гидравлик станцияларни бирлаштирувчи қувватли электростанциялари ҳамда юқори вольтли электр узатиш линияларини қуриш йўли билан энергия таъминотини тўплаш ва марказлаштириш;

— электр энергиядан фаяқ саноатда эмас, балки қишлоқ хўжалик ишлаб чиқаришида, транспортда ҳам кенг кўлланиш.

235-расмда мамлакатда 1913 йилдан 1986 йилгача йиллик электр энергия ишлаб чиқариш диаграмма тарзида кўрсатилган. Мамлакатда йиллик электр энергия ишлаб чиқариш 1913 йилга нисбатан тахминан 1000 марта ва 1921 йил-



235

га нисбатан 3000 мартадан ортиқ ўсди.

Электр генераторларнинг бирлик қуввати 1924 йилдаги 0,5 минг кВт дан 1200 минг кВт гача ўсди, яъни 2400 марта ортди. Турбогенераторлар бирлик қувватининг ортиши уларни барпо этиш ва бинолар қуришга кетадиган материаллар сарфини пасайтиради, хизматчилари сонини камайтиради. Буларнинг ҳаммаси электр энергия ишлаб чиқариш таннархининг пасайишини таъминлайди.

1987 йилда мамлакатда 1665 миллиард кВт · соат электр энергия ишлаб чиқарилган.

Атом энергетикасининг ривожланишида ва қувватли гидроэлектр станцияларни қуришда ҳозир электр энергия нинг тахминан 70 фоизи иссиқлик электр станцияларида

ишлаб чиқарилади. Химиявий ёқилғининг асосий энергетик запаслари ва дарёлар энергияси Мустақил давлатлар ҳамдустлиги ҳудудида шарқий қисмиде жойлашган, мамлакатда ишлаб чиқилган электр энергиянинг 90 фоизи эса МЛХнинг Европа қисмиде фойдаланилади. Бу ўта узоқ электр узатиш линияларини қуриш зарурлигига олиб келади. Унда кучланиши 500, 750 ва 1150 кВ бўлган ўзгарувчан ток, 1500 кВ кучланишили ўзгармас ток система-лараро электр узатиш линиялари катта аҳамиятга эга бўлади.

Электроэнергетикада меҳнат унумдорлигини 21—23 фоиз ортириш ва электр энергия таннархини 4—5 фоиз камайтириш кўзда тутилган.

## 69. ЎЗГАРУВЧАН ТОК ЗАНЖИРИДАГИ АКТИВ ҚАРШИЛИК

Ўзгарувчан ток занжирига киритилган ўтказгичда рўй берадиган жараёнларни қараб чиқамиз. Агар ўтказгичнинг индуктивлиги индукцион электр майдонлар ҳисобга олмайдиган даражада кичик бўладиган кичик бўлса, у ҳолда ўтказгичдаги электр зарядларнинг ҳаракати электр майдоннинг ўтказгичлаги кучланганлиги ўтказгичнинг учлари орасидаги кучланишга пропорционал.

Кучланиш

$$u = U_m \cos \omega t \quad (69.1)$$

гармоник қонуя бўйича ўзгарганда ўтказгичдаги электр

майдоннинг кучланганлиги ҳудди шу қонун бўйича ўзгаради. Ўзгарувчан электр майдон таъсирида ўтказгичда ўзгарувчан электр токи вужудга келади, унинг частотаси ва тебранишлар фазаси кучланишнинг частотаси ҳамда фазасига мос келади:

$$i = I_m \cos \omega t. \quad (69.2)$$

Занжирлаги ток кучи тебранишлари мажбурий электр тебранишлардир, улар қўйилган ўзгарувчан кучланиш таъсирида вужудга келади.

Ўзгарувчан токнинг қуввати. Ток кучи ва кучланиш тебранишларининг фазалари

мос тушганда ўзгарувчан токнинг оний қуввати

$$p = iu \quad (69.3)$$

ёки

$$p = I_m U_m \cos^2 \omega t \quad (69.4)$$

га тенг.

Бир давр ичидағи косинус квадратининг ўртача қиймати 0,5 га тенг; шунинг учун ўртача қувват қыйдагига тенг:

$$\bar{p} = \frac{I_m U_m}{2}. \quad (69.5)$$

**Кучланиш ва ток кучининг амалий қийматлари.** *I* ток кучининг амалий қиймати деб, маълум вақт ичида ўзгарувчан ток ажратадиган иссиқлик миқдорини шу вақт ичида ажратадиган ўзгармас ток кучига айтилади. Ток кучининг гармоник тебранишларининг  $I_m$  амплигудасида ток кучининг *I* амалий қиймати

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (69.6)$$

га тенг.

*U* ўзгарувчан кучланишнинг амалий қиймати унинг амплигуда қийматидан  $\sqrt{2}$  марта кичик:

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}. \quad (69.7)$$

Ўзгарувчан токнинг  $\bar{p}$  ўртача қуввати ёки оддий ўзгарувчан токнинг *P* қуввати ток кучи ва кучланишнинг тебранишларининг фазалари мос

тушганда *I* ток кучи ва *U* кучланишнинг амалий қийматлари орқали

$$P = IU \quad (69.8)$$

ифода билан аниқланади.

**Актив қаршилик** Электр занжирининг бир қисмидаги ўзгарувчан ток *P* қувватининг шу қисмидаги *I* ток кучининг амалий қийматининг квадратига нисбати билан аниқланадиган физик катталик *R* актив қаршилик дейилади:

$$R = \frac{P}{I^2}. \quad (69.9)$$

Бундан ўзгарувчан ток занжирининг қисмидаги ўртача қувват ток кучининг амалий қиймати квадратининг занжир қисмидаги *R* актив қаршиликка кўпайтмасига тенг:

$$P = I^2 R. \quad (69.10)$$

Ўзгарувчан токнинг кичик частоталарида ўтказгичнинг актив қаршилиги частотага боғлиқ эмас ва амалда ўзгармас ток занжирда унинг электр қаршилиги билан бир хил бўлади.

Ўтказгичлар ва диэлектриклар ўзгарувчан электр майдон таъсирида ўзгарувчан токни ўтказганда қизигани учун ғалтаклар ҳамда конденсаторлар ҳам маълум актив қаршиликка эга бўлади.

## 70. ЎЗГАРУВЧАН ТОК ЗАНЖИРИДА ИНДУКТИВЛИК ВА СИГИМ

Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлик. Ўзгарувчан ток оқаётган истаган ўтказгичда ўзиндуция ЭЮК вужудга келди. Шунинг учун бирорта ҳам электр занжир факат актив қаршиликка эга бўлмайди.

Актив қаршилиги кичик ва  $L$  индуктивлиги катта бўлган ўтказгичда ток кучи (69.2)  $i = I_m \cos \omega t$  гармоник қонун бўйича ўзгариади. Ўтказгич учларидаги кучланиш ҳам гармоник қонун бўйича ўзгариади. Идеал ғалтак учларидаги кучланиш модули бўйича ўзиндуция ЭЮК га тенг бўлиб, ишораси бўйича қарама-қарши бўлса,

$$-u = \mathcal{E}_{is}, \\ \mathcal{E}_{is} = -LI', \quad u = LI',$$

ғалтакдаги кучланишнинг тебраниши қуйидаги тенглама

$$u = -I_m L \omega \sin \omega t$$

еки

$$u = I_m L \omega \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (70.1)$$

тенглама билан тавсифланади, яъни кучланиш тебранишлари ток кучи тебранишларини фаиза бўйича  $\pi/2$  га ўзиб кетади.  $IL\omega$  кўпайтма кучланиш тебранишларининг амплитудаси дид:

$$U_m = I_m L \omega. \quad (70.2)$$

Индуктив қаршилик.  $\omega$  циклик частотанинг  $L$  индуктивлика кўпайтмаси индуктив қаршилик дейилади. Индуктив қаршиликни  $X_L$  билан

белгилаб, қуйидагини ёзамиз:

$$X_L = \omega L. \quad (70.3)$$

$L$  индуктивликтаги ўтказгичнинг учларидаги кучланиш тебранишларининг  $U_m$  амплитудаси билан ундаги ток кучи тебранишларининг  $I_m$  амплитудаси орасидаги боғланиш шакли бўйича ўзгармас ток занжирининг бир қисми учун Ом қонуни ифодаси билан мос тушиди:

$$I_m = \frac{U_m}{X_L}. \quad (70.4)$$

Индуктив қаршиликнинг частотага боғлиқлиги. (43.3) ва (70.4) формуулалар шаклан бир хил бўлса-да, улар орасида муҳим принципиал фарқ бор. Ўтказгичнинг берилган ҳарорати электр қаршилиги ўтказгични характерловчи ўзгармас катталиқdir. Индуктив  $X_L$  қаршилик ўзгармас катталик эмас, унинг қиймати ўзгарувчан ток частотасига тўғри пропорционал. Шунинг учун индуктивлиги  $L$  бўлган ўтказгичдаги ток кучи тебранишларининг  $I_m$  амплитудаси кучланиш тебранишларининг  $U_m$  амплитудасининг ўзгармас қийматларида частотага тескари пропорционал равишда камаяди:

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L}. \quad (70.5)$$

Ўзгарувчан ток занжиридаги сигим. Конденсатор уланган ўзгарувчан ток электр занжиринда ўтётган жараёнларни қараб чиқамиз. Конденсатор

ўзгармас ток манбай билан кетма-кет уланганда занжирда қисқа муддатли ток импульси вужудга келади, у конденсаторни манба кучланишигача зарядлади ва кейин ток тұхтайди.

Агар зарядланган конденсатор ўзгармас ток манбайлар узилса ва унинг қопламалари чүғланма лампанинг чиқариш учлари билан туташтирилса, у ҳолда конденсатор зарядсизланы баштайди, бунда лампа нинг қисқа муддатли чақнаши күзатылади.

Конденсатор ўзгармас ток занжирни ҳолидаги каби ўзгарувчан ток занжирига уланганда конденсатор қопламаларини ажратып турувчи диэлектрик орқали электр зарядлари үтмайды. Аммо конденсаторни зарядлаш ва зарядсизлашнинг даврий равишда такрорланувчи жараёнлари на-тижасида унинг чиқариш учлари билан уланган симларда ўзгарувчан ток пайдо бўлади. Ўзгарувчан ток занжирда конденсатор билан кетма-кет уланган чўғланиш лампаси узлуксиз ёниб тургандек туяллади, чунки инсон кўзи ток кучининг юқори частотали тебранишларида лампа толаси чўғланишининг даврий сусайшини сезмайди.

Конденсатор қопламалари да кучланиши

$$i = U_m \cos \omega t \quad (70.6)$$

гармоник қонун бўйича ўзгарышларида унинг қопламаларида  $q$  заряд ҳам

$$q = U_m C \cos \omega t \quad (70.7)$$

гармоник қонун бўйича ўзгаради.

Занжирда электр токи конденсаторнинг  $q$  зарядининг ўзгариши на-тижасида вужудга келади, шунинг учун занжирда ток кучлари қуидаги қонун бўйича вужудга кела-ди:

$$\begin{aligned} i &= \frac{\Delta q}{\Delta t} \text{ ёки } i = q'(t), \text{ яъни} \\ i &= -U_m \omega C \sin \omega t = \\ &= U_m \omega C \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (70.8) \end{aligned}$$

(70.6) ва (70.8) ифодаларни таққослаш шуни кўрсатадики, ўзгарувчан ток занжирда конденсатор қопламаларидаги кучланишининг гармоник тебранишлари ток кучи тебранишларидан  $\pi/2$  фаза орқада қолади.

$U_m \omega C$  кўпайтма ток кучи тебранишларининг амплитудасидир:

$$I_m = U_m \omega C. \quad (70.9)$$

**Сигим қаршилик.**  $\omega$  циклик частотанинг конденсаторнинг электр сигимига кўпайтмасига тескари катталиқ, конденсаторнинг *сигам қаршилиги* дейилади. Сигим қаршилигни  $X_C$  билан белгилаб, қўйидаги-ни ёзамиз:

$$X_C = \frac{1}{\omega C}. \quad (70.10)$$

$I_m$  ток кучининг амплитуда қиймати билан  $U_m$  кучланишининг амплитуда қиймати орасидаги боғланиш шакли бўйича ўзгармас ток занжирининг бир қисми учун  $\text{Ом}$  қонуну ифодаси билан бир хил бўлади, бунда  $R$  электр қаршилиқ ўрнига конденсаторнинг сигим қаршилигидан фой-

даланилади:

$$I_m = \frac{U_m}{X_C}. \quad (70.11)$$

Кучланиш ва ток кучининг амалий қийматлари учун худди шундай муносабат бажарилади.

Галтакнинг  $X_L$  индуктив қаршилиги сингари конденсаторнинг  $X_C$  сифим қаршилиги

ўзгармас катталик бўлмайди. Унинг қиймаги ўзгарувчан ток частотасига тескари пропорционал. Шунинг учун конденсатор занжирида ток кучи тебранишларининг  $I_m$  амплитудаси конденсатордаги кучланиш тебранишларининг ўзгармас амплитудасида  $\omega$  частота а тўғри пропорционал ҳолда ортади.

## 71. ЭЛЕКТР ЗАНЖИРИДА РЕЗОНАНС

Агар кетма-кет уланган актив қаршилик, конденсатор ва фалтакдан иборат электр занжириниң (236-расм) чиқишлирага ўзгарувчан кучланиш уланса, у ҳолда занжирда ток кучи ва кучланишнинг мажбурий электр тебранишлари вужудга келади.

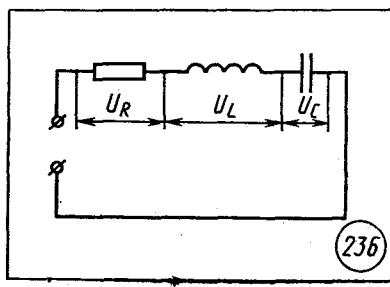
Конденсаторнинг  $X_C$  сифим қаршилиги ва фалтакнинг  $X_L$  индуктив қаршилиги берилган кучланишнинг  $\omega$  частотасига боғлиқ. Шунинг учун кучланиш тебранишларининг ўзгармас  $U_m$  амплитудаларининг  $I_m$  амплитудаси ўзгарувчан кучланишнинг  $\omega$  частотасига боғлиқ.

Уланган кучланишнинг частотасини аста-секин (нолдан бошлаб) ортирига борганде конденсаторнинг  $X_C$  сифим

қаршилиги камаяди. Бу ток кучи тебранишлари амплитудасининг оргишига олиб кела-ди. Сифим қаршиликка қарама-қарши ҳолда фалтакнинг индуктив қаршилиги частота ортиши билан ортади. Берилган кучланиш частотаси ортганда занжирдаги ток кучи тебранишлари амплитудасининг оргиши фалтакнинг индуктив қаршилиги конденсаторнинг сифим қаршилигига тенг бўлгунча давом этади:

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}. \quad (71.1)$$

(71.1) шарг бажарилганда, яъни фалтакнинг индуктив қаршилиги конденсаторнинг сифим қаршилигига тенг бўлганда ва ток кучи бир хил бўлганда конденсаторда ҳамда фалтакда кучланиш тебранишлари амплитудалари ҳам бир хил бўлади. Фалтакда ва конденсаторда кучланиш тебранишлари фазалари бўйича қарама-қарши, шунинг учун уларда (71.1) шартлар бажарилганда истаган пайтдаги кучланишлар йиғиндиси нолга тенг. Натижада резонансда актив қаршиликдаги кучланиш



түлиқ күчланишга тенг бўла-  
ди:

$$U = U_R,$$

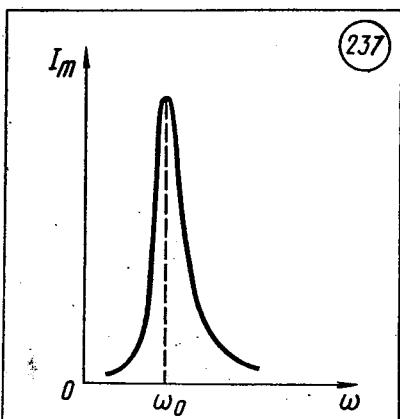
занжирдаги ток кучи эса мак-  
сималь қийматга етади, яъни  
резонанс рўй беради.

Частота бундан кейин ҳам  
ортирилганда ғалтакнинг ин-  
дуктив қаршилиги конденса-  
торнинг сифим қаршилигидан  
орта бошлади. Индуктив  
қаршиликнинг ортиши ток ку-  
чи тебранишлари амплитуда-  
сининг камайишига олиб ке-  
лади (237-расм).

(71.1) тенгламадан кон-  
денсатор ва ғалтакдан иборат  
муттасил занжирдаги электр  
резонанс  $\omega_0$  частота

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (71.2)$$

бўлганда юз беради.



237

(71.2) ва (66.5) ифодалар-  
ни таққослаш электр занжир-  
нинг  $\omega_0$  резонанс частотаси шу  
занжирдаги эркин электр теб-  
ранишларнинг хусусий ча-  
стотаси билан мос тушишини  
кўрсатади.

## 72. ТРАНСФОРМАТОР

**Электр энергияни узатиш.**  
Электр энергияни электростан-  
циядан катта шаҳаргача ёки  
саноат марказигача бўлган  
катта масофага узатиш мурак-  
каб илмий-техник муаммодир.

Симларни қизишига кета-  
диган энергияни йўқотиш  
электр узатиш линиясидаги  
ток кучи квадратига тўғри  
пропорционал. Шунинг учун  
энергия йўқотишларни камай-  
тириш учун линиядаги ток ку-  
чини камайтириш керак. Ток-  
нинг қуввати ток кучининг  
кучланишга кўпайтмасига  
тенг. Линиядаги ток кучини  
камайтиришда узатилаётган  
қувват камаймаслиги учун ток  
кучи неча марта камайтирил-  
са, кучланишни шунча марта  
ортириш керак.

Кучланиш юқори бўлганда  
ўзгарувчан ток узоқ масофа-  
ларга узатилганда жуда кам  
йўқотилади, лекин юқори куч-  
ланишли токдан саноат кор-  
хоналарида, транспортда, тур-  
мушда фойдаланиш учун куч-  
ланиши пасайтириш зарур.  
Ўзгарувчан токни кўчайти-  
риш ва пасайтириш вазифаси-  
ни трансформатор амалга оши-  
ради.

**Трансформатор.** Транс-  
форматор 1878 йилда рус оли-  
ми Павел Николаевич  
Яблочков (1847 — 1894)  
кашф қилган эди. Энг содда  
ўзгарувчан ток трансформато-  
ри иккита ғалтакдан иборат.

Учлари ўзгарувчан кучла-  
ниш манбаига уланадиган ғал-  
таклардан бири бирламчи ғал-

так (чулғам) дейилади, иккинчиси — иккіламчи ғалтак (чулғам) дейилади. Бирламчи чулғамнинг чиқариш учлари ўзгарувчан кучланиш манбаига уланганда ғалтакда ўзгарувчан ток вужудга келади. Агар кучланиш вақт ўтиши билан ө частотали гармоник қонун бўйича ўзгарса, у ҳолда ғалтакда  $i$  ток кучининг ва бу ток вужудга келтирадиган  $\Phi$  магнит оқими ўша частотали гармоник қонун бўйича ўзгаради:

$$\Phi = \Phi_m \cos \omega t.$$

Магнит оқимининг ўзгаришларida бирламчи ғалтакнинг ҳар бир сим ўрамида гармоник қонун бўйича ўзгарувчи ўзиндукия ЭЮК вужудга кетади.

$$e = -\Phi'(t) = \omega \Phi_m \sin \omega t.$$

$\omega \Phi_m$  кўпайтма битта ўрамдаги ЭЮК тебранишлари амплитудаси бўлади:

$$\mathcal{E}_m = \omega \Phi_m; e = \mathcal{E}_m \sin \omega t.$$

Агар бирламчи ғалтакдаги ўрамлар сони  $n_1$ , битта ўрамдаги ўзиндукия ЭЮК  $e$  бўлса, у ҳолда бирламчи ғалтакдаги ўзиндукия ЭЮК нинг оний қиймати

$$e_1 = e n_1 \quad (72.1)$$

га тенг бўлади.

Иккиламчи ғалтакдан ҳам бирламчи ғалтакдан ўтувчи ўша магнит оқими сингиб ўтади. Магнит оқимининг ўзгаришларида унинг ҳар бир ўрамида гармоник қонун бўйича ўзгарувчи индукция ЭЮК вужудга келади, битта ўрамдаги индукция ЭЮК ўзгаришининг амплитудаси қиймати

бирламчи ғалтакнинг битта ўрами ўзиндукия ЭЮК қийматига тенг бўлади. Агар иккиламчи ғалтак сим ўрамлар сони  $n_2$  бўлса, ундағи ЭЮК нинг оний қиймати,

$$e_2 = e n_2 \quad (72.2)$$

га тенг бўлади. Бирламчи ғалтакдаги  $e_1$  ўзиндукия ЭЮКнинг иккиламчи ғалтакдаги индукция ЭЮК ига нисбати бирламчи ғалтакдаги ўрамлар сонининг иккиламчи ғалтакдаги  $n_2$  ўрамлар сонига нисбатига тенг:

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (72.3)$$

Агар бирламчи ғалтак симининг актив қаршилиги унинг индуктив қаршилигига нисбатан кичик бўлса, у ҳолда берилган  $u_1$  кучланиш истаган пайтда қарама-қарши ишора билан олинган ўзиндукия ЭЮК га тахминан тенг бўлади.

Иккиламчи ғалтак занжири узилганда — трансформаторнинг эркин юриш режимида унинг учларидаги  $u_2$  кучланиш истаган пайтда қарама-қарши ишора билан олинган  $e_2$  индукция ЭЮК га тенг. Шунинг учун (72.3) ифодадан

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{n_1}{n_2} \quad (72.4)$$

келиб чиқади.

Бу нисбат  $K$  трансформация коэффициенти дейилади:

$$K = \frac{n_1}{n_2}.$$

$K > 1$  бўлганда трансформатор пасайтирувчи,  $K < 1$  бўлганда кучайтирувчи бўлади.

Иккиламчи ғалтак учлари-га юкланиш уланганда иккиламчи занжирда ўзгарувчан ток вужудга келади. Агар йўқотишлар ҳисобга олинмаса бирламчи ва иккиламчи занжирлардаги қувват бир хил бўлади. Шунинг учун кучайтирувчи трансформаторнинг чиқишида кучланиш  $K$  марта ортирилганда иккиламчи ғалтакдаги ток кучи  $K$  марта камаяди. Катта қувватли ўзгарувчан токларни алмаштирувчи трансформаторларнинг ФИКи юқори бўлиб, 98—99,5 фоизга етади. Трансформаторнинг ФИК ининг пасайишига

сабаб энергиянинг трансфор-матор симларининг ва пўлат ўзагининг қизишига сарфла-нишидир. Ўзак қайта магнитланиш ва унда уюрмали ин-дукцион токларнинг вужудга келиши натижасида қизийди. Уюрмали токларни камайти-риш учун трансформаторлар-нинг ўзаклари одатла бир-би-ридан изоляция қилинган юп-қа пўлат листлардан тайёрла-нади. Бу ўзакнинг электр қар-шилигини анча ортиради ва унинг уюрмали токлар қизи-тишига кетадиган энергия сарфларини камайтиради.

### 73. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

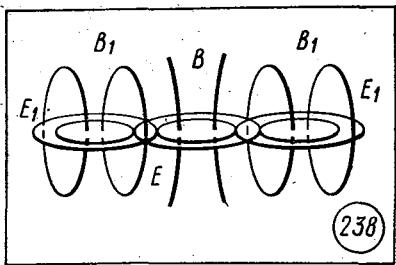
**Максвелл гипотезаси.** Механик тўлқинларнинг ҳар хил турлари; ҳам кўндаланг, ҳам бўйлама тўлқинларнинг битта умумий хоссаси бор: улар фақат узлуксиз муҳитда, фақат қаттиқ жисмларда, суюқли-ларда ва газларда тарқалиши мумкин. Вакуумда, яъни бўшлиқда механик тўлқинлар тар-қала олмайди.

Инглиз физиги Жеймс Максвелл (1831—1879) Фа-радейнинг электр ва магне-тизмга оид экспериментал ишларини ўрганиш асосида 1864 йилда табиатда вакуумда тар-қала оладиган алоҳида тўл-қинларнинг мавжудлиги ҳақи-даги гипотезани айтди. Бу тўлқинларни Максвелл электромагнит тўлқинлар деб ата-ди.

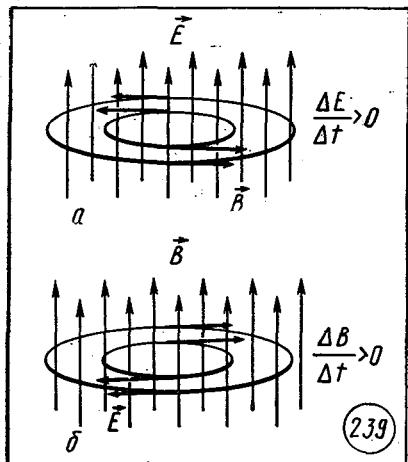
Максвелл электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги ҳақи-даги фаразни илгари су-риши учун қуйидаги асослар-га эга эди. 1831 йилда Фара-

дей, контурда магнит оқими-нинг ҳар қандай ўзгариши ун-да индукцион токни вужудга келтиришини аниқлади. Макс-велл индукцион токнинг пай-до бўлишини магнит майдон-нинг ҳар қандай ўзгаришида уюрмали электр майдон вужудга келиши билан изоҳла-ди. Кейин у, электр майдон ҳам шундай хоссага эга деб тахмин қилди: электр майдон-нинг истаган ўзгаришида атро-роф фазода уюрмали магнит майдон вужудга келади. Бир вақт бошланган магнит ва электр майдонларнинг ўзаро вужудга келтириш жараёни кейин узлуксиз давом этиши керак ҳамда атроф фазодаги янгидан-янги соҳаларни қам-раб олиши керак (238. расм).

Магнит ва электр майдон-лар ўзгарувчиларининг тарқа-лиш жараёни электромагнит тўлқинидир. Электр майдоннинг кучланганлиги ва магнит майдон индукцияси векторлари



238



239

Йўналишларининг кучланганик ва индукция ортгандаги боғланиши 239-*a* ва *b* расмда кўрсатилган. Кучланганик ва индукция камайганда тегишли векторлар қарама-қарши йўналишида бўлади.

Электр ва магнит майдонлар фақат модлада эмас, балки вакуумда ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Шунинг учун вакуумда электромагнит тўлқин тарқалиши мумкин.

Электромагнит тўлқинларининг пайдо бўлиши шарти. Ўтказгичда ток кучи ўзгарганда магнит майдон ўзгаради, ўтказгичдаги ток кучи эса ундаги электр зарядларининг ҳаракат тезлиги ўзгарганда,

яъни зарядлар тезланиш билан ҳаракатланганда ўзгаради. Демак, электромагнит тўлқинлар электр зарядларнинг тезланиши ҳаракатида вужудга келиши кифоя.

Электромагнит тўлқинларнинг вакуумда тарқалиш тезлиги Максвеллнинг ҳисобларига кўра тахминан 300 000 км/с бўлиши керак.

**Электромагнит тўлқинларнинг қашф этилиши.** Электромагнит тўлқинларни 1887 йилда биринчи марта тажрибада немис физиги Генрих Герц (1857 — 1894) кузатган эди. Унинг тажрибаларида электр зарядларнинг тезланиши ҳаракати учларидан шарлари бўлган иккита металл стерженда уйғотилар эди. Шарларга етарлича катта турли ишорали зарядлар берилганда улар орасида электр разряди вужудга келар эди. Натижада шарлар қайта зарядланар, улар орасида яна учқун чақнор эди ва ҳоказожараён бир неча марта тақрорланар эди, яъни электр тебранишлар вужудга келар эди.

Учларидан шарлари бўлган стерженлар маълум индуктивликка ва электр сифимига эга бўлиб, электр тебраниш контуридан иборат. Бу контурдан бирор масофада учларидан иккита шари бўлган симдан иборат контурни жойлаштириб Герц тебраниш контури шарлари орасида учқун чақнаганда сим ўрам учларидаги шарлар орасида ҳам учқун пайдо бўлишини кузатди (240-расм). Демак, очик контурда электр тебранишлар бўлганда фазода унинг атрофида уюрмали

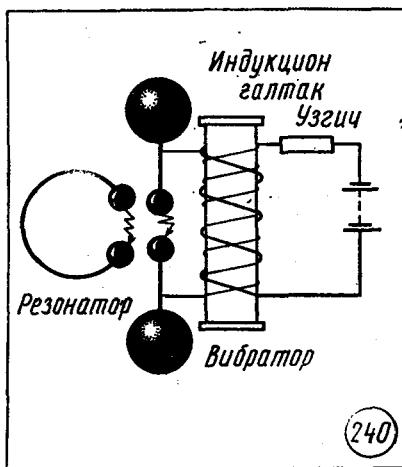
электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдон иккиламчи контурда электр токини вужудга келтиради.

Иккиламчи контур бирламчи контурдан аста·секин узоқлаштирилганда контур фазонинг бир хил масофалар билан бўлинган маълум жойларида жойлашгандагина шарлар орасида учқун пайдо бўларди. Бу ҳолни Герц нурланган электромагнит тўлқинларнинг хонанинг деворидан қайтган электромагнит тўлқинлар билан интерференция ҳодисасидир деб изоҳлади.

Иккиламчи контурда учқунлар хонанинг бирламчи ва қайтган электромагнит тўлқинлар бир хил фазада келган ҳамда уюрмали электр майдон кучланганлиги тебранишларининг амплитудаси максимал бўлган жойларида кузатилган. Икки қўшни интерференцион максимумлар орасидаги масофа тўлқин узунлигининг ярмига teng.

Контурлаги электромагнит тебранишларнинг маълум частотасига ва электромагнит тўлқиннинг  $\lambda$  узунлигининг ўлчанган қийматига кўра Герц электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлигини аниқлади:  $v = \lambda$ . Бу тезлик Максвелл тасаввур қилганидек, тахминан 300 000 км/с га teng экан. Шундай килиб, Герцнинг тажрибалари Максвеллнинг электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотезасини экспериментал исботи бўлди.

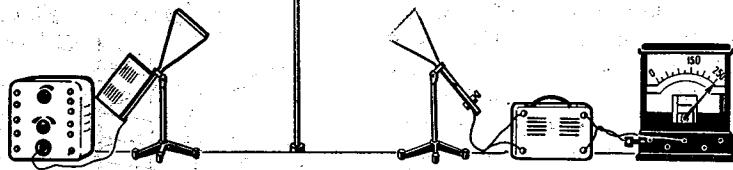
**Электромагнит тўлқинларнинг хоссалари.** Электромагнит тўлқинларнинг хоссалари кўп жиҳатдан механик тўл-



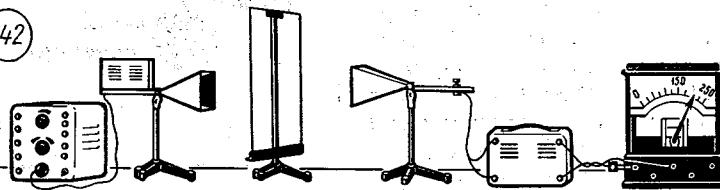
қинларнинг хоссаларига ўхшаш. Икки муҳитнинг бўлиниш чегарасида электромагнит тўлқинлар қисман қайтади, қисман иккинчи муҳитга ўтади. Электромагнит тўлқинлар диэлектрик сиртидан кучсиз қайтади, металл сиртидан эса деярли тла қайтади (241-расм).

Қайтиш қонуни механик тўлқинларнинг қайтиш қонуни билан бир хил, яъни қайтиш бурчаги тушиш бурчагига teng; тушуви нур, қайтган нур ва тушиш нуқтасида сиртга ўтказилган перпендикуляр бир текисликда ётади. Икки муҳитнинг бўлиниш чегарасида электромагнит тўлқинлар синади. Синиш қонуни: а тушиш бурчаги синусининг 3 синиш бурчаги синусига нисбати берилган икки муҳит учун ўзгармас катталик бўлади. Бу нисбат биринчи муҳитдаги электромагнит тўлқинлар тезлигининг, иккинчи муҳитдаги электромагнит тўлқин

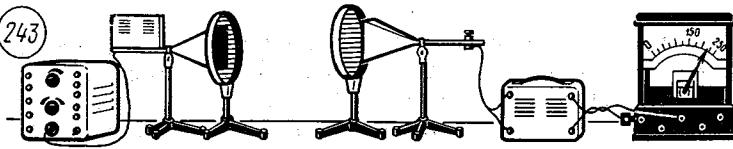
241



242



243



лишларининг тўғри чизиқли йўналишдан оғиши кузатилади (242-расм).

Икки когерент манбадан чиқаётган электромагнит тўлқинлар битта нуқтада учрашганда интерференция ҳодисаси кузатилади.

Икки панжарадан иборат система орқали электромагнит тўлқинларни ўтказишга оид ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, икки панжарада металл стерженларнинг параллел ориентациясида электромагнит тўлқинлар улардан ўтади (243-расм), стерженнинг ўзаро перпендикуляр ориентациясида тўлқинлар ўтмайди. Бу электромагнит тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар бўлади.

лар  $v_2$  тезлигига нисбатига тенг:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Тўсиқ четида ёки электромагнит тўлқинлар тешикдан ўтганда тўлқинларнинг дифракция ҳодисаси кузатилган, яъни уларнинг тарқалиш йўна-



244

Электромагнит тўлқиннинг тарқалишида  $\vec{E}$  кучланганлик ва  $\vec{B}$  магнит индукцияси век-

торлари тўлқиннинг тарқалиш йўналишга перпендикуляр ва ўзаро бир-бирига перпендикулярдир (244-расм).

## 74. РАДИОАЛОҚА ПРИНЦИПЛАРИ

Радионинг қашф қилиниши. Электромагнит тўлқинлардан симсиз алоқа ўрнатиш учун амалий қўлланиш мумкинлигини 1895 йилнинг 7 майда буюк рус физиги Александр Степанович Попов (1859 — 1906) намойиш қилди. Бу кун радио яратилган кун ҳисобланади.

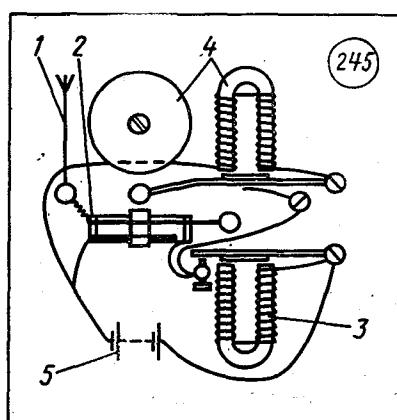
А. С. Поповнинг приёмниги 1 антеннадан, 2 когерердан, 3 электромагнит реледан, 4 электр қўнғироқдан ва 5 ўзгармас ток манбайдан иборат эди (245-расм). Электромагнит тўлқинлар антеннада ток ва кучланишининг мажбурий тебранишларини чақиради. Ўзгарувчи кучланиш антеннадан металл кукуни билан тўлдирилган шиша нийда жойлашган икки электродга узатилади. Бу най когерердир. Когерерга кетма-кет қилиб электромагнит реле ва ўзгармас ток манбай уланган.

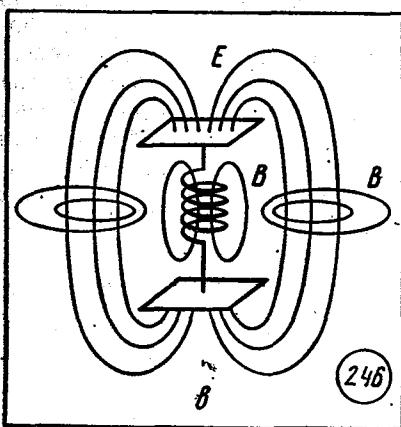
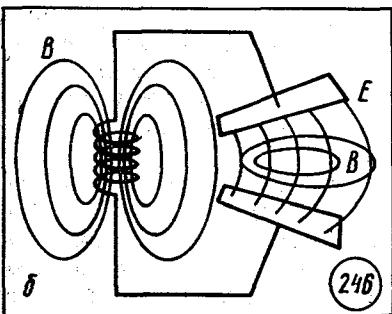
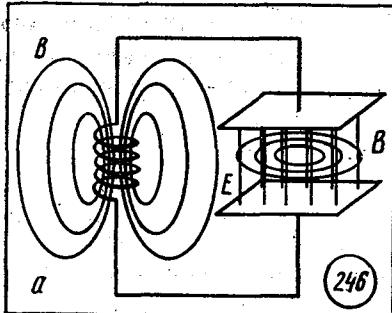
Кукунлар орасидаги текис контакт туфайли когерернинг қаршилиги одатда катта бўлади, шунинг учун занжирдаги электр токи жуда кичик бўлади ва реле қўнғироқ занжирини уламайди. Юқори частотали ўзгарувчан кучланиш таъсирида когерерда айrim кукунлар орасида электр кукун зарралари бир-бирига эриб ёпишади ва унинг қаршилиги 100 — 200 марта камаяди. Электромагнит реле ғалтагидаги ток кучи ортади ва реле

электр қўнғироқни улади. Антenna электромагнит тўлқинни қабул қилиши ана шундай қайд этилади.

Қўнғироқ болғачасининг когерерга уриши кукунларини силкитар эди ва уни дастлабки ҳолатига қайтарарди, приёмник электромагнит тўлқинларчи қайд қилишга яна тайёр бўларди.

Очиқ тебраниш контури. Радио алоқани амалга ошириш учун электромагнит тўлқинларнинг нурланишига имконият яратиш зарур. Агар электромагнит тебранишлар ғалтак ва конденсатордан иборат контурда вужудга келса, у ҳолда ўзгарувчан магнит майдон ғалтак билан борлиқ бўлиб қолади, ўзгарувчан электр майдон эса конденсатор пластиналари орасилаги фазода тўпланади (246-а расм).





бўлса, у ҳолда бу пластиналар ўзаро қанчалик каттароқ бурчак ташкил қилиб ёйилган бўлса, электромагнит майдон атроф фазога шунчалик эркинлик билан чиқади (246-брасм).

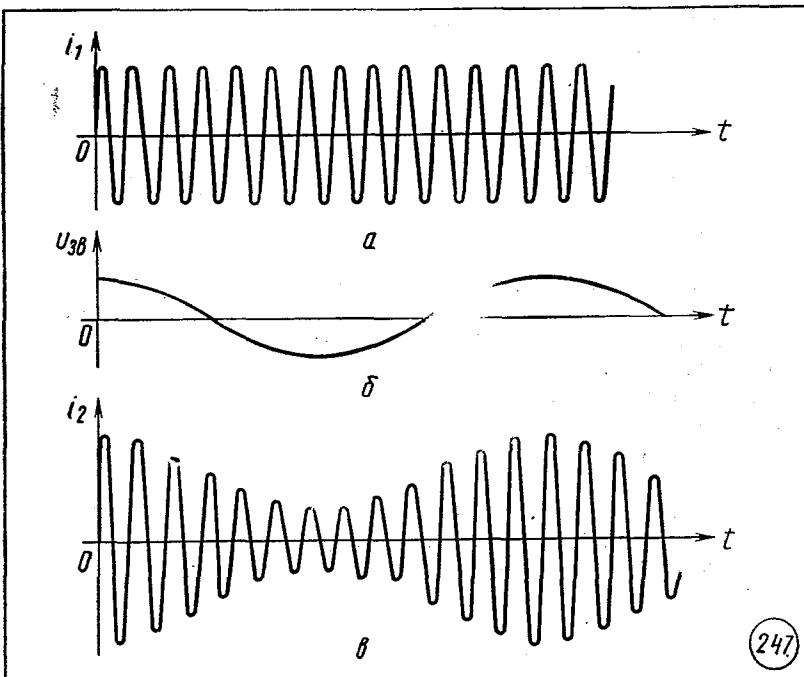
Тебраниш контурини очишинг чегараси конденсатор пластиналарининг тўғри фалтакнинг қарама-қарши учларига узоқлашиш бўлади. Бундай система очиқ тебраниш контури деб аталади (246-врасм). Конденсатор пластиналарининг очиқ тебраниш контури фалтаги учларида 246-расмдаги тасвири шарглидир холос. Ҳақиқатда эса контур фалтакдан ва узун сим-антеннадан иборат. Антеннанинг бир учи ерга уланган, иккинчи учи ер сиртидан юқорига кўтарилигган бўлади.

Антenna фалтаги сўнмайдиган электромагнит тебранишлар генераторининг тебраниш контурининг фалтаги билан индуктив алоқага эга. Антеннадаги юқори частотали мажбурий тебранишлар атроф фазода ўзгарувчан электромагнит майдон ҳосил қиласди. Электромагнит тўлқинлар антеннадан 300 000 км/с тезлик билан тарқалади.

Антеннада ток кучи тебранишларининг амплитудаси бир хил бўлганда нурланаётган электромагнит майдон энергияси тебранишлар частотасининг тўртинчи даражасига пропорционал. Ўн, юз ва ҳатто минг герц частотада электромагнит тўлқинларнинг нурланиш интенсивлиги жуда ҳам кичик бўлади. Шунинг учун радио- ва телевизион алоқани амалга ошириш учун частота-

Бундаи контур берк бўлиб қолади. Берк тебраниш контури амалда атроф фазога электромагнит тўлқинлар нурламайди.

Агар контур фалтакдан ва ясси конденсаторининг бир-бiriiga параллел бўлмаган иккита пластиналаридан иборат



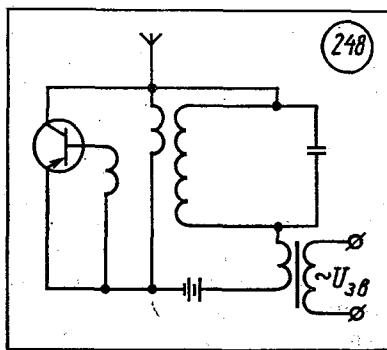
(247)

си бир неча юз минг герцдан юз минг мегагерцгача бўлган электромагнит тўлқинлардан фойдаланилади.

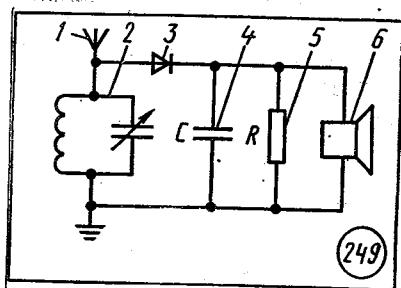
**Амплитуда модуляцияси.** Радио орқали нутқ, мусиқа ва бошқа товуш сигналлари узатилганда юқори частотали гармоник тебранишлар **модуляциясининг** турли хиллари қўлланилади.

Юқори частотали электромагнит тебранишларнинг **амплитуда модуляциясини** амалга ошириш учун (247-*a* расм) транзисторли генераторнинг электр занжирига тебраниш контурига кетма-кет қилиб трансформатор ғалтаги (248-расм) уланади. Трансформаторнинг иккинчи ғалтагига товуш частотасининг ўзгарувчан кучланиши, масалан, микро-

фон чиқишидан зарурй кучайтиришдан сўнг узатилади. Трансформаторнинг иккинчи ғалтагидаги ўзгарувчан ток трансформаторнинг биринчи чулгами учларида ўзгарувчан кучланиш пайдо қиласди. То-вуш частотасидаги ўзгарувчан кучланиш (247-*b* расм) ток



(248)



(249)

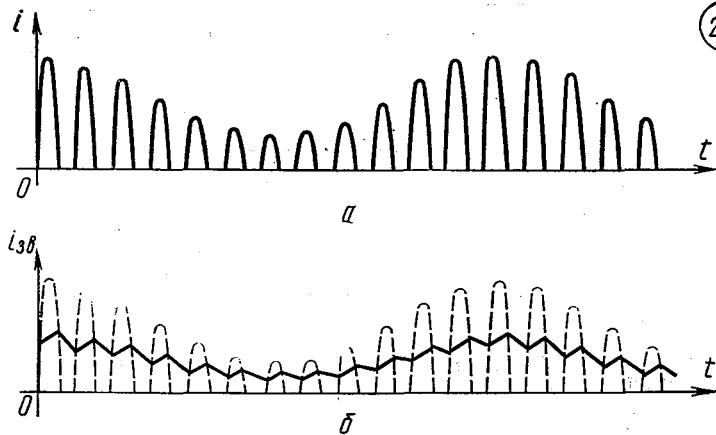
манбаининг ўзгармас кучланиши билан қўшилади; транзисторнинг эмиттери ва коллектори орасидаги кучланишнинг ўзгаришлари генератор контурида (247-в расм) юқори частотали ток кучи тебранишларининг товуш частотаси билан ўзгаришига олиб келади. Юқори частотали бундай тебранишлар *амплитуда — модулашган* тебранишлар дейилади.

Радиокарнай антеннаси генераторнинг тебраниш контури билан индуктив боғланган. Антеннада содир бўладиган юқори частотали токнинг мажбурий тебранишлари электромагнит тўлқинлар ҳосил қиласди.

**Радиоприёмник.** Радиокарнай антеннаси нурлаган электромагнит тўлқинлар истаган ўтказгичда эркин электронларнинг мажбурий тебранишларини чақиради. Электромагнит тўлқин — электр токининг мажбурий тебранишларини уйғотувчи ўтказгич учлари орасидаги кучланиш ўтказгичнинг узунлигига пропорционал. Шунинг учун оддий детекторли радиоприёмнида электромагнит тўлқинларни қабул қилиш учун узун ўтказгич сим — қабул қилувчи 1 антенна

қўлланилади (249-расм). Антеннада мажбурий тебранишларни ҳамма радиостанциялардан тарқалаётган электромагнит тўлқинлар уйғотади. Факат битта радиоэшиттиришни тинглаш учун кучланиш тебранишлари бевосита кучайтиргич киришига йўналтирилмайди, балки олдин тебранишларининг хусусий частотаси ўзгарувчи 2 тебраниш контурига берилади. Тебранишлар хусусий частотасининг приёмник контурида ўзгариши одатда ўзгарувчан конденсаторнинг электр сифимини ўзгартириш билан амалга оширилади. Антеннадаги мажбурий тебранишлар частотаси контур тебранишларининг хусусий частотаси билан мос келганда резонанс юзага келади, бунда контурдаги конденсатор қопламаларидағи кучланишнинг мажбурий тебранишлари амплитудаси максимал қийматга эришади. Шундай қилиб, антеннада уйғотиладиган электромагнит тебранишларининг жуда катта миқдоридан керакли частотали тебранишлар ажратиб олинади.

Приёмникнинг тебраниш контуридан юқори частотали модулашган тебранишлар 3 детекторга келади. Детектор сифатида ярим ўтказгичли диоддан фойдаланиш мумкин, у юқори частотали ўзгарувчан токни фақат бир йўналишда ўтказади. Занжирдаги ток кучи детектордан ўтгандан сўнг вақт ўтиши билан 250-а расмда тасвирланган қонун бўйича ўзгаради. Юқори частотанинг ҳар ярим даври давомида ток импульслари 4 конденсаторни зарядлайди, шу билан бирга



конденсатор 5 резистор орқали секин зарядсизланади. Агар конденсатор электр сифими ning ва резистор электр қаршилигининг қийматлари түғри танлаб олинган бўлса, у ҳолда резистор орқали радиопредатчикдаги тебранишларни модуллашда фойдаланилган, вақт ўтиши билан товуш частотаси каби ўзгарамидиган ток ўтади (250-б расм). Электр тебранишларни товуш тебранишларига алмаштириш учун товуш частотасидаги ўзгарувчи кучланиш б телефонга узатилади.

Детекторли радиоприёмник жуда ҳам такомиллашган эмас. Унинг сезгириллиги жуда паст ва шунинг учун ҳам фақат кучли радиостанцияларнинг ёки яқин жойлашган радиопредатчикларнинг радио эшитирishларини яхши қабул қилиши мумкин.

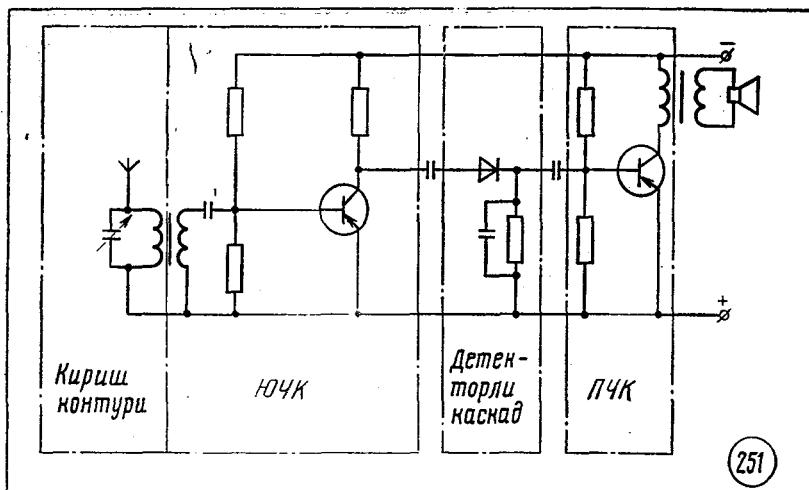
Замонавий радиоприёмникларда сезгириллики орттириш учун тебраниш контуридан келадиган сигнал юқори частотали кучайтиргич (русчаси

УВЧ) киришига келади, кучайтиргичнинг чиқишидан эса юқори частотали электр тебранишлар детекторга келади. Радиоприёмник чиқишида товуш сигналларининг қувватини орттириш учун товуш частотасидаги электр тебранишлар детектор чиқишидан паст частота кучайтиргичининг (русчаси УНЧ) киришига келади.

Товуш частотасидаги ўзгарувчан кучланиш УНЧ чиқишидан электродинамик карнай — динамик чулғамига узатилади. Динамик товуш частотасидаги ўзгарувчан ток энергиясини товуш тебранишлари энергиясига алмаштиради.

Юқори ва паст частотали электр тебранишларни кучайтириш учун электрон лампали ёки транзисторли схемалардан фойдаланиш мумкин.

Юқори ва паст частотали кучайтиргичи бўлган энг содда радиоприёмник тузилишининг схемаси 251-расмда келтирилган.



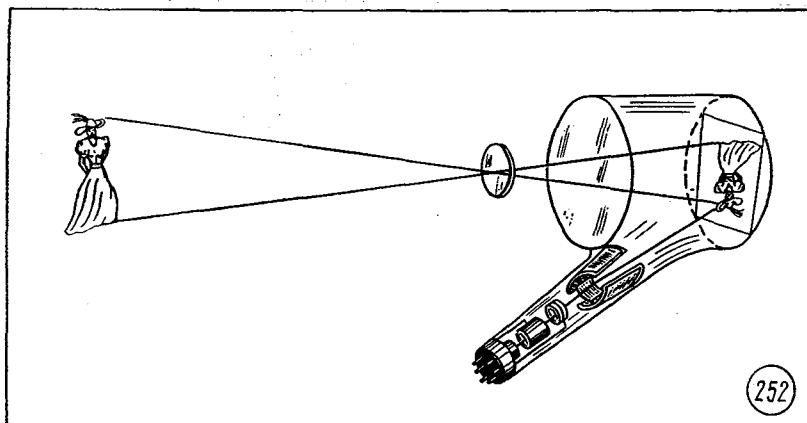
Фақат битта станцияни қабул қилишга ростлаш учун замонавий радиоприёмникларда электромагнит тебранишлар генераторларини өз ичига олган жуда мураккаб электрон схемалардан фойдаланилади. Приёмникнинг ички генераторининг электромагнит түлқинлари уйготган тебранишлар билан қўшилиши приёмникни қабул қилинадиган частоталарнинг жуда қисқа диапазонига созлашга имкон беради. Приёмникдаги ички генератор гетеродин дейилади, шундай генераторли приёмник эса супергетеродинли радиоприёмник дейилади.

**Телевидение.** Радиотүлқинлар ёрдамида фақат товуш сигналларигина узоқ масофага узатилиб қолмай, балки буюмларнинг тасвири ҳам узатилади. Ҳаракатдаги оқ-қора ва рангли тасвиirlарни телевизион передатчиклар ва

приёмниклар ёрдамида узатиш принципи қўйидагича.

Телевизион тасвирининг битта кадрини телевизион камерадаги объектив ёрдамида узатиш учун махсус электровакуум асбоб-узатувчи трубка экранида буюмнинг тасвири ҳосил бўлади (252-расм). Ёруғлик таъсирида экран қисмлари мусбат зарядлар олади. Узатувчи трубка ичida экранга 625 та горизонтал чизиқлар – сатрлар бўйича даврий равишда чапдан ўнгга кўчиб юрувчи электрон нур йўналтирилади. Нур сатр бўйлаб ўтганда экраннинг айrim қисмларилаги электрон зарядлар нейтралланади ва электрон тўп ҳамда экранни бирлаштирувчи электрон занжирида ток импульси оқади. Импульслаги ток кучининг ўзгариши электрон нур йўлидаги экраннинг ёритилганлигининг ўзгаришига мос қелади.

Телевизион передатчикдаги юқори частотали электромагнит тебранишлар узатувчи



252

трубканинг чиқишида ҳосил қилинган импульс сигналы билан модуллаштирилди ва передатчык антеннасига узатиласиди. Антenna электромагнит түлкінлар нурлайди.

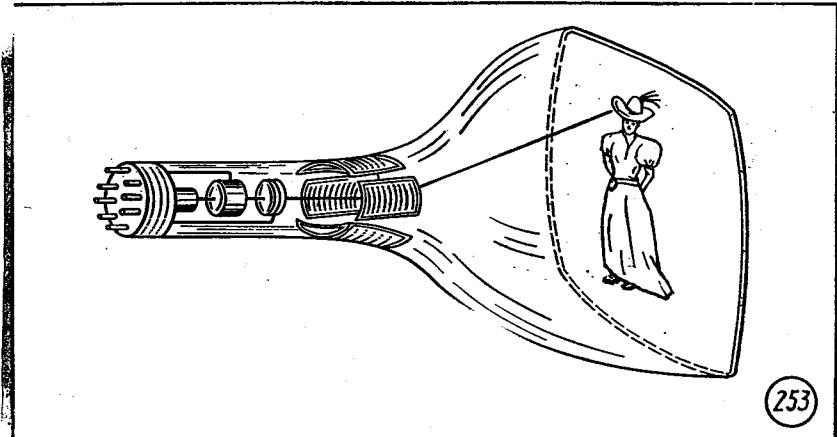
Телевизион приёмникда — телевизорда — кинескоп деб аталувчи электровакуум трубка бор. Кинескопда электрон түп электрон нурни ҳосил қиласиди. Электр майдон таъсирида электронлар трубка ичидеги экранга қараб ҳаракатланади, экран тез ҳаракатланувчи электронлар зарбидан ёруғланишига қодир бўйлган кристаллар билан қопланган. Экранга томон йўлда электронлар трубканинг ташқарисига жойлаштирилган икки жуфт фалтакнинг магнит майдони орқали учиди.

Бир жуфт фалтакнинг магнит майдони электрон нурни горизонтал бўйича оғдиради, иккинчиси — вертикал бўйича оғдиради. Фалтаклардаги ток кучининг даврий ўзгаришлари магнит майдонларни ўзгартиради, буларнинг натижасида

электрон нур  $\frac{1}{25}$  секундда экран бўйлаб 625 марта чапдан ўнгга ва бир марта юқоридан пастга югуриб ўтади (253-расм).

Нурнинг биринчи сатр бўйича ҳаракати вақтида электрон нурда ток кучини нурнинг узатувчи трубкада биринчи сатр бўйича ҳаракати вақтида приёмникнинг передатчикдан қабул қилган сигнални бошқаради; нурнинг иккинчи сатр бўйича ҳаракатида нурдаги ток кучини иккинчи сатрдаги сигнал бошқаради ва ҳоказо. Натижада  $\frac{1}{25}$  с да нур узатувчи трубка экранидаги объектив қандай тасвир ясалган бўлса, шу тасвирни телевизор экранидаги „чизади“. Кадрлар секундига 25 кадр частота билан бир-бирини алмаштириб туради, бир-бирини юқори кадрлар частотаси билан алмаштиришни одам кўзи узлуксиз ҳаракатдек тасаввур қиласиди.

Телевизион эшилтиришлар 50 МГц дан 230 МГц гача диа-



253

пазонда олиб борилади. Бу диапазонда электромагнит түлкінлар деярли түғри күриш чегарасидагина тарқалади. Шунинг учун телевизион сигналларни узоқ масофаларга узатиш учун баланд антенналар қурилади. Марказий телевидениесининг узатувчи антенналари Останкино минорасининг 540 м лик баландлигіда үрнатылған. Бундай баландлык Москвадан 120 км гача масофада телевизион әшиетиришларни қабул қилишга имкон беради.

Телевизион сигналларни МДХнинг истаган жойига етказиши „Орбита“ системасидаги ретрансляцион сұнъий йүлдошлари ёрдамида амалга оширилади.

Рангли тасвирларни узатиш ва қабул қилиш янада мураккаб телевизион системалардан фойдаланишин талаб қиласы. Узатувчи битта трубка үрнида учта бир rangli қизил, күк ва яшил rangli тасвирлар сигналларини узатувчи учта трубкадан фойдаланишин талаб қиласы.

Оқ-қора тасвирдаги телевизордан фарқли ўлароқ, рангли телевизорнинг кинескопи экрані уч сортдаги люминофор кристаллари билан қолланған. Бир хил кристаллар уларға электрон нур тушганды қизил рангда ёришади, бошқаси—күк рангда, учинчиси—яшил рангда ёришади. Бу кристаллар экранда қатый тартыбида жойлашған. Сигналлар телевизион передатчикдан учта электрон-нур түптарға тушади.

Рангли телевизор экраныда учта нур қизил, яшил ва күк рангнинг учта тасвирини бир вақтда ҳосил қиласы. Кичкина ёритилған нұқталардан иборат бу тасвирларнинг қүшлишини одам күзи ҳамма ранглар ўз ифодасини топған күп rangli тасвир сифатыда тасаввур қиласы. Кристалларнинг бир жойда күк, қизил ва яшил ранг билан бир вақтда ёритилишини күз оқ ранг сифатыда күради; шунинг учун rangli телевизор экраныда оқ-қора тасвирларни ҳам ҳосил қилиш мүмкін.

**Радиотұлқинларнинг тарқалиши.** Радиоалоқа узун (10000 м — 1000 м) ўрга (1000 м — 100 м), қисқа (100 м — 10 м) ва ультрақисқа (< 10 м) түлкінларда амалға оширилади. Турлича түлқин узунлигидаги радиотұлқинлар Ер сирти яқында турлича тарқалади.

Узун түлқинлар дифракция ҳисобига күрінма горизонт чегараси ташқарисига узоқ масофага тарқалади; узун түлқинли радиоәшиттиришларни антеннаниң түғри күрінишидан ташқаридаги узоқ масофаларда қабул қилиш мүмкін.

Үрта түлқинлар Ер сирти яқында камроқ дифракцияга учрайди ва дифракция ҳисобига түғри күриш чегараси ташқарисидаги кичик масофаларға тарқалади. Қисқа түлқинлар Ер сирти яқында яна ҳам камроқ дифракцияга учрайди, лекин уларни Ер сиртидаги истаган нүктада қабул қилиш мүмкін. Қисқа радиотұлқинларнинг узатувчи радиостанциядан катта масофаларға тарқалишининг сабаби уларнинг ионосферадан қайтиши қобилиятидір.

Ер сиртидан таҳминан 50 км масофадан бошланадиган атмосфераниң қисми *ионосфера* дейилади, у 70 — 80 минг км масофада планеталараро плазмага ўтади. Ионосфераниң хусусияти шундаки, унда әркін зарядланған заррачалар-ионлар ва электронлар концентрацияси жуда күттедір. Атмосфераниң юқори қатламларининг ионланиши Құйышнинг ультрабинафша ва рентген нурланиши натижасыда вужуда келади. Ионосфе-

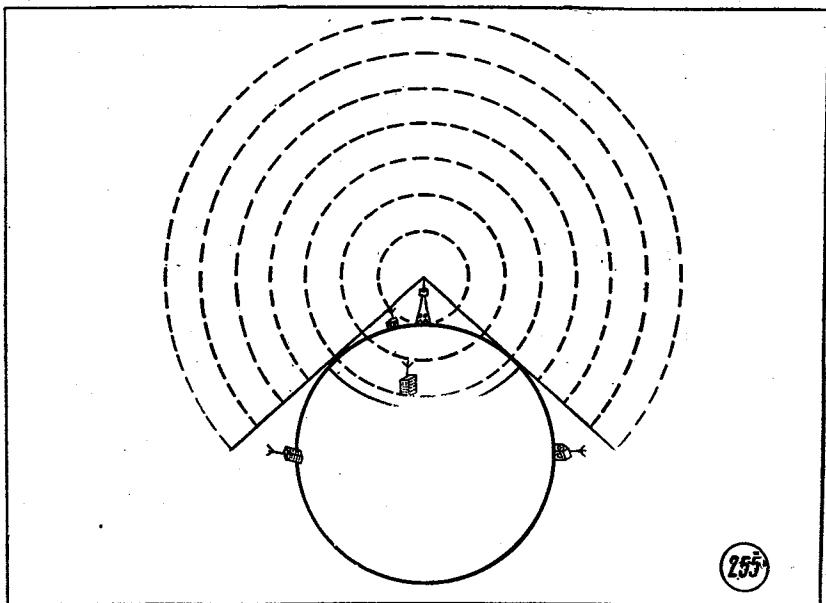
радаги әркін электронлар миқдорининг максимал қыймати — куб сантиметрда  $2 \cdot 10^5$  —  $5 \cdot 10^8$  электрон Ер сиртидан 250 — 400 км баландликда әришилади.

Ер атмосферасининг ўтказувчи қатлами — ионосфера — электромагнит түлқинларни ютиш ва қайтаришга қодир. Узун түлқинлар ионосферадан жуда яхши қайтади. Бу ҳодиса дифракция қатори узун түлқинларнинг тарқалиш узоқлигини ортиради. Ионосфера қисқа түлқинларни ҳам яхши қайтаради. Қисқатұлқинларнинг ионосферадан ва ер сиртидан күп марта қайтиши туфайли Ердаги истаган нүкталар орасыда қисқа түлқинли радиоалоқа ўрнатыш мүмкін бўлди (254-расм).

Ультра қисқа түлқинларни (русчаси УКВ) ионосфера қайтармайди ва улар дифракция натижасыда Ер сиртини айланып чиқмайды (255-расм). Шуннинг учун УКТ даги алоқа передатчик антеннасининг түғри күріниш чегарасидагина амалға оширилади.

**Радиолокация.** Замонавий дengiz floty, aviatsiya va kosmonavtikada aloqanining radiolokacion vositatalari жуда катта роль йўнайди. Radiolo-





кациянинг асоси радиотўлқинларнинг ўтказувчи жисмлардан қайтиш хоссасидан иборат.

Агар радиопередатчикни жуда қисқа вақт улаб, кейин узиб қўйсак, бирор  $\Delta t$  вақтдан сўнг радиоприёмник ёрдамида радиостанциядан узоқдаги ўтказувчи жисмлардан қайтган радиотўлқинларнинг қайтишини қайд қилиш мумкин.

Электрон аппаратура ёрдамида электромагнит тўлқинларни жўнатиш ва қайтиш вақтлари орасидаги  $\Delta t$  вақт оралигининг узунлигини ўлчаб радиотўлқинлар босиб ўтган  $s = c \cdot \Delta t$  йўлни аниқлаш мумкин, бунда  $c$  — электромагнит тўлқин узунлиги. Тўлқинлар жисмгача бориб ва орқага қайтгани учун радиотўлқинни қайтаргани учун радиотўлқинни қайтарған жисмгача бўлган

масофа шу йўлнинг ярмига тенг:

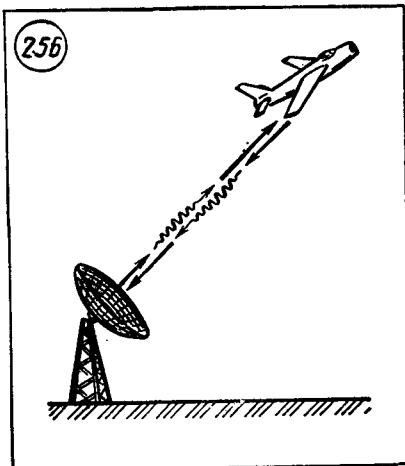
$$l = \frac{S}{2} = \frac{c\Delta t}{2}.$$

Жисмгача бўлган масофанигина эмас, балки жисмнинг фазодаги вазиятини ҳам аниқлаш учун радиотўлқинларни тор йўналтирилган даста тарзила йўллаш керак. Радиотўлқинларнинг тор дастаси сферик шаклга яқин шаклдаги антенна ёрдамида амалга оширилади. Радиолокатор антеннаси тор йўналган радиотўлқинлар дастасини ҳосил қила олиши учун радиолокацияда ультра қисқа тўлқинлардан ( $\lambda < 10$  м) фойдаланилади.

Масалан, самолётнинг учеб кетаётган жойини аниқлаш учун радиолокатор антеннаси самолётга йўналтириллади ва электромагнит тўлқинлар генератори қисқа вақтга уланади.

ди. Электромагнит тўлқинлар самолётдан қайтади ва радиолокаторга қайтиб келади. Қайтган радиосигнални передатчикдан узилган ва приёмника уланган яна ўша антенна тутиб олади (256-расм). Радиолокатор антеннасицинг бурилиш бурчакларига кўра самолётга томон йўналиш ациқланади. Самолётда ўрнатилган радиолокатор радиотўлқинларнинг Ер сиртигача ва орқага қайтишида ўтган вақтига қараб, самолётнинг баландлиги ни ўлчашга имкон беради.

Сув ва қуруқлик, қуруқ ва нам тупроқ, шаҳар бинолари ҳамда транспорт коммуникациялари радиотўлқинларни турлича қайтаради. Бу самолётдаги радиолокацион асборлар ёрдамида Ер сиртигача бўлған масофанигина аниқлаб қолмай, балки самолёт учиб ўтаётган ернинг ўзига хос радиолокацион харитасини ҳам олишга имкон беради. Бу харитани учувчи кундузи ва кечаси,



очик ҳавода ҳамда булутлар қоплаганда олади, чунки булутлар электромагнит тўлқинлар учун тўсқинлик қила олмайди.

Ердан Ойгача ва Меркурий, Венера, Марс ҳамда Юпитер планеталаригача бўлган масофалар радиолокацион методлар ёрдамида жуда аниқ ўлчанганди.

## 75. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР ЭНЕРГИЯСИ

Электромагнит майдон энергияга эга бўлади. Истаган электромагнит тўлқинлар тарқалганда энергия тўлқинлар манбаидан тўлқинларни қабул қилиувчи томон ўтади.

Жисм ютаётган ёки нурлаётган электромагнит нурланиш  $E$  энергиясининг  $t$  вақтга нисбати нурланиш оқими ёки нурланиш қуввати дейилади. Нурланиш оқими  $\Phi$  ҳарфи билан белгиланади, ватт билан ўлчанади:

$$\Phi = E/t. \quad (75.1)$$

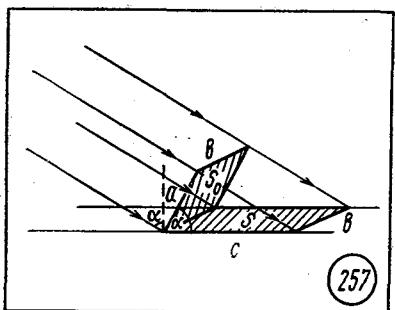
Нурланиш оқимининг бу

нурланиш тушаётган сирт юзига нисбати нурланиш оқими нинг сиртий зичлиги дейилади.

Нурланиш оқими зичлиги ф билан белгиланади, у квадрат метрига ватт билан ўлчанди:

$$\Phi = \frac{\Phi}{S}. \quad (75.2)$$

Агар электромагнит нурланишининг нуктавий манбай  $R$  радиусли сферанинг марказида жойлашган бўлса, у ҳолда сиртнинг юзи (сферанинг юзи) сфера радиусининг квадрати-



(257)

га пропорционал. Нуқтавий манба оладиган ҳамма энергия сфера сиртида бир текис тақсимланади; натижада нурланиш оқимининг зичлиги нурланиш манбайдан бўлган ма-соғанинг квадратига тескари пропорционал:

$$\varphi = \frac{\Phi}{S} = \frac{\Phi}{4\pi R^2} = \frac{E}{4\pi R^2 t}. \quad (75.3)$$

Нурланиш оқимининг зичлиги тўлқинларнинг жисм сиртига тушиш бурчагига боғлиқ, чунки тушиш бурчагининг ор-

тиши билан ўшандай нурланиш оқими янада каттароқ сиртга тарқалади. 257-расмдан кўринишича, нурланиш перпендикуляр тушгандада нурланиш оқими  $S_0 = ab$  сиртга тўғри келса, а бурчак остида тушгандада  $S$  юзли сирт бўйича тарқалади:

$$S = cb = \frac{ab}{\cos \alpha} = \frac{S_0}{\cos \alpha}.$$

Сирт юзининг  $\frac{1}{\cos \alpha}$  марта ортиши оқим зичлигининг шунча марта камайишига олиб келади:

$$\varphi = \frac{\Phi}{S} = \frac{\Phi}{S_0} \cos \alpha = \varphi_0 \cos \alpha.$$

Тушиш бурчаги  $\alpha$  га teng бўлганда  $\varphi$  нурланиш оқимининг зичлиги нурлар нормал ҳолда тушгандада  $\varphi_0$  нурланиш оқими зичлигининг тушиш бурчаги косинусига кўпайтмасига teng:

$$\varphi = \varphi_0 \cos \alpha. \quad (75.4)$$

## 76. ЁРУГЛИКНИНГ ТАБИАТИ ҲАҚИДАФИ ТАСАВВУРЛАРНИНГ РИВОЖЛАНИШИ

Ёруғликнинг табиати ҳақидаги биринчи илмий гипотезалар XVII асрда айтилган эди. Бу вақтга келиб ёруғликнинг икки ажойиб хоссаси — бир хил муҳитда тўғри чизиқли тарқалиши ва ёргулар дасталари тарқалишининг мустақиллиги, яъни бир ёруғлик дастаси тарқалишига иккисичи ёруғлик дастасининг таъсир қилмаслиги аниқланган эди.

И. Ньютон 1672 йилда ёруғликнинг көрпушкуляр табиати ҳақидаги фикрни айтди. Ёруғликнинг көрпушкуляр табиатига Ньютоннинг замондошлари

Р. Гук ва X. Гюйгенс қарши чиқишиди, улар ёруғликнинг тўлқин назариясини ишлаб чиқишиди.

**Ёруғлик тезлиги.** Ёруғликнинг табиатини ўрганишдаги биринчи катта муваффақият ёруғликнинг тезлигини ўлчаш бўлди.

Ёруғлик тезлигини ўлчашнинг энг оддий усули ёруғлик сигналини маълум масофада тарқалиш вақтини ўлчашдан иборат эди. Масалан, кўзгу қаршисида электр фонарь тутиб фонарь ёқилган пайтда секундларни юргизиб

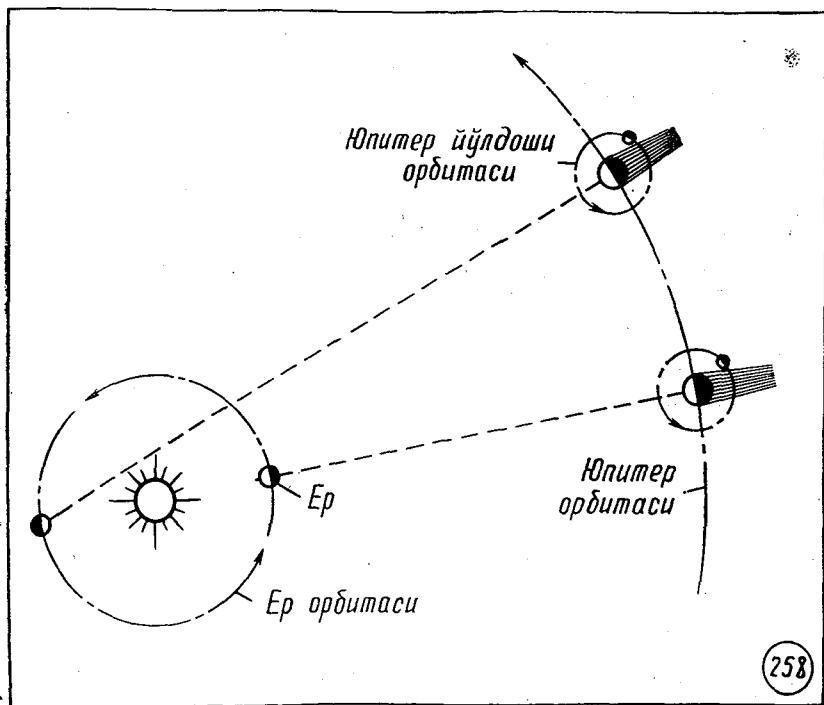
юбориш, кўзгудан қайтган ёруғликка мос келувчи вақтда секундомерни тўхтатиш мумкин. Ўлчанган  $t$  вақтга ва ёруғлик ўтган  $2l$  масофага кўра ёруғликнинг *с* тезлиги то-пилади:

$$c = \frac{2l}{t}.$$

Бироқ бундай тажрибаларни амалга оширишга уринишлар муваффақиятсиз тугарди, кўзгугача бўлган масофа бир неча километр бўлганда ҳам ёруғликнинг кечикишини сезиб бўлмади.

Ёруғлик тезлиги биринчи марта тажрибада астрономик метод билан аниқланди. 1676 йилда даниялик олим Олаф Ремер (1644—1710) Ер билан

Юпитер планетаси орасидаги масофани ўлчашда уларнинг Қуёш атрофида айланishi туфайли Юпитернинг йўлдошининг унинг соҳасидан чиқиши даврийлиги ўзгаради (258-расм). Ер Юпитерга нисбатан Қуёшнинг бошқа томонида бўлганда Ио йўлдоши Юпитер орқасидан ҳисобларга қараганда 22 мин кеч пайдо бўлади. Бироқ йўлдошлар планеталар атрофида бир текис айланади. Демак, бу кечикиш кўринмадир. Юпитер йўлдоши пайдо бўлишининг кўринма кечикишининг сабабини Ремер Ер билан Юпитер орасидаги масофа ортганда ёруғликнинг тарқалиш тезлиги чекли эканлиги билан тушутириди. Ер ўз орбитасининг қарама-қарши



258

томонига ўтганда Ер билан Юпитер орасидаги масофа ер орбитаси диаметри қадар орталы, яъни 300 млн. км<sup>2</sup> ортади. Бу масофани кечикишининг кўринма вақтига бўлиб, Ремер ёруғлик тезлиги 200000 км/сдан ортиқ эканини топди.

Янада аниқ ҳисоблашлар ёруғлик тезлиги 299792 км/с ёки таҳминан 300000 км/с эканини кўрсатди.

**Ёруғликнинг электромагнит табиати:** Ёруғликнинг тўлқин назарияси учун энг қийин масалалардан бири ёруғлик тўлқинлари тарқалишида нима тебранади, улар қандай муҳитда тарқалади деган масала эди.

Ёруғликнинг табиати ва унинг тарқалиш механизми ҳақидаги саволга Максвелл гипотезаси жавоб берди. Ёруғликнинг вакуумдаги тезлигининг тажрибада ўлчанган қийматининг электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги қийматига мос тушиши асосида Максвелл ёруғлик—электромагнит тўлқинлар деган фарзни айтди. Бу фарз кўпгина экспериментал далиллар асосида тасдиқланди. Ёруғликнинг электромагнит назарияси тасаввурлари ёргулек-

нинг қайтиш ва синиш қонунларининг, ёруғлик интерференцияси, дифракцияси ва қутбланиши ҳодисаларининг экспериментал кашф этилиши билан тўла мос келади.

**Корпускуляр-тўлқин дуализми.** Фотоэффект қонунларини, ёруғликнинг модда билан таъсирилашув ҳодисаларини ёруғликнинг электромагнит назарияси тушунириб бера олмайди. XX асрда физикада ёруғлик хоссаларининг корпускуляр-тўлқин дуализми ҳақида тасаввур мустаҳкамланаб қолди.

Ёруғлик бир хил тажрибаларда тўлқин хоссаларга, бошқаларида эса корпускуляр хоссаларга эга бўлиш факти, ёруғликнинг табиати бизга атрофдаги таниш жисмлар табиатига қараганда анча мураккаб эканини билдиради. Ёруғлик қичик бўронларга ўхшаб, заррачалар тўпламидан иборат эмас, уни товуш тўлқинлари ёки сув сиртидаги тўлқинларга ўхшаш деб тасаввур қилиш ҳам мумкин эмас.

Истаган ёруғлик ҳодисаларида улар чукур ўрганилганда ёруғликнинг корпускуляр ва тўлқин хоссалари узвий боғлиқ экани намоён бўлади.

## 77. ЁРУҒЛИКНИНГ ҚАЙТИШИ ВА СИНИШИ

**Ёруғликнинг қайтиши.** Кузатишларнинг кўрсатишича, бир муҳитда ёруғлик тўғри чизиқли тарқалади. Ёруғликнинг тарқалиш йўналишини кўрсатувчи тўғри чизиқ ёруғлик нури дейилади.

Икки муҳитнинг бўлиниши

чегарасида ёруғлик қисман қайтиши ва биринчи муҳитда янгича йўналиш бўйича тарқалиши, шунингдек, бўлиниш чегарасидан қисман ўтиши ва иккинчи муҳитда тарқалиши мумкин.

Ёруғлик истаган буюмдан

күпроқ ёки камроқ қайтади, шунинг учун биз ҳамма ёрити лған жисмларни күрамиз.

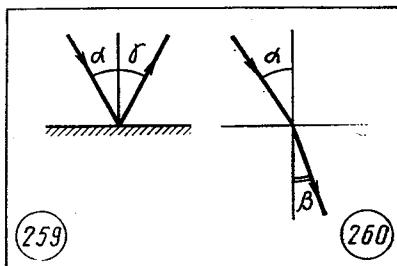
**Қайтиш қонуни.** Кузатишларнинг кўрсатишича, ёргулук қайтганда *доимо қайтиш қонуни* бажарилади: тушувчи нур, қайтган нур ва икки мұхитнинг бўлиниш чегарасида нурнинг тушиш нуқтасидан чиқарилган перпендикуляр битта текисликда ётади: ү қайтиш бурчаги *а* тушиш бурчагига тенг (259-расм).

Бу қонун истаган табиатдаги тўлқинларнинг қайтиш қонуни билан мос тушади ва Гюйгенс принципининг натижаси сифатида ҳосил қилинishi мумкин. Қайтиш қонуни ёруғликнинг корпускуляр назарияси билан ҳам муваффақиятли тушунтирилиши мумкин. Ҳақиқатан, эластик коптоқ полга урилганла ҳам қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг бўлади, шунинг учун ёруғликни икки мұхитнинг бўлиниш чегараси билан эластик урилувчи заррачалар оқими сифатида тасаввур қилиш мумкин. Бироқ ёу гипотеза нима учун ёруғлик қаттиқ шиша ёки ҳатто олмос сиртидан деярли қайтмаслини, лекин жуда юпқа кумуш плёнка ан ёки суюқ симобдан тўла қайтишини тушунтира олмай и. Ёруғликнинг электромагнит назарияси бу фактларни изоҳлайди. Шиша ва олмос-диэлектриклар, диэлектриклар эса электромагнит тўлқинлар учун шаффоффир, яъни уларни ўтказади. Шиша сиртига суртилган юпқа кумуш қатлами ёки бошқа металл қатлами бу сиртни электромагнит тўлқинлар учун ношаффофф қиласи. Ту-

шувчи электромагнит тўлқин ўтказувчи қатламда эркин электронларнинг электромагнит тўлқинларни электр майдон кучланганлиги векторининг тебранишлари частотасига тенг частотали мажбурий тебрабанишларини уйғотади. Электронларнинг бу тебранишлари қайтувчи электромагнит тўлқинни вужудга келтиради. Шундай қилиб, кўзгунинг унга тушаётган ёруғликни қайтариши хусусияти шу тарзда тушунтирилади.

**Ёруғликнинг синиши.** Ёруғликнинг тўлқин назарияси ёруғликнинг синиши ҳодисасини ҳам тушунтириб берди. Кузатишларнинг кўрсатишича, ёруғлик бир мұхитдан бошқасига ўтганда ёруғликнинг тарқалиш йўналиши ўзгариши — *ёруғлик синиши* мумкин.

XVIII асрда ёруғликнинг синиши қонуни экспериментал аниқланган эди: тушувчи нур, синган нур ва икки мұхит чегарасига нурнинг тушиш нуқтасидан ўтказилган перпендикуляр бир текисликда ётади; тушиш бурчаги синусининг синиши бурчаги синусига нисбати берилган икки мұхит учун ўзгармас катталидир,



Тушиш бурчагини  $\alpha$ , синиш бурчагини  $\beta$  билан белгилаймиз (260-расм), у ҳолда ёруғликнинг синиш қонуни бундай ифодаланади:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (77.1)$$

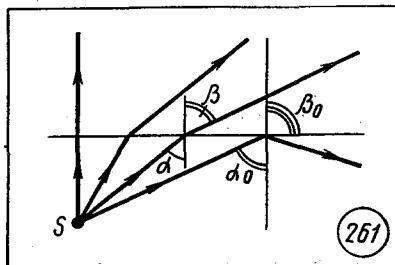
бунда  $n$  — берилган иккала мұхит учун ўзгармас катталик бўлиб, иккинчи мұхитнинг биринчи мұхитга нисбатан **нисбий синдириш кўрсаткичи** дейилади.

Ёруғликни синишининг экспериментал ўрнатилган қонуни Гюйгенс принципи асосида тушунтирилади. Тўлқин тасаввурларга мувофиқ синиш тўлқинларнинг бир мұхитдан бошқасига ўтишида тарқалиш тезлигининг ўзгариши натижасидир, синдириш кўрсаткичининг физик маъноси эса — бу биринчи мұхитда тўлқинларнинг тарқалиши  $v_1$  тезлигининг уларнинг иккинчи мұхитда тарқалишига  $v_2$  тезлигига нисбатидир:

$$n = \frac{v_1}{v_2}. \quad (77.2)$$

Мұхитнинг вакуумга нисбатан  $n$  синдириш кўрсаткичи шу мұхитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади:

$$n = \frac{c}{v}, \quad (77.3)$$



261

бунда  $c$  — ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги,  $v$  — ёруғликнинг берилган мұхитдаги тезлиги. Ҳамма моддаларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари бирдан катта. Бу ёруғликнинг истаган моддада тарқалиш тезлиги ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигидан кичик демакдир.

Абсолют синдириш кўрсаткичлари  $n_1$  ва  $n_2$  бўлган икки мұхит учун  $n$  нисбий абсолют синдириш кўрсаткичининг биринчи мұхит абсолют синдириш кўрсаткичига нисбатига теңг. Ҳақиқатан ҳам,  $n_1 = \frac{c}{v_1}$ ,  $n_2 = \frac{c}{v_2}$ ,  $n = \frac{v_1}{v_2}$  бўлгани учун

$$n = \frac{n_2}{n_1}. \quad (77.4)$$

Икки мұхитдан абсолют синдириш кўрсаткичи кичик бўлган мұхит оптик зичлиги кичик мұхит дейилади. Агар ёруғлик оптик зичлиги кичик мұхитдан оптик зичлиги катта мұхитга ўтса,  $\beta$  синиш бурчаги  $\alpha$  тушиш бурчагидан кичик бўлади.

Оптик зичлиги каттароқ бўлган мұхитдан оптик зичлиги кичикроқ мұхитга ўтганда  $\beta$  синиш бурчаги  $\alpha$  тушиш бурчагидан кичик бўлади.

Оптик зичлиги катта мұхитдан оптик зичлиги кичикроқ мұхитга ўтганда  $\beta$  синиш бурчаги  $\alpha$  тушиш бурчагидан катта бўлади (261-расм).

**Тўлиқ қайтиш.** Ёруғликнинг қайтиш ҳодисасини кузатишда синиш билан бир вақтда икки мұхит чегарасидан ёруғликнинг қайтишини ҳам сезиш мүмкун: тушиш бурчаги срттирилганда қайт-

ган нур интенсивлиги ортади. Ёруғлик оптик зичлиги катта мұхитдан оптик зичлиги кичик мұхитта ўтганда, масалан, шишадан ҳавога ўтганда, түшиш бурчагини доим орттириб турилганда, шундай  $\alpha_0$  қийматтаға эришиш мүмкінкі, бунда синиш бурчаги  $\theta_0 = 90^\circ$  га тенг бўлиши керак (261-расмга қаранг). Бунда қуидаги тенглик бажарилади:

$$\alpha_0 = \arcsin \frac{1}{n}.$$

## 78. ЁРУҒЛИКНИНГ ТҮЛҚИН ХОССАЛАРИ

**Ёруғлик интерференцияси.** Ёруғликинг түлқин хоссалари интерференция ва дифракция ҳодисаларида янада яққолроқ намоён бўлади. Совун эритмаси ва мой рангиз бўлишига қарамай, совун пулфакларининг ва сувдаги юпқа мой доғларининг рангдор бўлиб кўриниши ёруғликинг интерференцияси натижасидир. Ёруғлик түлқинлари юпқа парда сиртидан қисман қайтади, қисман унинг ичига киради. Парданинг иккичи чегарасида түлқинлар қисман қайтади (262-расм). Юпқа парданинг иккита сиртидан қайтган ёруғлик түлқинлари бир йўналишда тарқалади, лекин турлича йўл босиб ўтади. Юриш йўлини фарқи түлқин узунлигининг бутун сонига каррали бўлганда,

$$\Delta l = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (78.1)$$

интерференцион максимум кузатилади.

$\Delta l$  фарқи ярим түлқинлар-

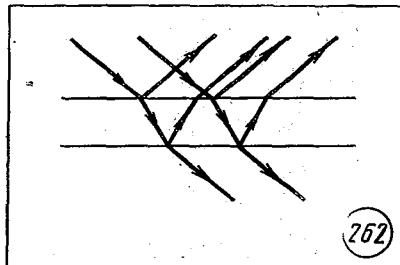
Тушиш бурчаги шундай қийматга етганда синган нурнинг интенсивдиги нолга тенг бўлишини тажриба кўрсатади, бунда иккى мұхит чегарасига тушувчи ёруғлик ундан тўлиқ қайтади.

Ёруғлик тўлиқ қайтадиган  $\alpha_0$  тушиш бурчаги тўлиқ қайтишнинг чегаравий бурчаги дейилади.  $\alpha_0$  бурчакдан катта ва унга тенг бўлган ҳамма тушиш бурчакларида ёруғлик тўлиқ қайтади.

нингтоқ сонига тенг бўлганда:

$$\Delta l = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (78.2)$$

интерференцион минимум кузатилади. Ёрглик түлқинининг битта узуилиги учун максимум шарти бажарилганда, у бошқа түлқин узунликлари учун бажарилмайди. Шунинг учун оқ ёруғлик билан ёритилётган юпқа рангиз шаффоф парда бўлгандек кўринади. Парданинг қалинлиги ёки ёруғлик түлқинларининг тушиш бурчаги ўзгарганда юриш йўлини фарқи ўзгаради ва максимум шарти бошқа түлқин узунликдаги ёруғлик учун бажарилади



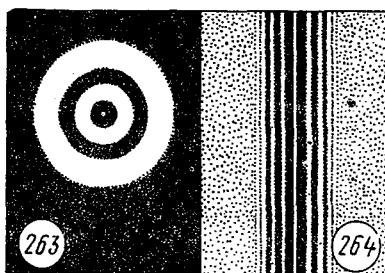
Юпқа пардаларда интерференция ҳодисаси сиртларга ишлов бериш сифатини, оптиканынг равшанланишини текшириш учун құлланилади.

**Ёруғлик дифракцияси.** Ёруғлик кичкина думалоқ тешикдан үтгандан экранда марказий ёруғ дөң атрофига навбатлашиб келувчи қора ва оқ ҳалқалар кузатилади (263-расм). Агар ёруғлик тор тирқишидан үтса, 264-расмда келтирилган манзара ҳосил бўлаи.

Гўсиқнинг четидан ўтишда ёруғлик тарқалишининг тўғри чизиқли йўналишидан оғиш ҳодисаси ёруғлик дифракцияси дейилади.

Геометрик соя соҳасида навбатлашиб келувчи қора ва оқ ҳалқаларнинг ёки чизиқларнинг пайдо бўлишини француз физиги Френель бундай тушунтириди: дифракция натижасида тешикнинг турли нуқталаридан экрандаги бир нуқтага келган ёруғлик тўлқинлари ўзаро интерференциялади

**Дифракцион панжара.** Ёруғлик дифракцияси спектрал асбобларда фойдаланилади. Кўпгина спектрал асбобларнинг асосий элементларидан бири *дифракцион панжара*.



ра ҳисобланади. Одатда қайтарувчи панжарадан фойдаланилади, аммо биз бир-биридан бир хил а масофада жойлашган, устига параллел ношаффофф йўллар системаси ўтказилган шаффофф пластинкадан иборат панжаранинг ишлаш принципини қараб чиқамиз.

Панжарага тўлқин фронти ясси бўлган монохроматик тўлқин тушаётган бўлсин. Дифракция натижасида ёруғлик ҳар бир тешикдан фақат дастлабки йўналишида тарқалмай, балки бошқа ҳамма йўналиш бўйича ҳам тарқалади.

Агар панжара орқасига йиғувчи линза қўйилса, у ҳолда фокал текисликдағи экранда ҳамма тирқишлиардан чиққан параллел нурлар битта чизиқка тўпланади (265-расм). Иккни кўшни тирқиши четларидан келаётган параллел нурлар

$$\Delta l = d \sin \phi \quad (78.3)$$

юриш фарқига эга, бунда  $d$  — қўшни тирқишлиарнинг тегишли четлари орасидаги масофа, у *панжаранинг даври* дейилади;  $\phi$  — ёруғлик нурларининг панжара текислигига ўтказилган перпендикулярдан оғиш бурчаги.  $\Delta l$  юриш фарқи тўлқин узунликларининг бутун сонига teng бўлганда

$$d \sin \phi = \lambda \quad (78.4)$$

( $\lambda$  — тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги) ёруғликнинг интерференцион максимуми кузатилади. Линза юриш фарқини киритмайди. (78.4) тенгламадан ёруғлик тўлқинининг ҳар бир узунлиги учун интерференцион максимум шарти ўзининг  $\phi$  дифракция бурчаги қийматида бажарилади. Нати-

жада оқ ёруғлик дастаси дифракцияси панжарадан ўтает-ганда спектрга ажралади.

Дифракция бурчаги қизил ранг учун энг катта қийматга эга, чунки қизил ёруғликнинг тўлқин узунлиги кўринадиган ёруғлик соҳасида қолганлариникидан катта.  $\varphi$  дифракция бурчаги бинафша ёруғлик учун энг кичик қийматга эга.

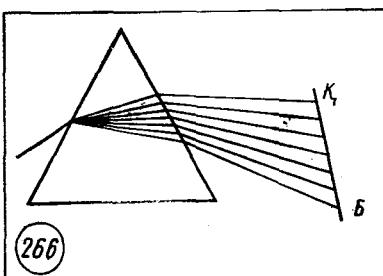
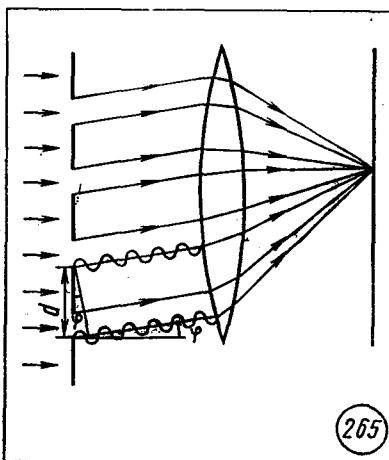
**Ёруғликнинг қутбланиши.** Тажрибанинг кўрсатишича, баъзи шаффофф кристаллардан, масалан, исланд шпатидан ўтувчи ёруғлик дастасининг интенсивлиги икки кристаллнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ. Кристаллар бир хил ориентацияланганда (жойлашганда) ёруғлик иккинчи кристаллдан кучсизланмасдан ўтади. Агар иккинчи кристаллни дастлабки вазиятидан  $90^\circ$  га бурсак, у ҳолда ёруғлик у орқали ўтмайди

Агар ёруғлик кўндаланг тўлқинлардан иборат деб қабул қилсан, бу ҳодиса тушунарли бўлади. Биринчи кристалдан ўтганда ёруғлик қутбланиди, яъни кристалл электр майдон кучланганлиги  $\vec{E}$  вектори тебранишлари битта текисликда содир бўладиган тўлқинларнигина ўтказади. Бу текислик қутбланиши текислиги дейилади. Агар тебранишларни иккинчи кристалл ўтказадиган текислик қутбланиш текислиги билан мос тушса (устма-уст тушса), қутбланган ёруғлик иккинчи кристалл орқали кучсизланмасдан ўтади. Кристалл  $90^\circ$  га бурилганда қутбланган ёруғлик кристаллдан ўтмайди

**Ёруғликнинг қутбланиши**

ҳодисаси ёруғликнинг тўлқин табиатини ва ёруғлик тўлқинларининг кўндаланглигини исботлайди.

**Ёруғликнинг дисперсияси.** Туташ спектр. Оқ нурнинг ингичка параллел дастаси шиша призмадан ўтганда турли рангдаги ёруғлик дасталарига ажралади (266-расм). Экрандаги рангли чизиқни *туташ спектр* дейилади. Ёруғлик тезлигининг тўлқин узунлигига (ёки частотасига) боғлиқлиги ҳодисаси *ёруғлик дисперсияси* дейилади. Қизитилган қаттиқ ва суюқ жисмлар нурлаётган ёруғлик ажралганда туташ спектр кузатилади. Ёруғ-



лик дисперсиясини И. Ньютон кашф этди.

Оқ ёруғликтин ажралиши бундай изоҳланади: оқ ёруғлик турли тўлқин узунликдаги электромагнит тўлқинлардан иборат ва ёруғликтин синдириш кўрсаткичи унинг тўлқин узунлиги энг қисқа бўлган ёруғлик — бинафша ёруғлик учун энг катта қийматга эга. Тўлқин узунлиги энг узун ёруғлик — қизил ёруғликтин синдириш кўрсаткичи энг кичик бўлади. Ёруғликтин абсолют синдириш кўрсаткичи

ёруғликтин вакуумдаги с тезлигининг муҳитдаги  $v$  тезлигига нисбати билан аниқланади:

$$n = \frac{c}{v}$$

Ёруғликтин вакуумдаги тезлиги тўлқин узунлиги истаганча бўлган ёруғлик учун бир хил бўлишини тажрибалар кўрсатди. Бундан ёруғликтин шиша призмада ажралиши муҳитда ёруғликтин тарқалиш тезлиги ёруғлик тўлқини узунлиги боғлиқлиги сабабли экани келиб чиқади.

## 79. ОПТИК АСБОЛЛАР

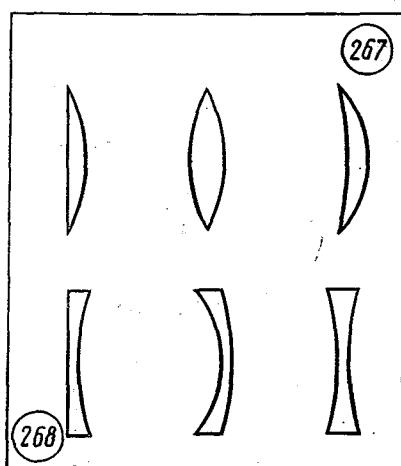
**Линзада нурларният йўли.** Икки сферик сирт билан чегараланган шаффофф жисм линза дейилади. Одатда линзалар шишадан тайёрланади.

Қалинлиги линзани чегараловчи сферик сиртларнинг радиусидан анча кичик бўлган линза ингичка линза дейилади. Ўртаси четларига нисбатан

қалинроқ бўлган линза қавариқ линза дейилади (267-расм). Четлари ўртасига нисбатан қалин линза ботиқ линза дейилади (268-расм). Линзанинг сферик сиртларининг  $O_1$  ва  $O_2$  марказлари орқали ўтувчи тўғри чизик линзанинг бош оптик ўқи дейилади.

Агар линзанинг қалинлиги ҳисобга олиб бўлмайдиган дарражада кичик бўлса, у ҳолда бош оптик ўқ линза билан бир нуқтада кесишади, деб ҳисоблаш мумкин. Бош оптик ўқининг линза билан кесишган  $O$  нуқтаси линзанинг оптик маркази дейилади.

Тажрибанинг кўрсатишича, бош оптик ўқ бўйича кетувчи ёруғлик линзадан тарқалиш йўналишини ўзgartирмай ўтади. Қавариқ линзанинг бош оптик ўқига параллел ҳамма нурлар ҳавода ёки вакуумда линзадан ўтгандан сўнг ўқса томон оғади ва бош оптик ўқдаги битта  $F$  нуқта орқали ўтади (269-расм). Шунинг



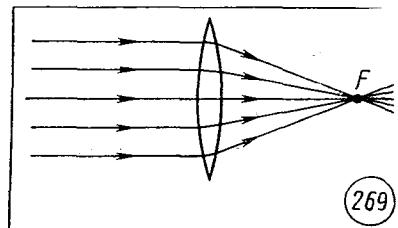
учун қавариқ линзалар *йиғувчи линзалар* дейилади.  $F$  нүктә линзанинг бош фокуси дейилади. Линзанинг бош фокусидан ўтиб, бош оптик ўққа перпендикуляр бўлган текислик фокал текислик дейилади.

Бир жинсли муҳитда линзанинг икки бош фокуси унинг оптик марказидан бир хил масофа жойлашган бўлади. Линзанинг оптик марказидан бош фокусгача бўлган масофа линзанинг  $F$  фокус масофиаси дейилади. Линзанинг бош фокусларидан бири орқали ўтувчи ҳамма нурлар линзадан бош оптик ўққа параллел ҳолда чиқади (270-расм). Линзанинг оптик маркази орқали ўтувчи ва бош оптик ўқ билан устма-уст тушмайдиган истаган тўғри чизиқ ёндош оптик ўқ дейилади. Йиғувчи линзанинг ёндош оптик ўқига параллел бўлган ёруғлик нурлари ёндош оптик ўқ билан фокал текислик кесишган нүкта орқали ўтади (271-расм).

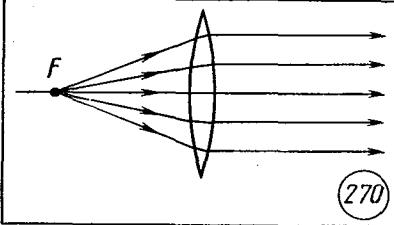
Ҳавода ёки вакуумда ботиқ линзанинг бош оптик ўқига параллел ҳамма нурлар оптик ўқдан оғади, шунинг учун ботиқ линзалар *соҷувчи линзалар* дейилади. Нурларни қарама-қарши томонга давом эттирасак, улар линза олдидаги бош оптик ўқдаги битта  $F$  нүкта учрашади (272-расм). Бу нүкта соҷувчи линзанинг бош фокуси дейилади. Соҷувчи линзанинг бош фокуси мавҳимdir, чунки аслида ёруғлик нурлари унда йигилмайди.

**Юпқа линзаларда тасвир ясаш.** Оптик асбобларда фойдаланилайдиган линзаларнинг асосий хоссаси шундан ибо-

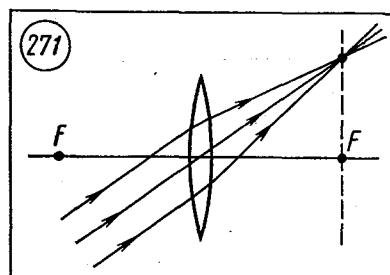
ратки, бунда линза олдидаги битта  $A$  нүктадан чиқувчи ҳамма нурлар линза орқасидаги бошқа бир  $A_1$  нүктада йиғилади (273-расм) ёки линза олдидаги  $A_2$  нүктадан чиқётгандек кўринади (274-расм). Биринчи ҳолда  $A$  нүкта тасвири *ҳақиқий*, иккинчи ҳол-



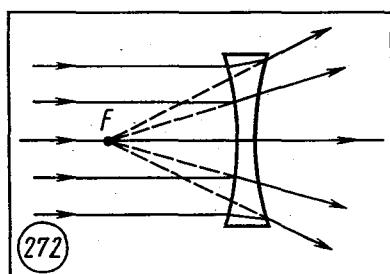
(270)



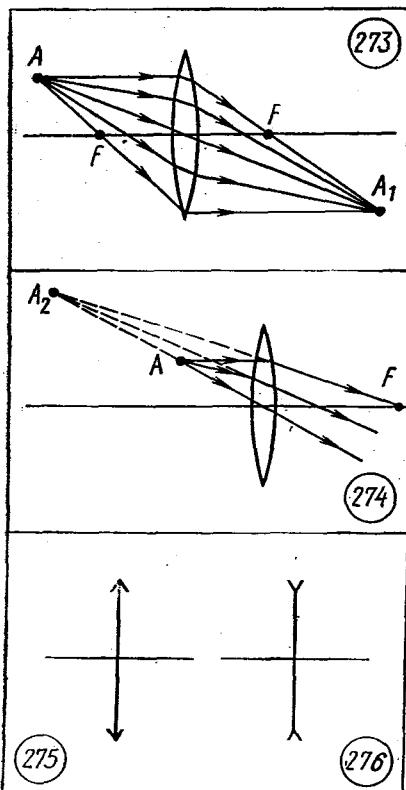
(271)



(271)



(272)



да эса *мавхум тасвир* дейилади.

Ёруғлик нурларининг қайтувчанлик хоссаси ажойиб хоссадир: истаган оптик системадан чиқаётган нурга қарши йўналтирилган нур бу оптик системадан биринчи нурнинг тўғри йўналиш бўйича ўтган йўлдан тескари йўналиша утади.

Линзанинг оптик маркази орқали ёки унинг фокуслари орқали ўтувчи нурларнинг, шунингдек, бош оптик ўққа параллел ёки унинг ёндош ўқларидан бирига параллел нурларнинг хоссасидан фойдаланиб, йиғувчи ёки сочувчи лин-

за ёрдамида ҳосил қилинадиган истаган буюмнинг тасвирини ясаш мумкин. Йиғувчи линзанинг шартли тасвири 275-расмда сочувчи линзанини эса 276-расмда тасвирланган.

**Линза формуласи.** Йиғувчи линзадан тасвиргача бўлган  $l$  масофа буюмдан линзагача бўлган  $d$  масофага ва линзанинг  $F$  фокус масофасига боғлиқ. Бу боғланишини математик жиҳатдан ифодалаймиз. Нурларнинг йўли 277-расмда тасвирланган. Учбурчакларнинг ўхшашлигидан (бир хил штрихланган).

$$\frac{h}{H} = \frac{d - F}{F} \text{ ва } \frac{h}{H} = \frac{F}{f - F}$$

келиб чиқади. Бу икки тенгламадан

$$\frac{d - F}{F} = \frac{F}{f - F} \text{ ва } df = dF + Ff$$

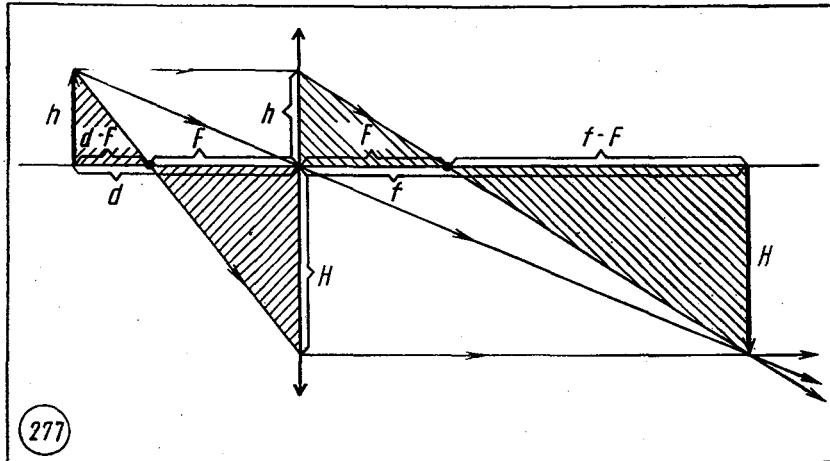
га эга бўламиз. Буни  $dfF$  кўпайтмага бўлиб,

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d} \quad (79.1)$$

тенгламани ҳосил қиласиз. Бу тенглама **линза формуласи** дейилади.

Буюм линзага нисбатан истаганча жойланганда тасвиргача бўлган масофани топиш учун линза формуласидан фойдаланилади.

Агар ҳисоблашда  $f$  масофанинг қиймати манфий чиқса, бу буюмнинг тасвири мавхум ва буюм линзанинг қайси томонида бўлса, тасвир ҳам шу томонида бўлишини билдиради. Сочувчи линза учун ҳисоблашларда фокус масофанинг қийматини „минус“ ишора билан олиш керак ва бу-



(277)

юмнинг тасвири мавҳум бўлгани учун тасвиргача бўлган  $f$  масофа доим „минус“ ишорали бўлиши керак.

**Линзанинг оптик кучи.**  $F$  фокус масофага тескари бўлган катталиқ линзанинг  $D$  оптик кучи дейилади:

$$D = \frac{1}{F}. \quad (79.2)$$

Оптик куч *диоптрия* (дптр) билан ифодаланади. Фокус масофаси 1 м бўлган линза 1 дптр оптик кучга эга бўлади. Йиғувчи линзанинг оптик кучи мусбат, сочувчи линзанинг оптик кучи манфий.

**Чизиқли катталаштириш.** Буюмнинг линзага нисбатан жойланишига боғлиқ ҳолда тасвирнинг чизиқли ўлчамлари ўзгариб туради. Тасвирнинг  $H$  чизиқли ўлчамларининг буюмнинг  $h$  чизиқли ўлчамларига нисбати  $\Gamma$  чизиқли катталаштириш дейилади:

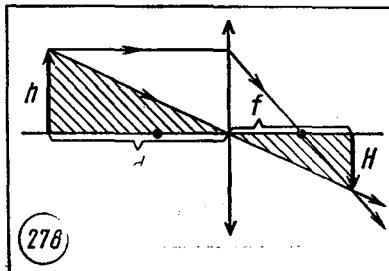
$$\Gamma = \frac{H}{h}. \quad (79.3)$$

278-расмда штрихланган учбурчакларнинг ўхшашлигидан қўйилаги келиб чиқади:

$$\frac{H}{h} = \frac{f}{d} \text{ ва } \Gamma = \frac{f}{d}. \quad (79.4)$$

(79.1) ва (79.4) формуладардан ёки нурларнинг йўлини ясаш билан йиғувчи линза учун  $d > 2F$  шарт бажарилганда ҳақиқий тасвир кичиклашган ҳолда ( $\Gamma < 1$ ) ҳосил бўлишини аниқлаш мумкин.  $d = 2F$  бўлганда ҳақиқий тасвирнинг чизиқли ўлчамлари буюмнинг ўлчамига ( $\Gamma = 1$ ) тенг бўлади.  $F < d < 2F$  бўлганда тасвир ҳақиқий, катталашган ( $\Gamma > 1$ ) бўлади.

Буюм линзанинг маркази



(278)

билинг фокуси орасига ( $d < F$ ) жойлаштирилганда катталашган, мавҳум тасвир ҳосил бўлади.

**Фотоаппарат** Буюм икки фокус масофасидан ортиқ масофага жойлаштирилганда линза унинг ҳақиқий кичиклаштирилган тасвирини беради. Линзанинг ана шу хоссисидан фотоаппаратларда фойдаланилади. Фотоаппаратларнинг асосий қисмлари одатда бир неча линзадан иборат объектив, ёруғлик кирмайдиган корпус, тасвиризлагич, диафрагма ва затвордир. Фотоаппаратнинг ёруғлик кирмайдиган корпусига ёруғлик таъсирига сезгир фотоплёнка жойлаштирилади. Фотоплёнкада фотоаппарат объективи фотосурат олинаётган буюмнинг ҳақиқий, кичиклаштирилган тасвирини ҳосил қиласи.

Фотоаппаратдан турли хил масофада жойлаштирилиши мумкин бўлган буюмнинг аниқ тасвирини ҳосил қилиш учун объектив фотоплёнкага нисбатан

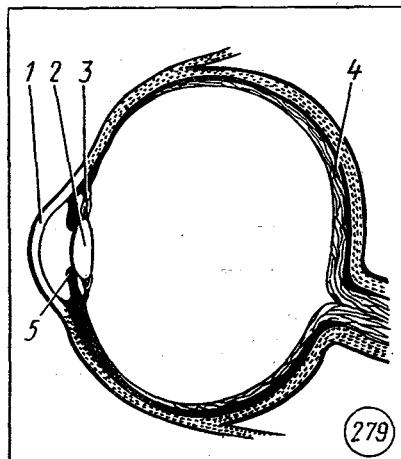
сурилади, тасвирнинг кескинлигига мослаш натижаси одатда тасвиризлагич орқали текширилади.

Ёритилганликка ва фотоплёнканинг сезгирлигига боғлиқ ҳолда ёруғликка объективдан фотоплёнкагача йўл затвор ёрдамида берилган вақт оралигига, одатда секунднинг юздан бир улушларига очилади. Ёруғлик оқими объектив орқасидаги диафрагмада ҳалқали тешик билан ҳам созланади, тешик диаметрини текис ўзгартириш мумкин.

**Кўз оптик система сифатида.** Одам кўзининг оптик системаси фотоаппаратнинг оптик системасига ўхшайди.

Кўзининг 4 тўрпардасида буюмларнинг тасвирини ясашда (279-расм) „мугуз парда-ҳаво“ 1 системасининг бўлиниш чегарасининг сферик сиртида ёруғлик синиши асосий аҳамиятга эга, 5 мугуз парда қобиғи орқасида жойлашган 2 гавҳарда ёруғлик қўшимча синади. Гавҳар икки ёқлама қавариқ линза шаклида бўлади. Гавҳарнинг эгрилик радиуси маҳсус 3 мускул таъсирида ўзгаради. Бу жараён *аккомодация* дейилади. Аккомодация йўли билан кўз оптик системасининг фокус масофаси ўзгаради ва тўрпардада буюмнинг аниқ тасвири ҳосил бўлади.

**Кўзойнак.** Агар кўзининг оптик системаси узоқдаги буюмларнинг тасвирини тўрпарда орқасида берса, у ҳолда бу одам узоқдан кўярарлик касалига дучор бўлади. Бу камчиликни тузатиш учун йиғувчи линзали кўзойнак қўлланилади (280-расм).



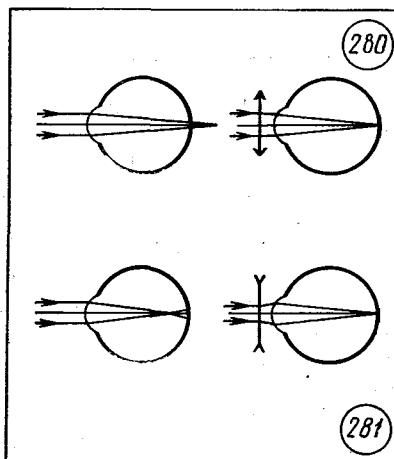
Кўз яқиндан кўрадаган бўлганда тасвир тўрпарда олдида ҳосил бўлади. Бу камчиликни тузатиш учун сочувчи линзали кўзойнакдан фойдаланилади (281-расм).

**Проекцион аппарат.** Буюмларнинг катталаштирилган тасвирларини ҳосил қилиш учун проекцион аппаратлардан фойдаланилади. Диапроектлар ҳаракатсиз тасвирларни ҳосил қилиш учун фойдаланилади, кинопроекторлар ёрдамида тасвирнинг тез алмашинувчи кадрлари ҳосил қилинади, бу тасвир одам кўзидаги ҳаракатланаётган тасвир каби тафаккур қилинади.

Проекцион аппаратда (282-расм) буюмнинг шаффофф плёнкада ёки шишадаги расми ёки фотосурати объективидан  $F < d < 2F$  шартни қаноатлантирувчи масофада жойлаштирилади. Плёнкани ёритиш учун электр лампа ёки электр ёйи I дан фойдаланилади (стационар киноаппаратда). Ёруғлик оқимини ёруғлик манбайидан

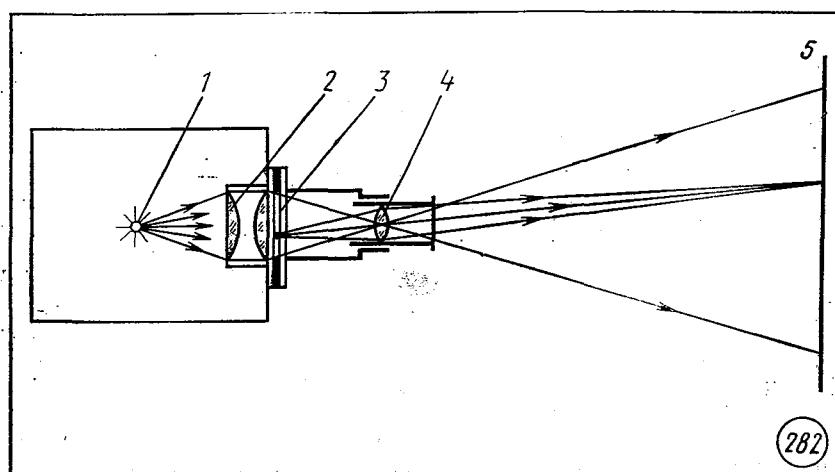
плёнкага тўплаб йўналтириш учун 2 конденсордан фойдаланилади. Конденсор ёруғлик манбайидан тарқалаётган ёруғлик оқимини 3 плёнка кадрида йиғувчи линзалар системасидан иборат. Равшан ёритилган плёнканинг тасвири диапроектор ёки кинопроекторнинг 4 объективи ёрдамида 5 экранда ҳосил қилинади.

**Лупа Фокус масофалари**

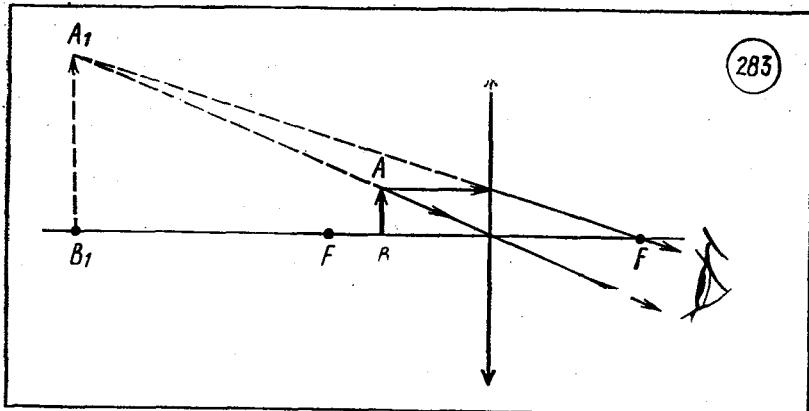


(280)

(281)



(282)



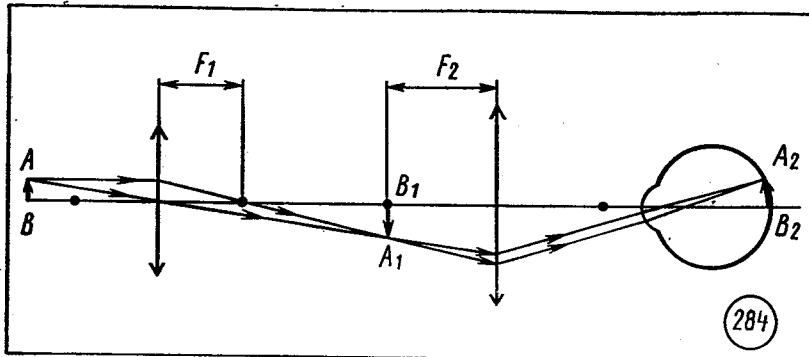
такминан 10 см дан кичик бўлган линзалар учун катта бўлмаган буюмларнинг катталаштирилган тасвиirlарини ҳосил қилиш учун қўлланилади. Бунинг учун буюм линза олдига фокус масофасидан бирор кичик масофага жойлаштирилади. Бунда буюмнинг битта нуқтасидан чиқувчи нурлар линза орқасида битта нуқтада тўпламайди, балки ундан сочилиувчи даста кўрининшида чиқади (283-расм). Сочилиувчи ёруғлик дастаси одам қўзига тушганда нурларнинг давоми кесишадиган битта нуқтадан чиқаётгандек туюлади. Бу  $A$ , нуқта  $A$  нуқтанинг мавҳум тасвири бўлади.  $A, B_1$  стрелка эса  $AB$  кесманинг мавҳум тасвири бўлади.

Буюмларнинг катталашган мавҳум тасвиirlарини ҳосил қилиشا фойдаланиладиган қисқа фокусли линза лупа деб аталади.

**Микроскоп.** Жуда йирик катталаштиришлар учун **микроскопдан** фойдаланилади. Микроскопда майда буюмларнинг катталаштирилган тасвири объектив ва окулярдан ибо-

рат оптик система ёрдамида ҳосил бўлади. Энг оддий микроскоп—бу иккита линзадан иборат системадир. Буюм объектив вазифасини бажарувчи линза олдига  $F_1 < d < 2F$ , шартни қаноатлантирувчи  $d$  масофага жойлаштирилади ва лупа сифатида фойдаланиладиган окуляр орқали кузатилиади (284-расм). Микроскоп ёрдамида ҳосил қилинадиган  $\Gamma$  катталаштириш объективининг  $\Gamma_1$  катталаштиришининг окулярнинг  $\Gamma_2$  катталаштиришига кўпайтмасига тенг.

**Спектроскоп.** Мураккаб ёруғликни ажратиш ва спектрларни кузатиш учун қўлланиладиган асбоб **спектроскоп** дейилади. Спектроскоп (285-расм) иккита трубадан  $I$  коллиматор ва кўриш трубаларидан (улар 2 таглика маҳкамланган) ҳамда қопқоқ остидаги 3 призмадан иборат. Коллиматор трубасининг учида тор ёруғлик дастаси ажралиши учун тирқиши бор, унинг иккинчи учида тарқалувчи ёруғлик дастасини параллел дастага айлантирувчи линза бор. Коллиматордан чиқаётган



284

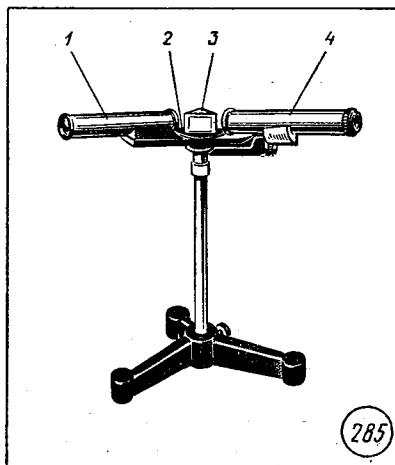
параллел еруғлик дастаси шиша призманинг ёғига тушади. Еруғликнинг синдириш кўрсаткичи унинг тўлқин узунлигига боғлиқ; шунинг учун тўлқин узунликлари турлича бўлган тўлқинлардан иборат еруғлик дастаси турли йўналишлар бўйича кетаётган турли рангдаги параллел дасталарга ажralади. Кўриш трубасининг линзаси параллел дасталарнинг ҳар бирини фокуслайди ва шундай қилиб, тирқишининг тасвирини беради (286-расм). Тирқишининг ранг-баранг тасвиirlари ранг-баранг полоса — спектр ҳосил қиласи.

Спектрни лупа сифатида фойдаланиладиган окуляр орқали кузатиш мумкин. Агар спектрнинг фотосуратини олиш керак бўлса, у ҳолда фотоплёнка ёки фотопластинкани спектрнинг ҳақиқий тасвири ҳосил бўладиган ўрнига жойлаштирилади. Спектрларнинг фотосуратини олувчи асбоб спектрограф дейилади.

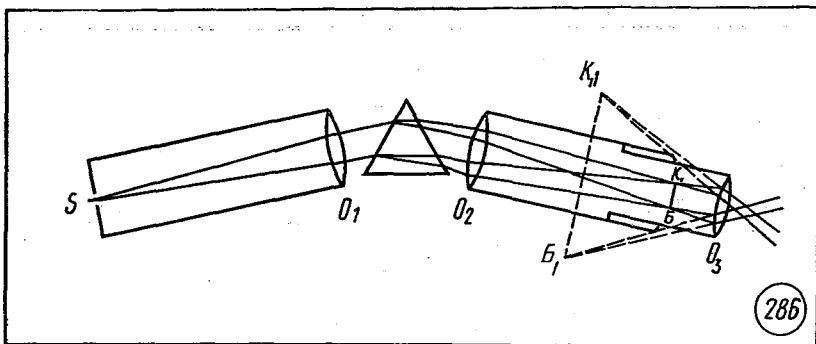
**Нурланишнинг чизиқли спектрлари.** Қизиган сийрак атомлар газлар чиқараётган еруғлик спектрларини кузатиш шуни кўрсатдики, газ ҳолати-

да иситилган модданинг спектри ҳар хил рангдаги тор чизиқлардан иборат. Бундай спектр нурланишнинг чизиқли спектри дейилади. Нурланишнинг чизиқли спектрини ҳосил қилиш учун текширилаётган моддани газсимон ҳолатга ўтказиш ва атомларни үйғотиш учун етарли бўлган юқори температурагача иситиш керак. Одатда бу мақсадда ёй разряд ёки учқун разряддан фойдаланилади.

Ҳар бир химиявий элементнинг чизиқли спектри бирор



285



бошқа химиявий элементнинг спектри билан бир хил бўлмайди.

**Чизиқли ютилиш спектрлари.** Агар оқ ёруғлик дастаси газсимон ҳолатдаги моддадан ўтса, спектроскопда ёруғлик дастасининг ажралишида нурланишнинг туташ спектрида қора чизиқлар кўринади. Бу чизиқлар *чизиқли ютилиш спектрлари* дейилади. Ютилиш спектри чизиқлари спектрнинг модда ёруғлик нурлраганда мазкур химиявий элемент нурланиш спектри чизиғи жойлашган жойларда бўлади.

**Спектрал анализ.** Модданинг чизиқли спектрини текшириш модда қандай химиявий элементлардан иборатлигини ва мазкур моддада ҳар бир элемент қандай миқдорда борлигини аниқлашга имкон беради.

Текширилаётган намунада элементнинг миқдорий таркиби бу элемент спектри айrim чизиқларининг интенсивлигини намунада миқдорий таркиби маълум бўлган бошқа химиявий элементнинг чизиқлари интенсивлигини таққослаш йўли билан аниқланади.

Модданинг сифатий ва миқдорий таркибини унинг спектрига кўра аниқлаш усули *спектрал анализ* дейилади.

Спектрал анализ руда на- муналарининг химиявий таркибини аниқлаш учун фойдали қазилмаларини қидиришда қўлланилади. Саноатда спектрал анализ хоссалари берилган материалларни ҳосил қилиш учун металларга киритиладиган қоришма ва қотишмаларнинг таркибини контрол қилишга имкон беради.

Спектрал анализнинг афзаликлари юқори сезгирилиги ва натижаларни олишнинг тезлигидадир. Спектрал анализ ёрдамида  $6 \cdot 10^{-7}$  г массали на- мунада массаси атиги  $10^{-8}$  г бўлган олтиннинг борлигини аниқлаш мумкин. Спектрал анализ методи билан пўлатнинг маркасини аниқлаш бир неча ўн секунд ичида бажарилиши мумкин.

Спектрал анализ ердан миллиардлаб ёруғлик йилига узоқлашган осмон жисмларининг химиявий таркибини аниқлашга имкон беради. Планета юлдузлар атмосферанинг, планеталараро фазодаги совуқ ғазнинг химиявий таркиби юти-

лиш спектрлари бўйича аниқланади.

Спектрларни ўрганиш натижасида Олимлар осмон жисмларининг фақат химиявий таркибини эмас, балки улар-

нинг температураларини ҳам аниқлай олдилар. Спектрал чизиқларнинг силжишига қараб, осмон жисми ҳаракатининг тезлигини аниқлаш мумкин.

## 80. ЭЛЕКТРОМАГНИТ НУРЛАНИШЛАРНИНГ СПЕКТРИ

Электромагнит нурланишларнинг хоссалари. Турлича тўлқин узунликдаги электромагнит нурланишларнинг бир бирдан фарқи жуда кўп, бироқ уларнинг ҳаммасининг радиотўлқинлардан тортиб тоғамма нурланишларигача физик табиати битта. Электромагнит нурланишларнинг ҳамма турлари кўп ёки оз даражада тўлқинларга хос бўлган интерференция, дифракция ва қутбланиш хоссаларини намоён қиласди. Шу билан бирга электромагнит нурланишнинг ҳамма турлари кўп ёки оз даражада квант хоссаларини намоён қиласди.

Барча электромагнит нурланишлар учун умумий нарса уларнинг вужудга келиш механизмидир: истаган тўлқин узунликдаги электромагнит тўлқинлар электр зарядларнинг тезлашган ҳаракатида ёки молекулалар, атомлар ёки атом ядроларининг бир квант ҳолатдан бошқасига ўтишида вужудга келиши мумкин. Электр зарядларининг гармоник тебранишлари зарядларнинг тебраниш частотасига тенг электромагнит нурланиш билан бирга бўлади.

**Радиотўлқинлар.**  $10^5$  дан  $10^2$  Гц гача частота билан юз берадиган тебранишларда электромагнит нурланишлар вужудга келади, уларнинг тўл-

кин узунлиги бир неча километрдан бир неча миллиметргача интервалда бўлади. Электромагнит нурланишлар шкаласининг бу қисми радиотўлқинлар диапазонига тегишили. Радиотўлқинлар радиоалоқа, телевидение, радиолокацияда қўлланилади.

**Инфрақизил нурланиш.** Тўлқин узунлиги 1—2 мм дан кичик, лекин  $8 \cdot 10^{-7}$  м дан катта бўлган, яъни радиотўлқинлар диапазони билан кўринадиган ёруғлик диапазони орасида ётувчи электромагнит нурланишлар инфрақизил нурланиш дейилади.

Спектрнинг қизил чети ташқарисидаги соҳасини 1800 йилда биринчи марта инглиз астрономи Вильям Гершелль (1738—1822) тажрибада текширган эди. Гершелль шарчаси қорайтирилган термометрни спектрнинг қизил чети ташқарисига жойлаштириди ва ҳароратни кўтарилишини пайқади. Термометр шарчаси кўзга кўринмайдиган нурланиш билан қизиган. Бу нурланиш инфрақизил нурлар деб аталди.

Ҳар қандай иситилган жисмлар инфрақизил нурланиш чиқаради. Печлар, сув билан иситиш батареялари, электр чўғланма лампалари инфрақизил нурланиш манбаидир.

Махсус асбоблар ёрдамида инфрақизил нурланишни кўри-

надиган нурга айлантириш ва тўла қоронгиликда исйигилган буюмларнинг тасвирини ҳосил қилиш мумкин. Йиғақизил нурланиш бўялган маҳсулотларни, биноларнинг деворларини, ёғочни қуритиш учун фойдаланилади.

**Кўринадиган ёруғлик.** Кўринадиган ёруғликка (ёки оддий ёруғликка) тўлқин узунлиги тахминан  $8 \cdot 10^{-7}$  дан  $4 \times 10^{-7}$  гача бўялган, қизилдан бинафшагача нурланишлар киради.

Электромагнит нурланишлар спектрининг бу қисмининг одам ҳаётидаги аҳамияти ниҳоятда катта, чунки атроф дунё ҳақидаги ҳамма маълумотларни одам кўриш ёрдамила олади.

Ёруғлик кўк ўсимликларнинг ривожланиши учун зарур шарт ҳисобланади ва демак, Ерда ҳаётнинг мавжуд бўлиши учун зарур шарт ҳисобланади.

**Ультрабинафша нурланиш.** 1801 йилда немис физиги Иоганн Риттер (1776 – 1810) спектрни текшириб, унинг бинафша чеги ташқарисида кўзга кўринмайдиган нурлар вужудга келтирган соҳа борлигини кашф этди. Бу нурлар баъзи химиявий бирикмаларга таъсири қиласди. Бу кўринмас нурлар таъсирида кумуш хлориди ажралади, рух сульфили кристаллари ва баъзи бошқа кристаллар шуълаланади.

Тўлқин узунлиги бинафша ёруғликнидек бўялган кўзга кўринмас электромагнит нурланиш **ультрабинафша нурланиш** дейилади. Ультрабинафша нурланишга тўлқин

узунликларининг  $4 \cdot 10^{-7}$  дан  $1 \cdot 10^{-8}$  м гача диапазонидаги электромагнит нурланишлар киради.

Ультрабинафша нурланиш касаллик тарқатувчи бактерияларни йўқ қилишга қодир, шунинг учун у медицинада кенг қўлланилади. Қуёш ёруғлиги таркибидаги ультрабинафша нурланиш одам терисининг қорайишига олиб келувчи биологик жараёнларни вужудга келтиради.

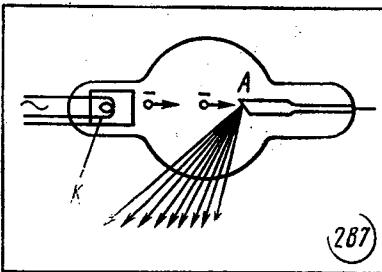
Медицинада ультрабинафша нурланиш манбаи сифатида газ разряд лампасидан фойдаланилади. Бундай лампаларнинг трубкалари ультрабинафша нурлар учун шаффофф бўялган кварцдан тайёрланади. Шунинг учун бу лампалар кварц лампалар дейилади.

**Рентген нурлари.** Агар вакуум трубкада электронлар чиқарувчи қизиган катод билан анод орасига бир неча ўн минг вольт ўзгармас кучланиш қўйилса, у ҳолда электронларни аввал электр майдон тарқатади, кейин анод моддасида унинг атомлари билан ўзаро таъсирилашиб натижасида кескин тормозланади. Моддада тез электронларнинг ички қобиқларда ўтишлари натижасида (287-расм) ультрабинафша тўлқин узунлигидан кичик узунликдаги электромагнит тўлқинлар вужудга келади. Бу нурланишни 1895 йилда немис физиги Вильгельм Рентген (1845 – 1923) кашф қиласди. Тўлқин узунликлари  $10^{-14}$  дан  $10^{-7}$  м гача диапазонидаги электромагнит нурланишлар **рентген нурлари** дейилади.

Рентген нурлари күзга күримайды. Улар күринадиган нур учун шаффоф бўлмаган модданинг жуда катта қатламларидан деярли ютилмасдан ўтади. Рентген нурларини уларнинг баъзи кристалларнинг маълум шуълаланишини вужудга келтириш ва фотоплёнкага таъсир қилиш қобилиятига кўра сезиш мумкин.

Рентген нурларининг қалин модда қатламларидан ўта олиш қобилиятидан одамнинг ички аъзоларининг касалликларини билиш учун фойдаланилади. Техникада рентген нурлари урли буюмларнинг ички структурасини, пайванд чокларини текширишда қўлланилади. Рентген нурланиши кучли биологик таъсир кучига эга ва баъзи касалликларни даволашда фойдаланилади.

**Гамма-нурланиш.** Ўйғонган атом ядролари чиқаралиган ва элементар заррачаларнинг узаро таъсирида вужудга келади ан электромагнит нурланиш **гамма-нурланиш** дейилади.



287

Гамма-нурланиш энг қисқа тўлқинли электромагнит нурланишdir ( $\lambda \ll 10^{-10}$  м). Унинг хусусияти аниқ ифодаланган корпускуляр хоссасидир. Шунинг учун гамма-нурланишни одатла заррачалар оқими — гамма квантлар сифатида қаралади. Тўлқин узунликлари  $10^{-10}$  дан  $10^{-14}$  м гача бўлган соҳаларда рентген ва гамма нурланишлар диапазонлари бир-бирига кириб кетади, бу соҳада рентген ва гамма квантлар ўз табиатига кўра айнандир ҳамда фақат келиб чиқишига кўра фарқ қиласди.

## 81. НИСБИЙЛИК НАЗАРИЯСИ

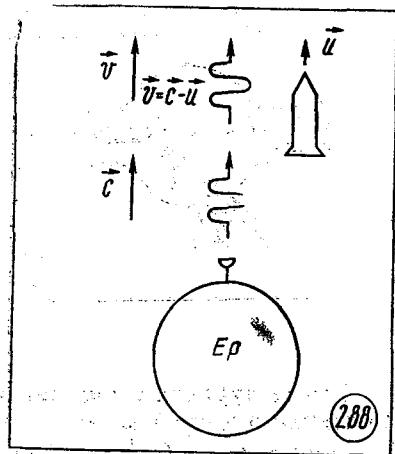
**Эйнштейннинг нисбийлик принципи.** Галилей замонидәёқ истаган инерциал саноқ системаларида ҳамма механик ҳодисалар бир хил бошлангич шароитларда бир хил бўлиши аниқланган эди. Бу тасдик Галилейнинг **нисбийлик принципи** дейилади. Бироқ нисбийлик принципи электромагнит ҳодисалар учун ҳам ўринлими кан? Бу саволга жавоб жуда ҳам аниқ эмас.

Бундай мисол қараб чиқамиз. Фараз қиласлилар, Ердан

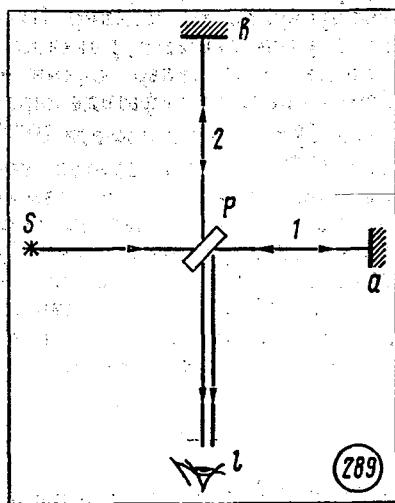
## ЭЛЕМЕНТЛАРИ

и тезлик билан космик фазода космик кема ҳаракатланаётган бўлсин. Ерда жойлашган манбадан ёруғлик космонавтларга нисбатан қандай тезлик билан тарқалади? „Ер“ саноқ системасида ёруғлик тезлиги 0 га тенг, лекин Ер-

дан и тезлик билан узоқлашашётган „кема“ саноқ системасида ёруғлик тезлиги тезликларни қўшишнинг классик қонунига кўра  $v = c - u$  га тенг бўлиши керак (288-расм).



288



289

Ёруғликтинг вакуумда тарқалиш тезлиги саноқ системасини танлашга боғлиқ экани келиб чиқади. Бу ёруғликтинг вакуумда тарқалиши каби бундай ҳодиса турли инерциал саноқ системаларида бир хил бўлмайди, яъни нисбийлик принципини электродинамик ҳодисалар учун қўлланиб бўлмайди.

Ёруғлик тезлиги ҳақиқатан

инерциал саноқ системасини танлашга боғлиқми, деган саволга жавоб бериш учун тегишли тажрибаларни ўтказиш зарур эди. Бундай тажрибаларни ўтказишдаги қийинчиликлар ёруғликтинг вакуумдаги тезлиги 300 000 км/с жуда катта эканлиги билан бөлиқ. Саноқ системасининг ҳаракати билан боғлиқ эффектларни кузатиш учун унинг тезлиги етарлича катта бўлиши керак.

Ернинг маркази билан боғлиқ саноқ системасини инерциал системага яқин деб хисоблаш мумкин. Ер Қўёш атографида ҳаракатланганда 1 секундда 30 км ўтади ва бунда орбитасининг радиуси катта бўлганидан унинг граекторияси тўғри чизиқли траекториядан бор-йўғи 3 мм четга чиқади.

Ернинг ҳаракат тезлиги ўқнинг тезлигидан 30 марта катта бўлишига қарамай, ҳеч бир механик тажриба ҳаракатни кузатишга имкон бермайди.

Ёруғликтинг электромагнит табиати аниқлангандан сўнг олимлар ёруғлик тўлқинлари билан ўтказиладиган тажрибаларда Ернинг ҳаракатлаши faktinini аниқлашга уриндилар.

1881 йилда америкалик физик Альберт Майке́льсон қўйидаги тажрибани ўтказди. Манбадан чиқсан ёруғлик нури (289-расм). Ер ҳаракати йўналиши бўйича тарқалди ва нурнинг тарқалиш йўналишга  $45^\circ$  бурчак остида жойлаштирилган  $\rho$  яримшаффофф пластина орқали ўтади. Пластина бигта нурни иккига ажратар эди.

Биринчи нур Ернинг ҳаракат йўналиши бўйича тарқаларди, *a* кўзгудан қайтади, *r* пластинага қайтиб келарди ва ундан кузатувчига тушади.

Иккинчи нур Ер тезлиги векторига перпендикуляр йўналишда тарқалар, *b* кўзгудан қайтиб, кузатувчига тушар эди.

Агар ёруғликнинг тезлиги саноқ системасининг ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлганда эди, у ҳолда асбобнинг Ер билан биргаликда ҳаракатланиши сабабли *ra* ва *rb* кесмаларнинг узунлиги бир хил бўлганда ёруғликнинг *r* пластинадан *a* ҳамда *b* кўзгуларгача тарқалиши ва қайтиб келиш учун кетгандан вақт турлича бўлиши керак. Кўзда тутилаётган фарқ биринчи ҳолда ёруғликнинг тезлиги ва Ернинг тезлигига боғлиқ, иккинчи ҳолда эса тезлик векторлари орасидаги бурчак  $90^\circ$  га teng.

Ўтилган йўлларнинг бир хил қиймагларида ёруғликнинг тарқалиш тезликлари ҳар хил бўлиши *e* қузатиш нуқтасига келувчи *1* ва *2* нурларнинг тебранишлари фазаси бўйича мос тушмаслиги мумкинлигига олиб келиши керак. Нурлар йўлининг фарқини *1* ва *2* нурларга мос келувчи ёруғлик тўлқинларининг интерференциясини кузагиб аниқлаш мумкин.

Бундай интерференцион манзара кузагиладиган асбоб Майкельсон интерферометри дейилади.

*r* пластинадан *a* ва *b* кўзгуларгача бўлган масофалар мутлақо бир хил бўлган интерферометр тайёрлаш техник жиҳаздан амалга ошириб бўл-

майдиган вазифа, аммό бу Майкельсон тажрибасини амалга ошириш учун тўсиқ бўлмайди.

*ra* ва *rb* масофалар бирбиридан бироз фарқ қилинган ва интерференцион манзара фақат тезликларни қўшишга боғлиқ бўлмайди, балки бу масофаларнинг фарқли бўлишига ҳам боғлиқ.

Иккинчи тажрибани ўтказмиз. Деталларнинг ўзаро жойлашишида ҳеч нарсани ўзгартиромай, интерферометрни вертикаль ўқ атрофига  $90^\circ$  га шундай тарзда бурачизки, бунда энди *rb* елка Ернинг тезлик вектори бўйича жойлашсин, *ra* елка эса бу векторга перпендикуляр ҳолда жойлашсин. Бунда нурлар йўлларнинг фарқи *rb* ва *ra* елкаларнинг бир хил эмаслиги сабабли ўзгармайди ва тезликларни қўшиш натижасида пайдо бўладиган йўл фарқи ўзишорасини қарама-қаршисига ўзгартириши керак; шунинг учун асбоб бурилганда кузагиладиган интерференция манзараси ўзгариши керак эди.

Майкельсон ва кейин қатор тадқиқотчиларнинг тажрибалари интерферометрни бурганда интерференцион манзара ҳеч қанлай ўзгармаслигини кўрсатди.

Бундан ёруғликнинг вакумдаги тезлиги ўзгармас ва ҳамма ноинерциал саноқ системаларда бир хил экан, деган холоса чиқариш керак бўллар эди.

Тажрибадан олинган иккита факт—ёруғлик тезлигининг ўзгармаслиги ва физика қонуларининг инерциал саноқ системасини танлашга боғлиқ

эмаслиги бир-бирига зиддек туюлар эди, чунки ҳар хил саноқ системаларида ёруғлик тезлигининг ўзгармаслиги факти тезликларни қўшишнинг классик қонунига тўғридан тўғри зид эди.

Физикада вужудга келган тажрибада олинган фактлар изчил назарий тавсифга эга бўла олмаган бу тенгликдан чиқиш йўлини 1905 йилда Альберт Эйнштейн топди.

Эйнштейн хусусий нисбийлик назарияси деб аталган ўз назариясига тажрибада олинган фактларнинг умумлаштириш натижаси бўлган иккита постулатни асос қилиб олди:

1. Нисбийлик принципи – ҳар қандай физик жараёнлар тури инерциал саноқ системаларида (бир хил бошлангич шароитларда) бир хил ўтади.

2. Ёруғлик тезлигининг ўзгармаслиги (доимийлиги) принципи вакуумдаги ёруғлик тезлиги манбанинг ва кузатувчининг тезлигига боғлиқ эмас.

Барча физик ҳодисаларга тааллуқли бўлган нисбийлик принципи Эйнштейннинг нисбийлик принципи дейилади.

Икки постулатнинг қабул қилиниши нисбийлик назариясининг – классик физиканинг яратилишигача, физикада қабул қилинган фазо ва вақтнинг хоссалари ҳақидаги тасаввурларда туб ўзгаришлар қилиш зарурлигига олиб келди. Нисбийлик назариясида тавсифланадиган, лекин классик физика нуқтаи-назаридан изоҳлаб бўлмайдиган ҳодисалар релятивистик (лотинча *relativitas* – нисбий сўзидан) ҳодисалар ёки эфектлар дейилади.

**Тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни.** Ёруғлик тезлигининг саноқ системасини танлашга боғлиқ бўлмаслиги ҳақидаги постулат тезликларни қўшишнинг классик қонунига зидлиги очиқ-ойдиндир.

Нисбийлик назариясининг икки постулатидан натижа сифатида вақт оралиқлари узоқлигининг ва кесмалар узунлигининг инерциал саноқ системасини танлашга боғлиқлиги ҳақидаги холосалар келиб чиқади.

Вақт оралиқлари узоқлигининг ва кесмалар узунлигининг саноқ системасининг ҳаракат тезлигига боғлиқлиги тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни бир саноқ системасидан бошқасига ўтилганда тезликларни қўшишнинг классик қонунидан тубдан фарқ қилишига олиб келади.

Агар жисм бир саноқ системасида  $v_2$  тезлик билан ҳаракат қилса, у ҳолда бу саноқ системаси нисбатан  $v_1$  ( $v_1 \uparrow\downarrow v_2$ ) тезлик билан ҳаракатланаётган иккинчи бир саноқ системасида жисмнинг тезлиги

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}} \quad (81.1)$$

ифода билан аниқланади.

**Жисм массасининг тезлика боғлиқлиги.** Фазо ва вақт хоссаларининг саноқ система-сининг ҳаракатига боғлиқлиги шунга олиб келадики, жисмларнинг ҳар қандай ўзаро таъсиirlарида классик импульс эмас, балки релятивистик им-

пульс деб агалувчи

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (81.2)$$

катталик сақланади.

Тезликларни қўшишнинг классик қонуни ва импульсни сақланишинг классик қонуни универсал релятивистик қонунларнинг хусусий ҳолларидир ва улар фақат тезликларининг қиймаглари ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан анча кичик бўлгандагина бажарилали.

Жисмнинг релятивистик импульсни жисмнинг релятивистик массасининг унинг ҳаракат тезлигига кўпайтмаси сифатида қараш мумкин. Жисмнинг  $m$  релятивистик массаси тезлик ортиши билан

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (81.3)$$

қонун бўйича ортади, бу ерда  $m_0$  — жисмнинг тинчликдаги массаси,  $v$  — унинг ҳаракат тезлиги.

Жисм тезлигининг ортиши билан массасининг ортиши тинчликдаги массаси нолга тенг бўлмаган ҳеч бир жисм ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг тезликка ета ол- маслигига ёки бу тезликдан ортмаслигига олиб келади.

**Масса ва энергиянинг ўзаро боғланиш қонуни.** Жисмлар массасининг ҳаракат тезлигига боғлиқлигининг тажрибада аниқланган фактидан жисмнинг массаси ва унинг энергияси ўзаро боғлиқ экани келиб чиқади.

Ҳар қандай ўзаро таъсирларда жисмнинг  $\Delta E$  тўлиқ

энергиясининг ўзариши  $\Delta m$  масса ўзаришининг ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги квадратига кўпайтмасига тенг:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2. \quad (81.4)$$

(81.4) тенглама табиатнинг универсал қонунини ифода лайди; уни масса ва энергиянинг боғланиш қонуни дейлади.

Жисмнинг массаси ва энергиясининг ўзаро боғланиши кашф этилиши асосида А. Эйнштейн  $m_0$  тинчликдаги массага эга ҳар қандай жисм

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (81.5)$$

тенгламага мувофиқ  $E_0$  энергияга эга бўлади. Бу  $E_0$  энергияни у тинчликдаги энергия ёки жисмнинг хусусий энергияси деб атади.

Ҳаракатдаги жисмнинг  $E$  тўлиқ энергияси унинг массаси билан ёруғлик тезлиги квадрати кўпайтмасига тенг:

$$E = mc^2. \quad (81.6)$$

Жисмнинг тўлиқ энергияси унинг тинчликдаги энергияси ва кинетик энергияси йигиндисидан иборат, шунинг учун жисмнинг  $E_k$  кинетик энергияси учун аниқ релятивистик ифода бундай кўринишда бўлади:

$$E = E_0 + E_k, \quad E_k = E - E_0, \\ E_k = mc^2 - m_0 c^2. \quad (81.7)$$

Жисмнинг хусусий энергияси мазжудлиги ҳақидаги Эйнштейн гипотезасини жуда кўп экспериментлар тасдиқлайди. Масса ва энергиянинг ўзаро боғлиқлиги қонунидан фойдаланиш асосида турли ядро энергетик қурилмаларида энергия чиқишининг ҳисоблари олиб борилмоқда.

## Формулалар

### Механик гармоник тебранишлар

$$x=x_m \cos(\omega t + \varphi), \quad \omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}, \quad \nu = \frac{1}{T}.$$

$$a_x \approx -\frac{g}{l} x, \quad x'' = -\frac{g}{l} x, \quad \omega^2 = \frac{g}{l}, \quad \omega = \sqrt{\frac{g}{l}}, \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

$$a_x = -\frac{k}{m} x, \quad x'' = -\frac{k}{m} x, \quad \omega^2 = \frac{k}{m}, \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

### Электромагнит гармоник тебранишлар

$$u_C = -u_L, \quad \frac{q}{C} = -Li' = -L''q'', \quad q'' = -\frac{1}{LC} q, \quad q = q_0 \cos \omega t.$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}, \quad T = 2\pi \sqrt{LC}.$$

### Бир жинсли магнит майдонда үрамлар

$$e = -\Phi', \quad \Phi = BS \cos \omega t, \quad e = BS \omega \sin \omega t.$$

### Үзгәрүчан ток занжирида индуктивлик ва сиғим

$$i = I_m \cos \omega t.$$

$$u_L = U_m \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}), \quad U_m = I_m L \omega, \quad X_L = \frac{U_m}{I_m} = L \omega.$$

$$u_C = U_m \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}); \quad U_m = \frac{I_m}{\omega C}, \quad X_C = \frac{U_m}{I_m} = \frac{1}{\omega C}.$$

### Тұлқын узунлиги

$$\lambda = v T,$$

$$v = \lambda \nu$$

### Тұлқынларнинг синиши

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \text{const.}$$

### Ерүғликтің синиши

$$n = \frac{c}{v_1}, \quad n_{1,2} = \frac{v_1}{a_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

## Ф о р м у л а л ар

**Тұлқинлар интерференцияси**

$$\Delta l = (2k+1) \frac{\lambda}{2} - \text{мин},$$

$$\Delta l = 2k \frac{\lambda}{2} - \text{макс.}$$

**Дифракцион панжара**

$$\Delta l = d \sin \varphi,$$

$$d \sin \varphi = k \lambda - \text{макс.}$$

**Линза формуласа**

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{d}.$$

**Линзанинг катталаштириша**

$$F = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}.$$

Йиғувчи линза:  $F > 0, d > 0$ .Сочувчи линза:  $F < 0, d > 0$ ,Хақиқий тасвир:  $f > 0$ .Мавхум тасвир:  $f < 0$ .**Линзанинг оптик кучи**

$$D = \frac{1}{F}.$$

**Тезлакларна құйшишининг релятивистик қонуна**

$$v = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}.$$

**Релятивистик импульс**

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

**Релятивистик масса**

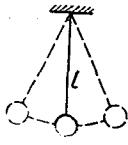
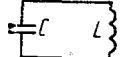
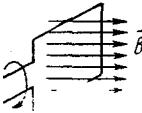
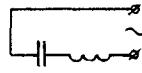
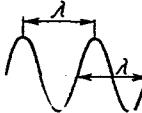
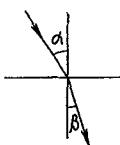
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

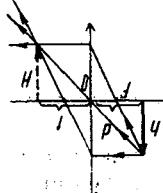
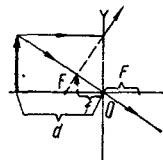
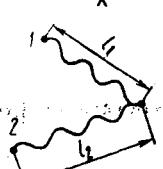
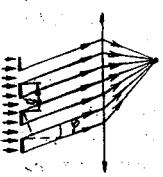
**Масса ва энергияның бөгләниш қонуна**

$$\Delta E = \Delta m c^2.$$

**Жисманинг тұлақ энергияси**

$$E = mc^2.$$

	Белгилашлар	Бирликтар
	$x$ -координата $x_m$ -тебранишлар амплитудаси $\omega$ -циклик частота $\varphi = \omega t + \varphi_0$ -фаза $\varphi_0$ -бошланғыч фаза — даврий жарабнинг частотаси	1 м 1 м 1 Гц
	$T$ -тебраниш даври $g$ -әркін тушиш тезлікнеші $q$ -электр заряд $e$ -индукция ЭЮК	1 с 1 м/с <sup>2</sup> 1 Кл 1 В
	$i$ -төк күчининг оний қымати	1 А
	$\Phi$ -магнит оқими $S$ -контурнинг юзи $B$ -магнит индукция	1 Вб 1 м <sup>2</sup> 1 Тл
	$u_L$ -ғалтакдаги күчланишнинг оний қымати $u_C$ -көндептатордаги күчланишнинг оний қымати $U_m$ -кучланиш тебранишлари амплитудаси $I_m$ -ток күчи тебранишлари амплитудаси $X_L$ -индуктив қаршилиқ $X_C$ -сигим қаршилиқ	1 В 1 В 1 В 1 В 1 А 1 Ом 1 Ом
	$\lambda$ -түлкін узунлиғи $v$ -тебранишларнинг тарқалыш тезлиги $T$ -тебраниш даври $\nu$ -частота $c$ -әрзулыкнинг вакуумдаги тезлигі	1 м 1 м/с 1 с 1 Гц $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с
	$n_{12}$ -нисбий синдириш күрсакчи $n_1, n_2$ -абсолют синдириш күрсакчилари	

Белгилашлар	Бирликлар
 <p><math>F</math>—линзанинг фокус масофаси  <math>f</math>—тасвиргача бўлган масофа  <math>d</math>—буюмчча бўлган масофа  <math>\Gamma</math>—катталаштириш</p>	
 <p><math>D</math>—линзанинг оптик кути</p>	<p>1 дптр</p>
 <p><math>\Delta l = l_1 - l_2</math>—юриш йўли</p>	
 <p><math>d</math>—панжаранинг даври  <math>m_0</math>—тинчликдаги масса  <math>m</math>—релятивистик масса  <math>p</math>—релятивистик импульс  <math>\Delta t</math>—массанинг ўзгариши  <math>\Delta E</math>—энергиянинг ўзгариши  <math>E</math>—жисмнинг тўлиқ энергияси</p>	

## МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

136. Санкт-Петербургдаги Исакий ибодатхонасида Ернинг айланишини намойиш қилувчи маятникнинг узунлиги 98 м га тенг. Унинг эркин тебранишлари даврини аниқланг.

### Ечилиши

Маятникнинг тебранишлар амплитудаси ва осмадаги жисмнинг ўлчамлари осма узунлигига нисбатан кичик бўлгани учун унинг тебранишларини гармоник деб ҳисоблаш мумкин ва тебранишларни тавсифлаш учун математик маятникнинг тебраниш даври формуласини қўлланиш мумкин:

$$T=2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}; \quad T=2 \cdot 3,14 \sqrt{\frac{98\text{м}}{9,8\text{м/с}^2}} \approx 20 \text{ с.}$$

137. Пўлат пружинага 1 кг массали юқ осилганда у мувозанат вазиятида 1 см узайди. Юкни вертикал бўйича мувозанат вазиятидан сургандан сўнг юқ пружинада қандай давр билан тебранади?

## Ечилиши

Пружинанинг эластиклик кучи таъсирида  $m$  массали жисм

$$T=2\pi \sqrt{\frac{m}{k}},$$

(бунда  $k$ —пружинанинг бикрлиги) формула бўйича аниқланадиган давр билан гармоник тебранади.

Пружинанинг бикрлигини  $m$  массали юкнинг оғирлик кучи таъсири остида унинг чўзилиши бўйича топиш мумкин. Гук қонунига кўра:

$$(F_{\text{вл}})_x = kx.$$

Мувозанат вазиятида эластиклик кучи модули

$$F_{\text{вл}} = kx_0 = mg$$

тengлик бажарилади, демак,

$$k = \frac{mg}{x_0}.$$

Ҳосил қилинган ифодани тебранишлар даврини ҳисоблаш формуласига қўямиз:

$$T=2\pi \sqrt{\frac{mx_0}{mg}} = 2\pi \sqrt{\frac{x_0}{g}}; \quad T \approx 2 \cdot 3,14 \sqrt{\frac{10^{-2} \text{м}}{9,8 \text{м/с}^2}} \approx 0,2 \text{ с.}$$

Биз масалани ечиш учун пружинанинг мувозанат вазиятида узайишинигина билиш етарли эканини ҳосил қилдик, чунки жисмнинг массаси охирги ҳисоблаш формуласига кирмайди.

138. Радиоприёмникнинг конденсатордан ва индуктивлиги 10 мГн бўлган ғалтакдан иборат тебраниш контури 1000 м ли тўлқинга созланиши учун конденсаторнинг электр сиғими қандай бўлиши керак?

## Ечилиши

Приёмникни берилган тўлқин узунлигига созлаш учун контурдаги хусусий тебранишлар частотаси қабул қилинаётган тўлқиннинг тебранишлари частотасига тенг бўлиши керак. Контурдаги хусусий тебранишлар частотаси Томсон формуласи бўйича аниқланади:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}, \quad v = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}.$$

Тебранишларнинг  $v$  частотаси  $\lambda$  тўлқин узунлиги ҳамда унинг тарқалиш тезлиги  $v$  билан

$$v = \frac{v}{\lambda}$$

формула орқали боғланган. Бундан конденсаторнинг электр сиғимини ҳисоблаш учун

$$\frac{\sigma}{\lambda} = - \frac{1}{2\pi V LC}, \quad C = \frac{\lambda^2}{\sigma \cdot 4\pi^2 L}$$

ифодани ҳосил қиласиз.

Радио түлқинларнинг  $\sigma$  тарқалиш тезлиги тахминан  $3 \cdot 10^8$  м/с га тенг, шунинг учун қуйидагини ҳосил қиласиз:

$$C = \frac{10^8}{9 \cdot 10^{16} \cdot 4 \cdot 10 \cdot 10^{-2}} \Phi \approx 2,8 \cdot 10^{-11} \Phi.$$

**139.** Одам яssi кўзгудан 2 м масофада турибди. Агар одам кўзгуга 1 м яқинлашса, одам билан унинг тасвири орасидаги масофа қанчага ўзгари?

### Ечилиши

Яssi кўзгудаги тасвир кўзгу орқасида буюмдан кўзгугача масофага тенг масофада жойлашган. Одам кўзгуга 1 м яқинлашганда тасвир ҳам кўзгуга 1 м яқинлашади, одам билан унинг тасвири орасидаги масофа 2 м камаяди.

**140.** Дифракцион панжара орқали кузатганда спектрнинг қизил чети экранда тирқишининг ўртасидан 3,5 см масофада кўринади. Дифракцион панжарадан экрангача бўлган масофа 50 см, панжаранинг даври  $10^{-2}$  мм. Қизил ёруғликнинг тўлқин узунлигини аниқланг.

### Ечилиши

$d = 10^{-2} \text{мм} = 10^{-5} \text{м}$       Биринчи максимум шартини ёзамиш:

$L = 50 \text{см} = 0,5 \text{ м}$

$t = 3,5 \text{см} = 3,5 \cdot 10^{-2} \text{м}$

$\lambda = ?$

$$\lambda = d \sin \varphi.$$

$\varphi$  бурчак жуда кичик бўлгани учун

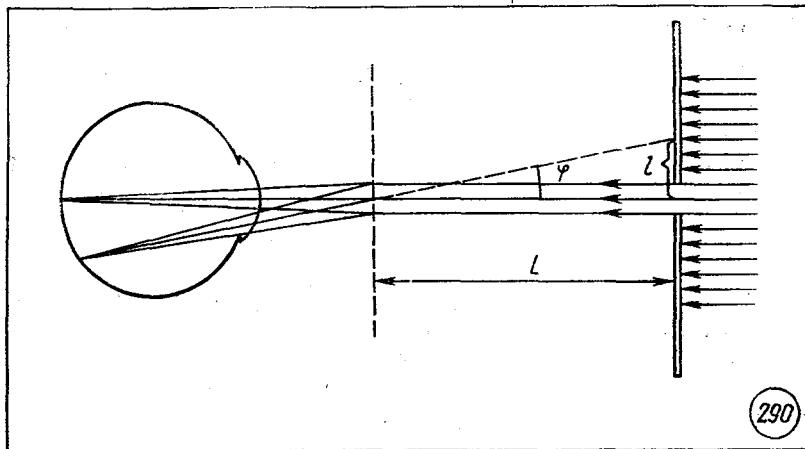
$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \frac{t}{L}$$

тенглик тўғри бўлади (290-расм).

У ҳолда тўлқин узунлигини аниқлаш учун қуйидаги ифодани ҳосил қиласиз:

$$\lambda \approx d \frac{t}{L}, \quad \lambda = \frac{10^{-5} \cdot 3,5 \cdot 10^{-2}}{0,5} \text{ м} \approx 7 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

**141.** А экрандан катта масофада жойлашган нуқтавий манбадан (291-расм) экранга тўлқин узунлиги 560 нм бўлган ёруғлик тушади. Экранда бир-бираидан  $10^{-4}$  м масофада жойлашган иккита параллел тирқиш бор. А экрандан 1 м масофада унга параллел жойлашган В экранда кузатиладиган икки қўшни интерференцион максимум полосалари орасидаги масофани аниқланг.



290

### Ечилиши

$$d = 10^{-4} \text{ м}$$

$$l = 1 \text{ м}$$

$$\lambda = 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\Delta h - ?$$

*B* экраннинг ихтиёрий *C* нуқтасида  
(291-расмга қаранг)

$$l_2 - l_1 = k\lambda$$

шарт бажарилганда интерференцион максимум кузатилиди.

Расмдан кўринадики,

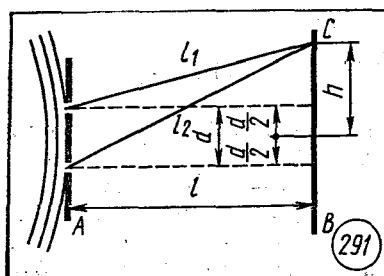
$$l_1^2 = l^2 + \left(h_k - \frac{d}{2}\right)^2,$$

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

Бундан қўйидаги келиб чиқади:

$$l_2^2 - l_1^2 = 2h_k d, \quad (l_2 - l_1)(l_2 + l_1) = 2h_k d,$$

$$l_2 - l_1 = \frac{2h_k d}{l_2 + l_1}.$$



291

$h_k \ll l$  бўлган ҳолда  $l_2 + l_1 \approx 2l$  тақрибий тенгликни туғри деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда  $l_2 - l_1$  айрма учун ҳосил қилинган икки ифодани бир-бирига тенглаб,  $\frac{h_k d}{l} = k\lambda$

ни оламиз, бундан:  $h_k = \frac{k l \lambda}{d}$ .

Кўшни интерференцион положсалар орасидаги изланётган

Л $\Delta h$  масофали бундай топамиз:

$$\Delta h = h_{k+1} - h_k = \frac{\lambda l}{d}.$$

Катталикларнинг қиймагларини ўрнига қўйиб, қуийидагини ҳосил қиласиз:

$$\Delta h = \frac{5,6 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot 1 \text{ м}}{10^{-1} \text{ м}} = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

142. Лампа экрандан 2 м масофада жойлашган. Экранда лампанинг катталаштирилган тасвирини ҳосил қилиш учун фокус масофаси 0,4 м бўлган йиғувчи линзани лампадан қандай масофада жойлаштириш керак?

### Ечилиши

$$\begin{array}{l} F = 0,4 \text{ м} \\ d + f = 2 \text{ м} \\ \hline d - ? \end{array} \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} \text{ линзанинг формуласида } f = 2 - d \text{ алмаштиришни бажарамиз:}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{2-d} = \frac{2}{d(2-d)}; d(2-d) = 2F,$$

$$d(2-d) = 0,8; d^2 - 2d + 0,8 = 0, d = 1 \pm \sqrt{1-0,8} \approx 1 \pm 0,45, \\ d_1 = 0,55 \text{ мм}, d_2 = 1,45 \text{ м.}$$

Катталаштирилган тасвирининг ҳосил бўлишига  $d_1 = 0,55$  м қиймат мос келади.

143. Буюмнинг ҳақиқий 10 марта катталаштирилган тасвирини ҳосил қилиш учун буюмни фокус масофаси 10 см бўлган йиғувчи линзадан қандай масофада жойлаштириш керак?

### Ечилиши

$$\begin{array}{l} F = 10 \text{ см} \\ \Gamma = 10 \\ \hline d - ? \end{array} \quad \Gamma \text{ катталаштириш } \Gamma = \frac{f}{d} \text{ га тенг,}$$

$$\text{бундан } \frac{f}{d} = 10, \text{ демак, } f = 10d.$$

Юпқа линза формуласидан фойдалана-  
миз:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{10d} + \frac{1}{d} = \frac{11}{10d}; d = \frac{11F}{10}; d = \frac{11 \cdot 10 \text{ см}}{10} = 11 \text{ см.}$$

144. 292-расмда линзанинг  $O_1O_2$  бош оптик ўқи тасвиrlанган. Линза  $A$  нуқтанинг тасвирини  $B$  нуқтада беради. Нурларнинг йўлини ясаб, линза оптик марказининг ва унинг бош фокусларининг вазиятини аниқланг.

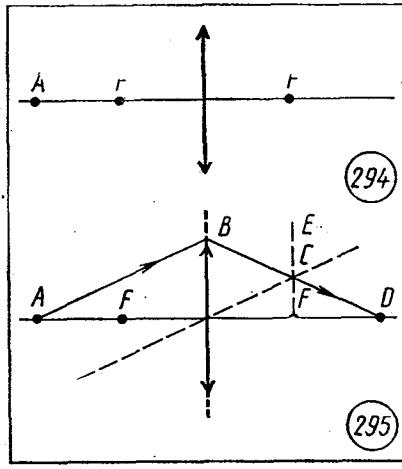
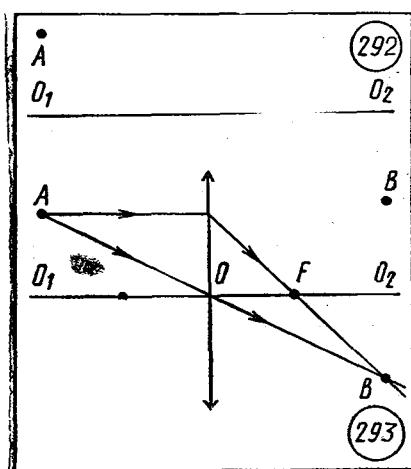
## Е ч и л и ш и

А нүктадан чиқаётган нурлардан биттаси линзадан ўтаётганды A нүктага түғри чизик бўйича тарқалиш йўналишини ўзгартирмасдан тушади. Бу линзанинг оптик маркази орқали ўтувчи нурдир. Демак, оптик марказ  $O_1O_2$  бош оптик ўқда ва  $AB$  түғри чизиқда ётади, шунинг учун  $AB$  түғри чизик билан  $O_1O_2$  бош оптик ўқ кесишган  $O$  нүкта линзанинг оптик маркази  $O$  бўлади (293-расм).

Линзанинг бош фокусларининг вазиятини топиш учун  $O$  нүкта орқали бош оптик ўққа перпендикуляр ва линзанинг вазиятини белгиловчи түғри чизик ўтказамиз. Буюм ва унинг тасвири линзанинг икки томонида тургани учун тасвир ҳақиқий бўлади. Демак, линза йиғувчи экан.

Йиғувчи линза бош фокусининг вазиятини топиш учун  $A$  нүктадан бош оптик ўққа параллел равишида кетувчи нурни танлаймиз. Бу нур линзада сингандан кейин  $A$  нүктадан чиқувчи ҳамма нурлар сингари  $B$  нүкта тушади. Шу билан бирга бош оптик ўққа параллел нур линзадан чиққандан кейин бош оптик ўқда ётган унинг бош фокуси орқали ўтади. Демак, бу нурнинг бош оптик ўқ билан кесишиш нүкласи линзанинг бош фокуси бўлади. Йккинчи бош фокус бош оптик ўқда оптик марказнинг бошқа томонида биринчи қандай масофада бўлса, шундай масофада жойлашган бўлади.

**145.** Йиғувчи линзанинг бош оптик ўқида ўтувчи  $A$  нүктанинг тасвирини нурларнинг юриш йўлини ясаш билан топинг. Линзанинг бош фокусларининг вазияти 294-расмда кўрсатилган.



## Ечилиши

А нуқтанинг тасвирини топиш учун ихтиёрий йўналтирилган  $AB$  нурни оламиз. Унинг линзадан ўтгандан кейинги тарқалиш йўналишини топиш учун линзанинг оптик маркази орқали  $AB$  нурга параллел равишда қўшимча ўқ ўtkазамиз (295-расм). Қўшимча ўққа параллел нурлар линзанинг фокал текислигига жойлашган битта нуқтада тўпланади.  $FE$  тўғри чизиқнинг бу текислиги өазиятини расмда белгилаб қўямиз.

$AB$  нур линзада сишибдан сўнг қўшимча ўқнинг фокал текислик билан кесишиш нуқтаси  $C$  орқали ўтади.  $B$  ва  $C$  нуқталар орқали ўтувчи тўғри чизиқ  $AB$  нурнинг линзада сингандан кейинги тарқалиш йўналишини белгилайди. Нурнинг бош оптик ўқ билан кесишиган  $D$  нуқта  $A$  нуқтанинг тасвири бўлади.

146. Оптик кучлари  $D_1$  ва  $D_2$  бўлган иккита юпқа линзадан иборат системанинг  $D$  оптик кучини топинг.

## Ечилиши

Ёруғликнинг нуқтавий манбай биринчи линзанинг бош фокусида жойлашган деб тасаввур қиласмиз. Агар иккинчи линза биринчисига жуда яқин жипс жойластирилган бўлса, у ҳолда биринчи линзадан чиқаётган ёруғликнинг параллел дастаси иккинчи линзанинг бош фокусида тўплашади.

Иккита линзадан иборат система учун линза формуласини қўлланамиз:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F},$$

бунда  $F$ —икки линзадан иборат системанинг фокус масофаси.

Мазкур ҳолда  $d = F_1$  ва  $f = F_2$  бўлгани учун

$$\frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} = \frac{1}{F} \quad \text{ёки } D_1 + D_2 = D$$

бўлади. Биз иккита юпқа линзадан иборат системанинг оптик кучи шу линзалар оптик кучларининг йигиндисига тенг бўлишини топдик.

147. Кўзнинг оптик марказидан тўр пардасигача бўлган масофа 18,3 мм. Одам 25 см дан газета ўқиш учун оптик кучи +2 дптр бўлган кўзойнакдан фойдаланади. Газетани кўзойнаксиз ўқиш учун у газетани қандай масофада тутиши керак? Нормал кўзнинг оптик кучи 58,5 дптр.

## Ечилиши

$$f_1 = 18,3 \text{ мм} = 1,83 \times 10^{-2} \text{ м}$$

$$D_0 = 58,5 \text{ дptr}$$

$$D_1 = -2 \text{ дptr}$$

$$\underline{d_1 = 25 \text{ см} = 2,5 \cdot 10^{-1} \text{ м}}$$

$$d_2 - ?$$

Буюмгача бўлган  $d_2$  масофа тасвиргача бўлган масофа билан ва  $F$  фокус масофа ёки  $D_2$  оптик куч билан линза формуласи орқали боғланган:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{d_1} = \frac{1}{F_2} = D_2.$$

Линза формуласидан қўйидагини ҳосил қиласиз:  $d_2 = \frac{f_2}{D_0 f_1 - 1}$ .

Биринчи ва иккинчи ҳоллардаги тасвир кўзнинг тўр пардасида бўлиши кераклиги учун  $f_2 = f_1 = 1,83 \cdot 10^{-2} \text{ м}$  тенглик баъжарилади.

Кўзойнакли кўзнинг оптик кучи нормал кўзнинг  $D_0$  оптик кучига тенг ва кўзойнаксиз кўзнинг  $D_2$  оптик кучи билан кўзойнак линзаларининг  $D_1$  оптик кучи йиғиндисига тенг:  $D_0 = D_1 + D_2$ . Бундан  $D_2 = D_0 - D_1$ ;  $D_0 = 58,5 \text{ дptr}$ ;  $D_1 = -2 \text{ дptr}$ ;  $D_2 = 56,5 \text{ дptr}$ . Газетагача бўлган масофа қўйидагига тенг:

$$d_2 = \frac{1,83 \cdot 10^{-2}}{56,5 - 1,83 \cdot 10^{-2} - 1} \approx 5,4 \cdot 10^{-1} \text{ м} = 54 \text{ см.}$$

## МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР.

148. Математик маятникнинг тебранишлари даври 3 марта камайиши учун маятникнинг узунлигини неча марта камайтириш керак?

149. Узунлиги 1 м бўлган математик маятник Ой сиртида қандай давр билан тебранади? Ойдаги оғирлик кучи тезланиши  $1,62 \text{ м/с}^2$ .

150. Ҳавода частотаси 2000 Гц бўлганда товуш тўлқинининг узунлигини топинг. Ҳавода товушнинг тезлиги 343 м/с.

151. Чақмоқ чақнагандан сўнг 6 с ўтгач, момақалдироқ гумбурлади. Яшин разряди кузатувчидан қандай масофада бўлган?

152. Конденсаторнинг электр сиғими 2 марта ортганда электр контуридаги эркин тебранишлар даври қандай ўзгаради?

153. Фалтакнинг индуктивлиги 4 марта камайтирилганда электр контуридаги эркин тебранишлар частотаси қандай ўзгаради?

154. Юзи  $2,5 \cdot 10^{-3}$  м бўлган сим ўрами 1,1 Тд индукцияли бир жинсли магнит майдонда  $5 \text{ с}^{-1}$  частота билан айланади. Ўрамдаги индукция ЭЮК тебранишлар амплитудасини топинг.

155. Сим ўрамидаги индукция ЭЮК тебранишлари амплитудаси 1 В бўлиши учун сим ўрами 1,2 Тл индукцияли бир жинсли магнит майдонда қандай частота билан айланиши керак? Ўрамнинг юзи  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$  га тенг.

156. Ток кучининг амплитуда қиймати 2 А ва кучланишнинг амплитуда қиймаги 310 В бўлганда ўзгарувчан ток занжиридаги актив қаршиликда ажралаётган ўртacha қувватни аниқланг.

157. 220 В кучланишли ўзгарувчан ток занжирига уланган чўгланма электр лампанинг актив қаршилигини топинг. Бунда ўртacha 100 Вт қувват ажралади.

158. Фалтакнинг учларига 50 Гц частотали ўзгарувчан кучланиш уланганда занжирида 50 В кучланишнинг таъсир қилувчи қийматида таъсир қилувчи қиймати 0,2 А бўлган ўзгарувчан ток оқади. Фалтакнинг индуктивлигини топинг. Фалтакнинг актив қаршилиги ҳисобга олмаса бўладиган даражада кичик.

159. 50 Гц частотали ўзгарувчан ток занжирида электр сифими 10 мкФ бўлган конденсаторнинг сифим қаршилигини топинг

160. Ўзгарувчан токнинг частотаси қандай бўлганда электр сифими 200 пФ бўлган конденсаторнинг сифим қаршилиги 1 кОм га тенг бўлади?

161. Конденсаторни 1000 Гц частотали ўзгарувчан ток занжирига улаганда таъсир қилувчи кучланиш 2 В бўлганда занжиридаги ток кучининг таъсир қилувчи қиймати 20 мА га тенг бўлиши учун конденсаторнинг электр сифими қандай бўлиши керак?

162. 10 мкФ сифимли конденсатор ва 10 Ом актив қаршиликли 1 Гц индуктивликли фалтакнинг ўзгарувчан ток кетмакет занжирининг резонанс частотасини топинг.

163. Узунлиги 7 м ва диаметри 1,25 м бўлган электр генератор ротори минутига 3000 айланиш частотаси билан айланмоқда. Магнит майдон индукцияси 2 Тл. Генератор чулғами битта ўрамидаги индукция ЭЮК тебраниши амплитудасини аниқланг

164. Агар линзадан буюмгача масофа 40 см бўлганда ҳақиқий тасвир линзадан 2 м масофада ҳосил бўлса, линзанинг фокус масофасини аниқланг.

165. Линзадан буюмгача масофа 20 см бўлганда мавҳум тасвир линзадан 10 см масофада ҳосил бўлса, линзанинг фокус масофасини аниқланг.

166. Лампа экрандан 1 м масофада жойлашган. Экранда лампанинг катталаштирилган тасвирини ҳосил қилиш учун фокус масофаси 0,2 м бўлган йиғувчи линзани лампадан қандай масофада жойлаштириш керак?

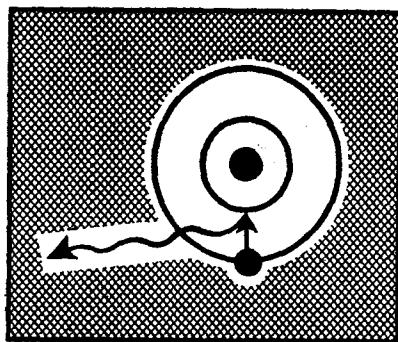
167. 6 см  $\times$  6 см ўлчамли плёнка кадрида одамни бўйи билан суратга тушириш учун объектив билан одам орасидаги масофа 4 м бўлиши керак. Агар одамнинг бўйи 1,8 м бўлса, объективнинг фокус масофаси қандай?

**168.** Тезлик қандай бўлганда жисмнинг массаси 2 марта ортади?

**169.** Бутун дунёдаги инсоният бир йилда истеъмол қиладиган энергия таҳминан  $3 \cdot 10^{20}$  Ж. Бундай миқдордаги энергияни ишлаб чиқариш учун 10 млрд. т кўмир ёқиши керак. Агар кўмирнинг ҳамма энергияси фойдаланилса, инсониятнинг ҳамма энергетик талабларини қондириш учун йилига қанча тонна кўмир керак бўлар эди?

**170.** Қуёш нурланишининг қуввати  $3,8 \cdot 10^{28}$  кВт. Қуёш массасининг шу нурланиш ҳисобига 1 с да қанча камайишини ҳисобланг.

# КВАНТ ФИЗИКАСИ



82. Ёруғликинг квант хоссалари . . . . .	308
83. Атомлар түзилишининг муреккаблиги исботи . . . . .	317
84. Борининг квант постулатлари . . . . .	320
85. Лазер . . . . .	327
86. Атом ядроси . . . . .	331
87. Радиоактивлик . . . . .	334
88. Ядро нурланишларининг хоссалари . . . . .	337
89. Зарядланган заррачаларни қайд қилишининг экспериментал методлари . . . . .	340
90. Уран ядроси бўлиниши нинг занжир реакцияси . . . . .	345
91. Элементар заррачалар . . . . . Масалалар ечиш намуналари Мустақил ечиш учун масалалар . . . . .	351
	356

## 82. ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ ХОССАЛАРИ

Қиздирилган қаттқ җисмлар нурланиш спектрида энергиянинг тақсимланиши. Ёруғлик дифракциясини, интерференциясини ва қутбланишини ўрганиш ёруғликнинг электромагнит түлқин назариясининг қарор топишига олиб келди.

Радиотүлқинлар диапазонида электронларнинг тезланувучан ҳаракатида, масалан, радиопередатчик антеннасида электронларнинг тебранишларрида электромагнит түлқинлар нурланади. Иситилган жисмларнинг кўринадиган ёруғлик нурлаши ҳам электронларнинг тебранма ҳаракатлари сабабли бўлади, фақат бунда радиопередатчик антеннасида анча юкори частота билан тебранма ҳаракатлари сабабли бўлади деб фазад қилиш мумкин.

Бундай фаразнинг тўғрилигини қиздирилган жисмнинг туташ нурланиш спектрида

электромагнит назарияси кўзда туваётган энергиянинг тақсимланишини экспериментда кузатилган натижага билан таққослаш йўли билан текшириш мумкин.

Қиздирилган жисмнинг нурланиш спектрида нурланиш тақсимланишининг экспериментал йўл билан ҳосил қилинган тўғри чиққан мисол 296-а расмда келтирилган. Абсциссалар ўқи бўйлаб түлқин узунликлари, ординаталар ўқи бўйлаб ёритилаётган жисм бирлик интервалида нурланиш қуввати қўйилган.

Туташ спектрда энергияни тақсимлаш қонунини назарий келтириб чиқаришга инглиз физиги Д. Рэлей уринди. Рэлей берк ҳажмдаги нурланиши турғун монохроматик түлқинлар системаси сифатида қаради.

Туташ нурланиш спектрида шундай фаразлар асосида ҳосил қилинган энергияни тақсимлаш қонуни 296-б расмда ифодаланган.

Бу қонунга кўра нурланиш қуввати нурланиш түлқини узунлигининг камайиши билан нурланиш қуввати чексиз ортиши керак. Бу иссиқлик нурланишда жуда кўп ультрабинафша ва рентген нурлар кўп



бўлиши керак, аслида бу кузатилмади, демакдир. Агар бу қонун ҳамма частоталар диапозонида бажарилганда эди ёритилаётган жисмнинг тулик нурланиш энергияси чексиз катта бўлар эди.

**Планк гипотезаси.** Қиздирилган қаттиқ жисмнинг нурланишини тушунтиришда класик назариядаги қийинчиликларни енгishга интилиб, немис физиги Макс Планк 1910 йилда бир гипотезани айтди, у назарий физикада ҳақиқий революцияга асос солди. Бу гипотезанинг мазмуни қўйида-гича: электромагнит нурланиш билан мувозанатда бўлган тебраниш системасининг энергия запаси истаган қиймат қабул қила олмайди. Электромагнит тўлқинларни ютувчи ва нурловчи элементар системаларнинг энергияси, бирор аниқ миқдордаги энергиянинг бутун каралисига албатта тенг бўлиши керак.

Система ютиши ёки нурлаши мумкин бўлган энергиянинг минимал қиймати **энергия квант** дейилади. Е квант энергияли тебранишлар частотасига пропорционал бўлиши керак:

$$E = h\nu. \quad (82.1)$$

Бу ифодадаги  $h$  пропорционаллик коэффициенти **Планк доимийси** деб аталади. Планк доимийси  $6,626 \cdot 10^{-31} \text{Ж}\cdot\text{с}$  га тенг.

Бу янги тояга таяниб Планк спектрда энергия тақсимла-ниши қонунини ҳосил қилди, у экспериментал маълумотлар билан мос тушди. Назарий тасаввур қилинган қонуннинг эксперимент билан яхши мос келиши Планкнинг квант ги-

потезасининг асосли исботи бўлди.

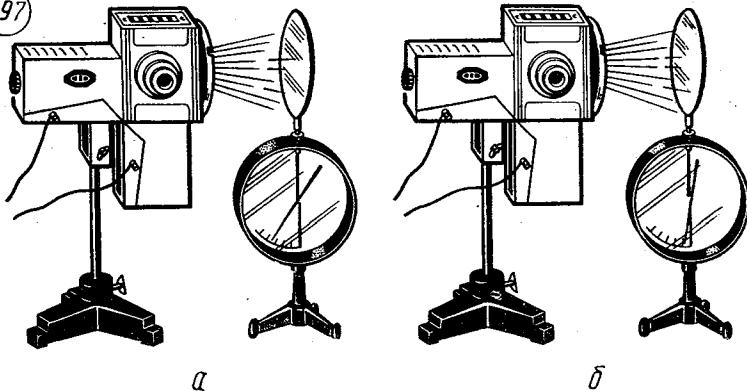
**Фотоэффектнинг кашф этилиши.** Планкнинг квантлар ҳақидаги гипотезаси 1887 йилда немис физиги Генрих Герц томонидан кашф этилган фотоэлектр эффекти ҳодисасини тушунтириш учун асос бўлди.

Электрометр стержени билан улашсан рух пластина ёритилганда фотоэффект ҳодисаси номоён бўлади Агар пластина ва стерженга мусбат заряд берилса, пластина ёритилганда электрометр зарядсизланмайди (297-а расм). Пластина манфий электр заряд берилганда пластина ультрабинафша нур тушиши билан электрометр зарядсизланади (297-б расм). Бу тажриба металл пластина сиртидан ёруғлик таъсирида манфий электр зарядлар ажралиши мумкинлигини исботлайди. Ёруғлик узуб чиқараётган заряд ва зарралар массасининг ўлчови бу зарралар—электронлар эканини кўрсатди.

Электромагнит нурланиш таъсирида модданинг электронлар чиқариш ҳодисаси **фотоэффект** дейилади.

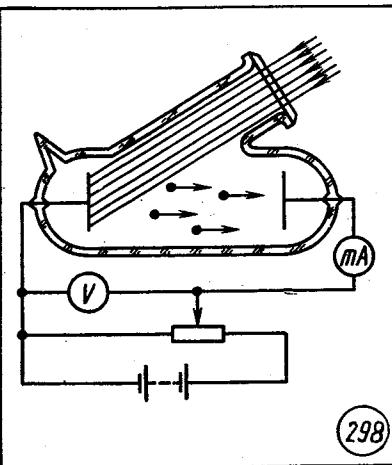
**Фотоэффект қонунлари.** Фотоэлектр эффектнинг миқдорий қонуниятларини 1888–1889 йилларда буюк рус физиги Александр Григорьевич Столетов (1839–1896) аниқлаган эди. Иккии электредли вакуум шиша баллондан фойдаланиб (298-расм) бу баллондаги ток кучининг электродлар орасидаги кучланишга ва электродни ёритиш шароитларига боғлиқлигини текширди.

297

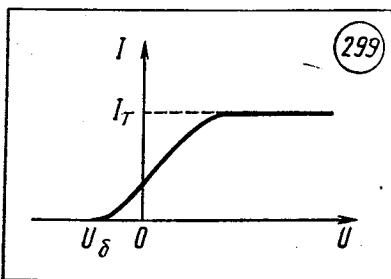


a

б



298



299

Битта электролни ёритиши нинг ўзгармас шароитларида ток кучининг кучланишга боғланиши 299-расмда кўрсатилган кўринишда бўлади.

Агар ёритилган электролга батареяning манфий қутби уланса, у ҳолда аввал ток кучи кучланиш ортиши билан кўпаяди, кейин ток кучи ўзгармай қолади.  $I_m$  тўйиниш ток кучи нурланиш ёруғлик оқимининг қувватига пропорционал. Бу ҳолга 299-расмдаги графикнинг ординаталар ўқидан чапдаги қисми мос келади. Беркитувчи кучланиши ўлчаб, ёруғлик катоддан узиб чиқараётган электронлар кинетик энергиясининг максимал қийматини топиш мумкин:

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_b \quad (82.2)$$

Тўхтатувчи кучланиш, демак, фотоэлектронларнинг кинетик энергияси ҳам ёруғлик нурланишининг қуввагига боғлиқ эмас, лекин ёруғлик частотаси ортиши билан кўпаяди.

Санаб ўтилган эксперимен-

тал фактлар фотоэффект ҳодисасининг қўйидаги қонунларини ифодалашга имкон берди:

1. Тўйиниш ток кучи жисм сиртига тушаётган ёруғлик нурланишининг қувватига пропорционал.

2. Фотоэлектронларнинг максимал кинетик энергияси ёруғлик частотаси билан чизиқли ортади ва ёруғлик нурланиш қувватига боғлиқ бўлмайди.

3. Агар ёруғлик частотаси мазкур модда учун бирор аниқ минимал частотадан кичик бўлса, у ҳолда фотоэффект юз бермайди (фотоэффектнинг қизил чегараси).

**Фотоэффектни тушунтиришда тўлқин назариясидаги қийинчиликлар.** Фотоэффектнинг асосий қонунларини ёруғликнинг электромагнит назарияси асосида тушунтириб бўлмади.

Электромагнит назарияга кўра, масалан, қаттиқ жисм сиртига тушаётган ёруғлик таъсирида жисмга электромагнит (ёруғлик) тўлқини қанча қалинликдаги қатламга сингса, шундай қалинликдаги модда қатламидаги ҳамма электронлар бир вақтда мажбурий тебранишлар қиласди.

Жисм сиртидан чиқиб кетиш учун электрон  $A$  чиқиш ишидан ортиқ кинетик энергияга эга бўлиш керак.

Электрон ўзини кутқариши учун зарур энергияни тўплашига кетадиган  $\tau$  вақт оралифини топиш учун чиқиш ишини электроннинг вақт бирлигига электромагнит майдон олган энергияси қийматига бўлиш керак. Ёруғликнинг

электромагнит назарияси асосидаги ҳисобларга кўра кечикиш вақти жуда катта бўлиши, камида бир неча ўнлаб минут бўлиши керак. Ҳақиқатда эса фотоэффект ёритиш бошлангандан сўнг дарҳол вужудга келар эди; экспериментларда ҳеч қандай кечикиш, ҳатто секундинг миллиондан бир улушларига кечикиш кузатилиди.

Ёруғликнинг электромагнит назарияси фотоэлектронлар энергиясининг ёруғлик нурланиши қувватига боғлиқ эмаслигини, фотоэффект қизил чегарасининг мавжудлигини, фотоэлектронлар кинетик энергиясининг ёруғлик частотасига пропорционаллигини изоҳлай олмади.

**Фотонлар.** Фотоэффектнинг асосий қонунларини 1905 йилда Альберт Эйнштейн (1879—1955) изоҳлади. Планкнинг ёруғлик ўзининг частотасига пропорционал энергия билан алоҳида порциялар—квантлар кўринишида нурланиши ҳақидаги гипотезасини А. Эйнштейн бу квантларнинг фазода дискретлиги, локализация ҳақидаги тахмини билан тўлдирилди.

Квант тасаввурларига кўра ёруғлик—бу маҳсус зарралар—фотонлар оқимиmdir. Ҳар бир фотоннинг энергияси

$$E = h\nu \quad (82.3)$$

формула билан аниқланади, бунда  $h = 6,626176 \cdot 10^{-24}$   $\text{Ж} \cdot \text{с}^{-1}$ —Планк доимийси,  $\nu$ —ёруғлик частотаси.

Фотонни фақат бутун тарзда нурланувчи ёки ютиловчи зарра сифатида тасаввур қилиш асосида фотоэффект ҳо-

дисаси оддий изоҳланади: битта фогон, фотокатод ичидағи электрон ўз энергиясини фотоннинг  $h\nu$  энергияси қийматига ортиради.

$h\nu > A$  бўлганда электрон фотокатодни тарк этади. Агар фотокатод сиртига боришда бу электрон фотондан олган энергиясининг бир қисмини бо иқа атомларнинг электронлари билан ўзаро таъсирилашувда сарфлаб қўймаса, у фотокатоддан

$$F_k = h\nu - A \quad (82.4)$$

кинетик энергия билан чиқади. Бу муносабат *фотоэффект* учун Эйнштейн тенгламаси дейилади.

Шундай қилиб, ёруғлик нинг фотон назарияси экспериментал кузагилган фотоэлектронлар максимал кинетик энергиясининг фотоэффект чақиравчи ёруғлик частотасига чизиқли боғлиқлигини тушунилди.

Фотон назарияда фотоэффектнинг қизил чегараси Эйнштейн тенгламасидан фотон энергиясининг электроннинг  $A$  чиқиш ишига тенглиги шарти билан аниқланади:  $h\nu = A$ , бундан:

$$\nu_{min} = \frac{A}{h}. \quad (82.5)$$

Ёритиш бошлангандан сўнг фототок пайдо бўлишининг кечик маслиги ҳам тушунарли бўлади: фотокатодга етган фотон амалда ундан ўша ондаёқ битта электронни қутқариши мумкин. Фототок кучининг нурланиш қувватига пропорционаллиги фотон назариясида жуда равшан, чунки жисмнинг сиртига фотонлар қанча кўп

тушса, улар шунча кўп электронни қутқаради.

**Комптон эффицити** Фотоэффект қонунларининг фотонларнинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза асосида тушунтириш гипотезасининг катта муваффақияти эди, лекин унинг қатъий исботи эмас эди. Фотонлар мавжудлигини масса ва импульсга эга бўлган фазода алоҳида турган заралар сифатида исботлаш учун айрим фотонларнинг бошқа заралар билан ўзаро таъсирини экспериментал кузатиш зарур эди. Бундай тажрибани биринчи марта 1922 йилда американлик физик Артур Комптон амалга ошириди. Комптон модда қагламидан рентген нурлари дастаси ўтганда бирламчи дастанинг  $\nu$  частотасидан кичик  $\nu'$  частотагали сочилган рентген нурланиши вужудга келади.

Тўлқин назариясига биноан рентген нурланиш механизми бирламчи дастанинг ўзгарувчан электр майдони таъсирида модда атомларида электронларнинг мажбурий тебранишлари натижасида иккиласи электромагнит тўлқинларнинг вужудга келиши билан тушунилди. Бунда сочилган рентген нурланиш частотаси бирламчи нурланиш частотаси билан деярли аниқ мос тушиши керак. Бирламчи ва сочилган нурланишлар частоталарининг кузатилаётган фарқини тўлқин назарияси тушунтира олмади.

Агар рентген нурлар дастасини ёруғлик тезлигига учувчи ва бошқа заррачалар билан тўқнашишга қодир бўлган алоҳида заррачалар—фо-

тонлардан ташкил топган деб ҳисобласак, у ҳолда фотонларнинг электронлар билан энергияси ва импульси бўйича алмаштириш мумкинлигини фарқ қилиш керак. Бу ҳолда Комптон тажрибаларининг натижаларини изоҳлаш осон бўлади.

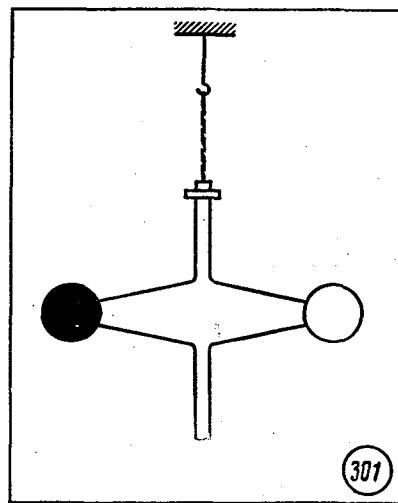
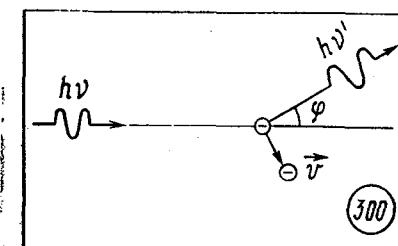
у частотали рентген фотони  $E$  энергияга,  $p$  импульсга эга. Фотон тинчликдаги электрон билан тўқнашганда фотон энергияси ва импульсининг бир қисми шундай электронга узатилади. Тўқнашиш натижасида фотон энергиясининг камайиши унинг частотаси камайишига олиб келади (300-расм).

Фотонларни электронлар ва бошқа заррачалар билан тўқнашишга қодир заррачалар деб тасаввур қилиш асосида бажарилган ҳисоблашлар эксперимент натижаларига мос келувчи натижалар беради.

**Ёруғлик босими.** Ёруғликни заррачалар оқими деб қараш ҳақидаги тасаввур билан ёруғликнинг босими мавжудлиги ҳақидаги фараз боғланган. Агар ёруғлик зарраси  $m$  массага эга бўлса, қаттиқ жисм сирти билан тўқнашганда ё заррача ютилади, ёки у қайтади. Заррача ютилганда унинг импульси ўзгариши  $\Delta p = m v$  га тенг, қайтганда эса у икки марта катта:  $\Delta p = 2mv$ . Шунинг учун ёруғлик нурланиш оқимининг зичлиги бир хил бўлганда ёруғликнинг кўзгусимон сиртга берадиган босими ёруғликни ютувчи қора сиртга бўладиган босимдан икки марта катта бўлиши керак.

Ёруғликнинг босими мавжудлигининг экспериментал исботини биринчи марта буюк рус физиги Пётр Николаевич Лебедев (1866—1912) 1900 йилдагина биринчи марта олди.

П. Н. Лебедев тажрибаларида бир хил ёруғлик оқимлари ингичка ирга осилган иккита енгил металл дискка йўналтириларди (301-расм). Дисклардан бири кўзгусимон бўлиб, ўзига тушаётган ёруғликни қайтарар эди, иккинчиси қора бўлиб, тушаётган ёруғликни ютар эди. Иккала диск бир вақтда ёритилганда улар вертикал ўқ атрофига буриларди. Осма эластик ипнинг



уралиш бурчагига күра бу бурилишни вужудга келтирувчи кучлар моментини ўлчаш мумкин эди. Осма ип күзгусимон қайтарувчи дискка ёруғлик босимининг кагта кучига мос келувчи йўналишида бурилади

Ёруғлик босимини кўриш жуда қийин, чунки у жуда кичик.

Ёруғлик босимининг кучи табиат ҳодисаларида бошқа кучларга нисбатан доим ҳам ҳисобга олиб бўлмайдиган даражада кичик бўлавермайди. Юлдузлар бағрида ёруғлик нурланиши оқимлари шу даражада кучлики, ёруғлик босими кучи гравитацион ўзаро тъясир кучи билан бир хил бўлиб қолади ва юлдузларнинг чексиз сиқилишига қаршилик қиласди.

**Ёруғлик хоссаларининг дуализми.** Фотонларнинг электронларда сочилишини кузатиш бўйича тажрибаларда фотоэффект қонунларини текширишда ёруғликнинг квант, корпускуляр табиати аниқланади. Лекин шу билан бирга ёруғлик дифракцияланиши, синиши, интерференцияланиши, қайтиши, дисперсияланиши, қутбланиши мумкин ва бу ҳамма ҳодисалар ёруғликнинг электромагнит тўлқин деб тасаввур қилиш асосида тўлиқ изоҳланади.

Ёруғликнинг ҳам тўлқин, ҳам корпускуляр хоссаларини намоён қилиши ёруғлик хоссаларининг корпускуляр-тўлқин дуализми дейилади. Ёруғлик хоссаларининг корпускуляр-тўлқин дуализмининг маъноси ёруғликнинг бир вақтда

ҳам тўлқин, ҳам заррачалар оқими эмаслигидадир. Ёруғлик бир шароитда заррачалар оқимига ўхаш, бошқа шароитларда кўндаланг тўлқинлар бўлиши факти ҳақиқатда ёруғликнинг табиати анча мураккаблигини ва классик физиканинг яққол ҳамда бизга таниш образларидан қўлланиб тўлиқ тўғри тасифланиши мумкин эмас. Масалан, фотон импульсга ва массага эга деб тасдиқлаб, у фақат ёруғлик тезлиги билан ҳаракатлангандагина ва демак, тинчликдаги массага эга бўлмаганда мавжуд бўлишини эсдан чиқармаслик керак. Ёруғлик хоссаларининг корпускуляр-тўлқин дуализмининг маъноси шундан иборатки, ёруғликнинг табиати мураккаб бўлиб, тажриба шароритларига боғлиқ ҳолда тўлқинлар ёки заррачалар ҳақиқати бизга таниш бўлган тасаввурларни қўлланиб тасифланиши мумкин.

**Фотоэффектнинг қўлланилиши.** Фотоэффектдан фойдаланиш асосида ишлайдиган энг содда асбоб – *вакуумли фотоэлементдир*. Вакуумли фотоэлемент иккита электр чиқариш учлари бўлган шиша колбадан иборат. Колбанинг ички сирти қисман юпқа металл қатлами билан қопланган. Бу қоплама фотоэлементнинг катоди вазифасини бажаради. Баллоннинг марказида анод жойлаштирилган. Катод ва аноднинг чиқариш учлари ўзгармас кучланиш манбаига уланади. Катод ёритилганда унинг сиртидан электронлар ажралиб чиқади. Бу жараён ташки фотоэффект дейилади. Электронлар

Электр майдон таъсирида анодга қараб ҳаракатланади. Фотоэлемент занжирида электр токи вужудга келади, ток кучи ёруғлик нурланиши қувватига пропорционал. Шундай қилиб, фотоэлемент ёруғлик нурланиши энергиясини электр токи энергиясига айлантиради.

Ёруғлик нурланиши энергиясини электр токи энергиясига айлантириш учун ярим ўтказгичли фотоэлементлар ҳам кенг қўлланилади.

Ярим ўтказгичли элемент қўйидаги қурилмага эга. Тешикли ўтказувчанликли кремний ёки бошқа ярим ўтказгичнинг яssi кристалида электрон ўтказувчанлик ярим ўтказгичнинг юпқа қатлами вужудга келтирилади. Бу қатламларнинг бўлиниш чегарасида  $p-n$ -ўтиш вужудга келади. Ярим ўтказгичли кристалл ёритилганда ёруғликнинг ютилиши натижасида электронлар ва тешикларни энергиялари бўйича тақсимланиши ўзгаради. Бу жараён ички фотоэффект дейилади. Ички фотоэффект натижасида ярим ўтказгичда эркин электронлар ва тешиклар миқдори ортади, улар  $p-n$ -ўтиш чегарасида бўлинади.

Ярим ўтказгичли фотоэлементнинг қарама-қарши қатламлари ўтказгич орқали тулашибирлилганда занжирда электр токи вужудга келади; занжирдаги ток кучи фотоэлементга тушаётган ёруғлик нурланиш оқимининг қувватига пропорционал.

Фотоэлементни электромагнит реле чулғами билан кетма-кет улаш фотоэлементга ёруғлик тушганда ижрочи

қурилмани автоматик улаш ва узишга имкон беради. Кинода кинолентага товуш йўлкаси кўринишида ёзилган товушни эшилтириш учун фотоэлементдан фойдаланилади.

Ярим ўтказгичли фотоэлементлар Ернинг сунъий йўлдошларида, планеталаро автоматик станцияларда ва орбитал станцияларда энергетик қурилма сифатида кенг фойдаланилади, улар ёрдамида қуёш нурланиши энергияси электр энергияга айлантирилади. Замонавий ярим ўтказгичли фотоэлектрогенераторларнинг ФИК 20% дан ортади.

Ярим ўтказгичли фотоэлементлар турмушда янада кенг қўлланилмоқда. Улар соатларда, микрокалькуляторда янгиланмайдиган ток манбалари сифатида фойдаланилади; дастлабки қуёш электромобиллари синовдан ўтмоқда.

Фотохимиявий жараёнлар. Ёруғлик таъсирида молекулаларнинг диссоциация, атомларнинг молекулаларга бирлашиш жараёнлари юз бериши мумкин. Ёруғлик таъсирида юз берадиган турли химиявий реакциялар *фотохимиявий реакциялар* дейилади. Жонли табиатда фотосинтезнинг фотохимиявий жараёнлари энг катта жараёнлар ҳисобланади. Инсон ҳаётидаги кўзнинг ёруғликни кўра олиш қобилияти жуда катта аҳамиятга эга. Тўрпарданинг ёруғлик сезиги тўқимасида ёруғлик фотонининг ютилиши оқсил—родопсин молекулаларининг ажралишига олиб келади. Родопсин молекуласи ажралганда сигнал вужудга келади, у нерв толалари бўй-

лаб мияга узатилади. Қоронғида родопсин тикланади ва тұқымалар яна ёргулкни сезиш қобилиятига эга бўлади.

Ёруғлик таъсирида фотографик материалларда юз берадиган фотохимиявий жараёнлар ички фотоэффект ходиаси билан боғлиқ. Асоси кумуш бўлган фотоматериалларда бромли кумуш  $\text{AgBr}$  (ёки  $\text{AgCl}$ ,  $\text{AgJ}$ ) бор, у шиша пластинка, плёнка ёки қозозга суртилган юпқа желатин эмульсияси қатламида тақсимланган.

Бромли кумуш кристалида ёруғлик таъсирида кумуш ва бромнинг нейтрал атомлари вужудга келади, кумуш атомлари кристалл панжаранинг дефектлари яқинида тўпланди ва у ерда металл кумушнинг кичкина кристалларини хосил қиласди.

Ёруғликнинг модда билан ўзаро таъсирининг квант характеристи фотохимиявий жараёнларда битта фотон ёруғлик ютилганда химиявий айланишнинг битта акти бўлишида намоён бўлади. Бромли кумуш кристалида ёруғлик таъсирида озод қилинган кумуш атомлари сони шу кристалл ютган фотонлар сонига пропорционал.

Фотоаппарат затвори қисқа вақтга очилганда, объектив буюмларнинг тасвирини фотоплёнкага проекциялади. Фотоплёнканинг турли қисмларида турли миқдордаги эркин кумуш атомлари бўшайди, ҳар бир жойда озод қилинган

кумуш атомлари сони тушаётган ёруғлик фотонлари сонига пропорционал бўлади. Шундай қилиб, фотоплёнкада металл кумуш зарраларидан иборат тасвир ҳосил бўлади. Кристаллда ёруғлик таъсирида вужудга келадиган металл кумуш зарралари жуда кам бўлади. Шунинг учун фотоплёнкада ёруғлик таъсирида вужудга келадиган кумуш кристалларидан иборат тасвир яширин тасвир дейилади.

Кўринадиган тасвир ҳосил қилиш учун очилтириш жараёнидан фойдаланилади. Очилтириш учун плёнка қоронғиликда проявитель эритмасига – бромли кумушни эркин металл кумушга тиклай оладиган мoddага ботирилади. Бундай тиклаш яширин тасвирнинг марказлари атрофида энг самарали бўлади.

Очилтирилгандан сўнг плёнка қолган бромли кумуш кристаллари қайта тиклана олмасликлари учун натрий тиосульфат эритмаси ( $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ ) да фиксация қилиш жараёни амалга оширилади. Фиксация жараёни ажралмаган бромли кумуш кристалини эритишидан иборат.

Фотоплёнкада тасвир негатив бўлиб чиқади, яъни обьектнинг оқ жойларига фотосуратдаги тасвирининг қора жойлари мос келади. Нормал, позитив тасвир олиш учун негативдан фото қофозга қайта суратга олиш жараёни амалга оширилади, шундан сўнг очилтириш ва фиксация операциялари бажарилади.

## 83. АТОМЛАРНИНГ МУРАККАБ СТРУКТУРАДА ЭКАНИНИ ИСБОТЛАШ

Электроннинг кашф этилиши. Атомларнинг тузилиши мураккаб эканлиги ҳақидаги, атомлар ичидаги электр зарядлар борлиги ҳақидаги хуласаларни чиқариш мумкин бўлган дастлабки экспериментал натижаларни 1933 йилда электролиз қонунларини ўргатишида М. Фарадей олган эди.

1897 йилда Ж. Ж. Томсон сийраклаштирилган газларда электр разрядни, фотоэффектни ва тёрмоэлектрон эмиссияни ўрганишга оид экспериментлар натижасида электр разряд плазмасида атомларнинг бир бирига урилишида, моддани иситишда ёки уни ультрабинафша нур билан ёритганда истаган химиявий элемент атомларидан бир хил манфий зарядланган заррачалар ажralиб чиқишини аниқлади. Бу заррач алар электронлар деб аталди. Айрим электронларнинг электр заряди 1909 йилда Р. Милликен тажрибаларида биринчи марта ўлчанди. У ҳақиқатан ҳам ҳамма электронларда бир хил бўлиб чиқди.

Электроннинг массаси атомлардан энг енгилининг—водород атомининг массасидан тахминан 2000 марта кичик. Электроннинг кашф қилиниши ва истаган химиявий элемент атомлари таркибида электронларнинг бўлиши атомлар мураккаблигининг биринchi исботи бўлди.

Менделеевнинг даврий қонуни. 1869 йилда Д. И. Менделеевнинг даврий қонунни

кашф этиши физика олдига атом массаси ўсиш тартибида жойлашган элементларнинг химиявий хоссаларининг тарорланишининг сабаби ҳақидаги масалани қўйди. Химиявий элементлар атомлари массаларининг ортишиуларнинг таркибига кирувчи заррачалар сонининг ортиши билан боғлиқ деб фараз қилиш табиий. Д. И. Менделеев жадвалидаги элементлар химиявий хоссаларининг даврий тарорланишини атомлар таркибига кирувчи заррачалар сонининг орта боргани сари атомлар ички тузилиши асосий хусусиятларининг даврий тарорланувчалигининг сабабчиси сифатида қараш мумкин.

Чизиқли спектрлар. Атомларнинг мураккаб ички структураси ҳақида далолат берувчи муҳим фактор чизиқли спектрларнинг кашф этилиши бўлди. Тадқиқотлар шуни кўрсатадики, юқори ҳароратгача қизитганда истаган химиявий элементнинг буғлари ёруғлик нурлайди, унинг ингичка дастаси призмадан ўтганда ҳар хил рангдаги бир нечта ингичка ёруғлик дасталарига ажралади. Бунда кузатилади ан ҳар хил рангдаги чизиқлар тўплами нурланишнинг чизиқли спектри дейилади. Ҳар бир химиявий элемент нурланишининг чизиқли спектри бошқа бирор химиявий элементнинг нурланиш спектрига мос келмайди.

Чизиқли нурланиш спектрларидаги ҳар бир алоҳида чизиқларни бир хил тўлқин

узунлигидаги ёруғлик ҳосил қиласы. Демак, чизиқли нурланиш спектрига эга ёруғлик манбасы ҳар хил частотали электромагнит түлқинлар нурламасдан, балки бир қанча тұла аниқланған  $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$  частотали түлқинлар нурлайды.

Туташ спектрли оқ ёруғликтан модда буглари орқали ўтказғанда туташ чиқариш спектри фонида қора чизиқлар пайдо бўлиши кузатилади. Қора чизиқлар берилган химиявий элемент нурланиш спектрларининг оқ чизиқлари кузатилган жойда жойлашади. Бундай спектр *чизиқли ютилиш спектри* дейилади.

Чизиқли ютилиш спектрлари газсимон ҳолатдаги модда унинг нурланиш чизиқли спектрида бор бўлган фақат  $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$  частотали электромагнит нурланишларни ютишга қодирлиги ҳақида далолат беради.

Чизиқли нурланиш спектридаги ёруғликни босим унча юқори бўлмагандан газсимон атомар ҳолатдаги модда чиқаради, яъни атомлар бир-бири билан кучсиз ўзаро таъсиrlашган шароитда чиқаради. Бундай шароитларда электромагнит квантларини чиқариш айрим атомлар орасида рўй берадиган жараёнлар натижасидир.

Электрон кашф этилгандан сўнг ёруғликнинг нурланиши ва ютилиши ҳодисаларининг уларда электронларнинг мавжудлигига боғлиқлиги аниқ бўлиб қолди. Ҳақиқатан, ёруғлик—бу электромагнит түлқинлардир. Электромагнит түлқинларнинг нурланиши

электр зарядлар тез ҳаракатланишида вужудга келади. Атомлар тўқнашганда атомлар ичида бор бўлган электронлар ортиқча энергияга эга бўлиши ва кейин атомлар ичида гармоник тебранишлар қилиб электромагнит түлқинлар нурлайди деб фараз қилиш мумкин. Нурланаётган ёруғликнинг турли түлқин узунликларига атомлар ичидағи электронлар тебранишларининг турли частоталари мос келади. Демак, атом тузилиши назарияси истаган химиявий элемент спектрида түлқин узунликларини ҳисоблаш усула рини бериши керак.

**Радиоактивлик.** Радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши атомларнинг тузилиши мураккаб эканлигининг яна бир исботи булди. 1896 йилда француз физиги Анри Беккерель (1852—1908) уран тузлари билан тажрибалар ўтказди. Уран атомлари қоғозёки картондан ўтиб кетадиган ва фотография пластинкаларини қорайтирадиган, кўзга кўринмайдиган нурлар тарқатишини аниклади.

Атомларнинг кўринмас сингувчи нурланиш чиқариши ҳодисаси *радиоактивлик* деб аталди („радиус“ нур деган сўздан олинган).

Келиб чиқиши поляк Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) ва француз физиги Пьер Кюри (1859—1906) радиоактив нурланиши фактат уран атомлари эмас, балки бошқа баъзи элементлар атомлари ҳам тарқатишини исботлашди. Радиоактив нурланишга кўра улар аввал но маълум бўлган иккита химия-

вий элемент—радий ва положий кашф қилинди.

Радиоактив нурланишни текшириш радиоактив атомлар битта эмас, балки турли физик табиатдаги учта турдаги нурланиш чиқаришини күрсатди. Бу нурланишлар альфа-, бетава гамма-нурлар деб аталди. Альфа-нурлар гелий ионлари оқими экан, бета-нурлар электронлар оқими, гамма-нурлар эса түлкін узунлиги жуда кичик—тахминан  $10^{-11}$ — $10^{-13}$  м бўлган электромагнит нурланиш квантлари оқимидир.

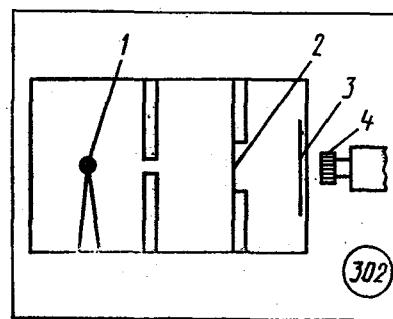
1902 йилда инглиз олимлари Эрнест Резерфорд (1871—1937) ва Фредерик Содди (1877—1956) биринчи марта исботлаган радиоактив емирилиш натижасида бир химиявий элемент атомлари бошга химиявий элемент атомларига айланади. Масалан, уран атоми радиоактив емирилиш натижасида икки атомга—ториј атомига ва гелий атомига ажралади. Радиоактив емирилиш ҳодисасининг кашф этилиши атомларнинг ички тузилиши мураккаб эканини исботлар эди, атомларнинг ўзгармаслиги, бузилмаслиги ҳақилаги тасаввурларни рад этар эди.

**Альфа-зарраларнинг сочилиши бўйича тажрибалар.** Зарядланган тез заррачаларнинг модданинг юпқа қатламилари орқали ўтганда сочилишини ўрганиш бўйича Резерфорд тажрибаларида атомлар структурасини текширишда катта ютуқларга эришилди. Бу тажрибаларда 1 радиоактив модда чиқараётган альфа-зарраларнинг тор дастаси юпқа

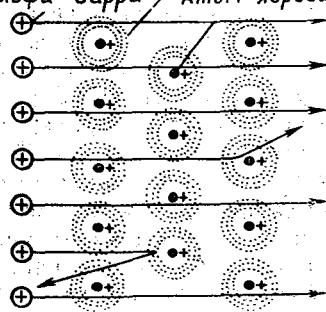
металл 2 пластинага йўналтирилади. Пластина орқасига зарядланган тез зарралар зарби остида ёруғланышга қодир рух сульфид кристаллари қатлами қопланган 3 экран жойлаштирилади (302-расм). Кўнчилик альфа-зарралар тўғричицикли йўлидан 1—2° ортиқ бўлмаган бурчакка оғиши аниқланди. Бироқ, альфа-зарраларнинг озгина қисми ундан анча катта бурчакка оғди.

**Резерфорднинг атом модели.** Айрим альфа-зарраларнинг катта бурчакка сочилишини Резерфорд бундай изоҳлади: мусбат заряд атомда радиуси  $10^{-10}$  м бўлган шарда текис тақсимланмаган, балки атомнинг марказий қисмida анча кичик ўлчамлар соҳасида тўпланган бўлади. Атомнинг бу марказий мусбат зарядланган қисмida — атом ядросида — атомнинг деярли ҳамма массаси тўпланган Резерфорднинг ҳисоблашларига кўра, альфа-зарраларнинг сочилишига оид тажрибаларни изоҳлаш учун атом ядросининг радиусини  $10^{-15}$  м га teng деб қабул қилиш керак.

Резерфорд атом планета системасига ўхшаш тузилган,



*Атомнинг электрон қобиги*  
*Альфа-зарра / Атом ядроси*



(303)

деб фараз қилди. Күёш атрофифда ундан жуда катта масофаларда планеталар айлангани каби, атомдаги электронлар ҳам атом ядроси атрофифда айланади. Ядродан энг узоддаги электроннинг радиуси атомнинг ҳам радиусидир. Атом-

нинг бундай модели *планетар модель* деб аталди.

Атомнинг планетар модели зарядланган заррадар сочилишининг асосий қонуниятларини тушунириади.

Атомда атом ядроси ва унинг атрофида айланадиган электронлар орасидаги фазонинг катта қисми бўш бўлгани учун зарядланган тез заррачалар бир неча минг атомлар қатламига эга бўлган модданинг анча катта қатламларидан дейярли эркин ўта олади.

Зарядланган заррачалар айрим электронларга урилганда унча катта бўлмаган бурчакка сочилади, чунки электроннинг массаси анча кичик. Бироқ зарядланган тез заррача атом ядролардан бирига жуда яқин масофада учеб ўтган айрим ҳолларда атом ядросининг кучли электр майдон таъсирида зарядланган заррача  $180^{\circ}$  гача истаган бурчакка сочилиши мумкин (303-расм).

## 84. БОРНИНГ КВАНТ ПОСТУЛАТЛАРИ

**Резерфорд атомининг барқарор эмаслиги.** Атомнинг планетар модели модданинг альфа-зарраларнинг сочилишига оид тажриба натижаларини тушуниришига имкон берди, лекин бошқа принципиал муҳим қийинчиликка дуч келди.

Маълумки, электр зарядларнинг истаган тезланувчан ҳаракатида электромагнит тўлқинлар нурланади. Айлана бўйлаб ҳаракат тезланувчан ҳаракатдир, шунинг учун атомдаги электрон унинг ядро атрофифда айланиши частотасига тенг частота билан электромагнит тўлқинлар нурланиши

керак. Бу электрон энергиясининг камайишига, унинг атом ядросига аста-секин яқинлашишига ва ниҳоят, ядро га қулаб тушишга олиб келиши керак. Шундай қилиб, атом ядроси ва унинг атрофифда айланадиган электронлардан иборат атом классик физика қонуналарига кўра барқарор эмас. Жуда оз вақт яшаш мумкин, бу вақт ичиде электронлар ўз энергияларини нурланишига сарфлайди, ва ядрога қулаб тушади. Аммо аслида атомлар барқарордир.

**Борнинг квант постулатлари.** Атом физикасида наза-

рий ва эксперимент натижалари ўртасидаги зиддиятни ҳал қилиш йўлидаги биринчи қадамни дания физиги Нильс Бор (1885 — 1962) қўйди. Атомларнинг алоҳида хоссалари ҳақидаги ўз тасаввурларини Бор қўйидаги мазмундаги постулатлар кўринишида ифодалади:

1. Атом система фақат алоҳида стационар ёки квант ҳолатларда бўлиши мумкин, улардан ҳар бирiga маълум  $E_n$  энергия мос келади; стационар ҳолагда атом нурланмайди.

2. Атом бир стационар ҳолатдан иккинчисига ўтганда электромагнит нурланишдаги квант ютилади. Фотон энергияси атомнинг икки стационар ҳолатлардаги энергиялари фарқига тенг:

$$\hbar v = E_m - E_n,$$

бунда  $\hbar$  — Планк доимийси.

Атом ядрои ва электрондан тузилган атомнинг мумкин бўлган турлича стационар ҳолатлари Бор постулатига кўра

$$mvr = n \frac{\hbar}{2\pi} \quad (84.1)$$

муносабат билан аниқланади, бунда  $m$  — электрон массаси,  $v$  — унинг тезлиги,  $r$  — доираний орбитанинг радиуси,  $n$  — бутун сон,  $\hbar$  — Планк доимийси.

Битта стационар ҳолатдан бошқа ҳаммаси фақат шартли равишда стационардир. Ҳар бир атом фақат стационар ҳолатда минимал энергия запаси билан чексиз узоқ вақт булиши мумкин. Атомнинг бу ҳолати асосий ҳолат дейилади.

Атомнинг қолган ҳамма стационар ҳолатлари уйғонган ҳолатлари дейилади.

Бошқа атом билан, зарядланган зарра билан урилиш натижасида ёки фотон ютилганда атом энергия запаси кам бўлган стационар ҳолатдан энергия запаси кўп стационар ҳолатга ўтиши мумкин Атом истаган уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ихтиёрий равишида ўтиши мумкин; бу ўтишида фотон нурланади. Атомларнинг уйғонган ҳолатларида яшаш вақти одатда  $10^{-8}$  —  $10^{-7}$  с дан ошмайди.

Атом физикасига Бор постулатлари киритган асосий ўзгариш ҳамма физик катталикларнинг ўзгариши узлуксизлиги ҳақидаги тасаввурлардан воз кечиб ва атомнинг ички ҳаёті тавсифланадиган *физик катталикларни квантлаш* ғоясини киритишдан иборат эди. Атомда ядро ва электрон орасидаги масофаларнинг чексиз ўзгариши ўрнига бундай масофалар қийматларининг ғакат дискрет қатори мумкин бўлади. Атомда электроннинг кинетик ва потенциал энергияларининг мумкин бўлган қийматлари, унинг доираний орбита бўйлаб ҳаракатланиш тезлиги дискрет бўлади.

Стационар орбиталар ва Энергетик сатҳлар. Бор постулатлари асосида атомнинг стационар ҳолатини қўйидаги тарзда яққол тасаввур қилиш мумкин. Электроннинг айдана бўйлаб ҳаракатланишда  $F_{el}$  кулон кучи  $a$  марказга интилма тезланишини вужудга келтиради.

Демак,

$$a = \frac{v^2}{r} = \frac{F_e}{m}.$$

Водород атомида ядро заряди электроннинг  $e$  зарядига тенг, шунинг учун водород атоми учун қуидагини ҳосил қила миз:

$$\frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mr^2},$$

бундан

$$v^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mr}. \quad (84.2)$$

Бошқа томондан электрон ҳаракатининг тезлиги ва унинг доиравий орбитасининг радиуси (84.1) шарт билан бөгланган.

(84.1) ва (84.2) ифодалардан атомда электрон факат радиуслари

$$r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2}$$

ифодадан аниқланадиган стационар доиравий орбиталар бўйича ҳаракатланиши мумкин, бу ифодада  $n$  – бутун сон;  $h$  – Планк доимийси;  $\epsilon_0$  – вакуумнинг электр доимийлиги;  $m$  – электрон массаси;  $e$  – элементар электр заряд.

Охирги ифодага  $n=1, 2, \dots$  қийматларни қўйиб, электроннинг атомдаги биринчи, иккинчи ва кейинги ҳамда стационар доиравий орбиталарини ҳисоблаш мумкин.

Электрон рухсат этилган ҳар бир стационар доиравий орбита бўйича ҳаракатланиб маълум кинетик энергия запасига эга бўлади, шунингдек атом ядроси электр майдонда потенциал энергияга ҳам эга бўлади.  $n$  номерли стационар

орбитадаги электроннинг кинетик энергияси ва электроннинг атом ядроси билан ўзаро таъсири потенциал энергияси йиғиндисини  $E_n$  билан белгилаймиз. У ҳолда электроннинг атомдаги ҳар бир ажратилган стационар орбитасига атом энергиясининг стационар ҳолатдаги қийматини мос қўйиш мумкин. Атомларнинг мумкин бўладиган энергетик ҳолатларини яққол тасаввур қилиш учун **энергетик диаграммалардан** фойдаланилади.

Энергетик диаграммада атомнинг ҳар бир стационар ҳолати **энергетик сатҳ** деб аталувчи горизонтал чизик билан белгиланади. Диаграммада ҳаммасидан пастда атомнинг асосий ҳолати  $E_1$  энергиясига мос келувчи энергетик сатҳ жойлашади, уйғонган ҳолатларнинг энергетик сатҳи асосий сатҳдан юқорида уйғонган ва асосий ҳолатлар энергиялари айримасига пропорционал масофаларда жойлашади. Атомнинг бир ҳолатдан бошқасига ўтишлари энергетик диаграммада тегишли сатҳлар орасидаги вертикаль чизиклар билан тасвиранади, ўтишларнинг йўналиши стрелка билан кўрсатилади.

Электроннинг  $m$  номерли стационар орбитадан  $n$  номерли стационар орбитага ўтишига (304-расм) атомнинг  $E_m$  энергияли ҳолатдан  $E_n$  энергияли ҳолатга ўтиши мос келади. Бу ўтиш энергетик сатҳлар диаграммасида  $E_m$  сатҳдан  $E_n$  сатҳга ўтказилган вертикаль стрелка билан белгиланади.

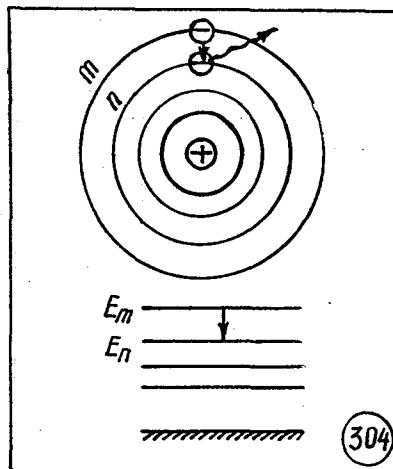
Чизиқли спектрларнинг келиб чиқишини тушунтириш. Бор постулатлари чиқариш ва

ютилиш чизиқли спектрларининг келиб чиқишини тушунтиришга имкон беради, бунда уларнинг мавжудлиги атомларнинг энергетик ҳолатларидан дискрет қаторининг борлиги билан бөғланади.

Битта химиявий элементнинг ҳамма атомлари атом ядросининг бир хил зарядига эга. Ядронинг заряди бир хил бўлганда атомларнинг электрон қобиқлари бир хил тузилган бўлади ва шунинг учун ҳам мумкин бўлган энергетик ҳолатларнинг бир хил тўпламига ҳамда улар орасидаги ўтишларга эга бўлади. Фотонларнинг чиқарилиши ва ютилиши атомларнинг ажратилган бир стационар ҳолатдан бошқасига ўтишларида юз беради. Атомнинг  $E_1$  энергияли нормал ҳолатдан  $E_n$  энергияли уйғонган ҳолатга ўтишида атом ютаётган фотон энергияси атомнинг тескари ўтишида чиқараётган фотон энергиясига аниқ teng бўлар экан, чунки у ҳолда ҳам, бу ҳолда ҳам у атомнинг бу икки ҳолатдаги энергиялари фарқига teng:

$$h\nu = E_n - E_1.$$

**Франк ва Герц тажрибаси.** Бор назариясига биноан ядро атрофида айланадиган электрон ўз энергиясини текис, аста-секин ўзгартира олмайди. Атом бошқа атом ёки электрон билан ўзаро таъсири натижасида асосий ҳолатдан уй-

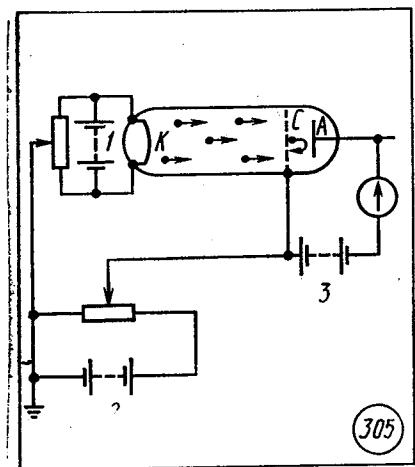


304

ғонган ҳолатга ўтишида олиши мумкин бўлган минимал энергия атомнинг асосий ва биринчи уйғонган ҳолатлардаги энергиялари айрмасига teng.

Атомнинг электрон ёки бошқа заррача билан ўзаро таъсири натижасида заррача кинетик энергиясининг бир қисми атомнинг уйғониш энергиясига айланishi **ноэластик тўқнашиш** дейилади.

Электронларнинг симоб атомлари билан ноэластик тўқнашилари немис физиклари Жеймс Франк (1882—1964) ва Густов Герц (1887—1975) биринчи марта 1913 йилда кузатишиди. Бу тажрибаларда симоб буғлари билан тўлдирилган шиша най кўлланилади (305-расм). К катод 1 батареядан келаётган электр токидан қизийди. Катоддан учиб чиқаётган элект-



тронлар  $K$  катод ва  $C$  тўр орасидаги 2 батарея ҳосил қилаётган электр майдон таъсирида тезлашади. Уларнинг кинетик энергияси тўрга етганда электр майдон ишига тенг бўлади:

$$\frac{mv^2}{2} = eU,$$

бунда,  $e$  — электрон заряди,  $m$  — унинг массаси,  $U$  — 2 батарея ҳосил қиласиган кучланиш,  $v$  — электроннинг охирги тезлиги.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, электронлардан симоб атомларига энергия узатилиши электронлар энергияси 4,9 В қийматга етганда кузатилади. Энергия қиймати бундан кичик бўлганда электронларнинг симоб атомлари билан эластик урилишлар юз беради; бу урилишларда электронлар симоб атомларига энергия узатмайди.

Катод билан тўр орасидаги кучланиш 4,9 В дан кичик бўлганда найда симоб буғларининг шуълаланиши кузатилмайди, кучланиш 4,9 В га

етганда симоб буғлари  $1,2 \times 10^{15} \text{с}^{-1}$  частота билан ёруғлик нурлай бошлайди. Бу қиймат қуидаги

$$v = \frac{E_2 - E_1}{n}, \text{ бунда}$$

$$E_2 - E_1 = 4,9 \text{ эВ}$$

формула бўйича ҳисобланган қийматга тенг бўлади.

Франк ва Герц тажрибалири Борнинг квант назариясининг асосий қоидалари тўғрилигининг экспериментал тасдифидир.

Йигирманчи аср иккинчи ярми физикасининг энг ажойиб ютуқларидан бири ажойиб асбабнинг — оптик квант генераторининг ёки лазернинг яратилиши учун асос бўлган физик ҳодисаларнинг кашф этилиши бўлди.

Лазер ишининг физик асоси индукцияланган нурланиш ҳодисасидир

**Спонтан ва индукцияланган нурланиш.** Атомнинг бир ҳолатдан бошкасига ўз-ўзилан ўтишида чиқарадиган нурланиш *спонтан нурланиш* дейлади. Турли атомларнинг спонтан нурланиши нокогерент юз беради, чунки ҳар бир атом нурланишни бошқаларига боғлиқ бўлмаган ҳолда бошлайди ва тамомлади.

1916 йилда А. Эйнштейн, атомда электронларнинг юқори энергетик ҳолатдан қуисига нурланиш чиқариб ўтишлари ташки электромагнит майдон таъсирида юз бериши мумкин, деб башорат қилди. Бундай нурланиш *мажбурий* ёки *индукцияланган* нурланиш дейлади.

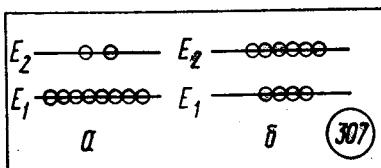
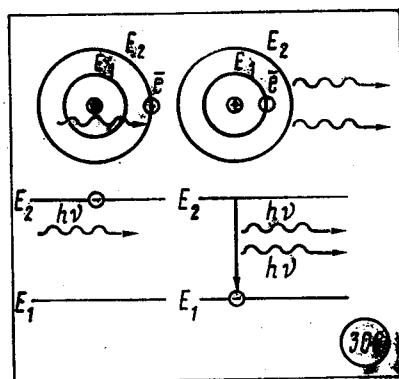
Электромагнит майдон

частотаси уйғонган атомнинг нурланишининг хусусий частотаси билан мос түшгандан индукцияланган нурланиш өхтимоли кескин ортади.

Шундай қилиб, уйғонган атомнинг фотон билан ўзаро таъсирилашуви натижасида энергияси ва ҳаракат йўналиши бўйича мутлақо бир хил иккита фотон-эгизак ҳосил бўлади (306-расм).

Тўлқин назарияси нуқтаи назаридан атои тарқалиш йўналиши, частотаси, фазаси ва қутбланиши атомни нурланишга мажбур қилган электромагнит тўлқини билан мутлақо бир хил электромагнит тўлқин нурлайди. Натижада тушётган тўлқиннидан каттароқ амплитудадаги натижаловчи тўлқин ҳосил бўлади. Индукцияланган нурланишнинг хусусияти шундаки, у монохроматик ва когерентдир. Бу хосса лазерларнинг тузилишига асос қилиб олинган.

Ёруғлик моддадан ўтганда атомлар фотонларни ютади ва уйғонган ҳолатдаги атомлар индукцияланган фотонлар нурлайди. Ёруғлик моддадан ўтгандан сўнг ёруғлик нурланиш куввати ортиши учун моддадаги атомларнинг ярмидан кўпи уйғонган ҳолатда бўлиши керак. Атомларнинг ярмидан ками уйғонган ҳолатда бўлган модданинг ҳолати энергетик сатҳлари нормал жойлашган ҳолат дейилади (307-а расм). Атомларнинг ярмидан кўпроғи уйғонган ҳолатда бўлган модда ҳолати сатҳлари инверс (латинча *inversio* — айлантираман, бураман) жойлашган ҳолат дейилади (307-б расм). Сатҳлари



инверс жойлашган моддада уйғонган атомлар уйғонмагаи атомлардан кўп; шунинг учун фотонларнинг индукцияланган нурланиш жараёнлари уларнинг ютилишидан кўпроқ содир бўлиши керак. Натижада ёруғлик сатҳлари инверс жойлашган модда орқали ўтганда ёруғлик оқими сусаймасдан, аксинча кучайиши керак. Бу ҳодисани 1951 йилда физиклар В. К. Фабрикант, М. М. Вудинский, Ф. А. Бутеева кашф этди.

**ОПТИК КВАНТ ГЕНЕРАТОР-ЛАЗЕРИ.** Сатҳлари инверс жойлашган атомлар системаси электромагнит нурланишни кучайтирибина қолмай, балки генерациялашга ҳам қодир. Генератор режимида ишлаш учун мусбат тескари алоқа бўлиши зарур, бунда қурилманинг чиқишдаги сигналнинг бир қисми унинг киришига узатилади. Бунинг учун сатҳ-

ларнинг инверс жойлашиши вужудга келтирилган актив муҳит иккита параллел кўзгудан иборат резонаторда жойлашади. Атомнинг юқори сатҳдан қуи сатҳга спонтан ўтишларидан бирида фотон вужудга келади.

У кўзгулардан бири томонга ҳаракатланганда индукцияланган нурланиш вужудга келади ва кўзгуга фотонлар қуюни яқин келади. Кўзгудан қайтгандан сўнг фотонлар қуюни қарама-қарши йўналишда ҳаракатланади ва йўлида янада янги уйғонган атомларни шуълаланишга мажбур қиласди; бу жараён сатҳларнинг инверс жойлашиши мавжуд бўлгунчадавом этади

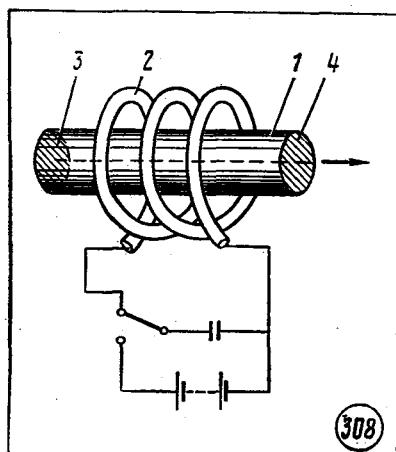
Электромагнит нурланишнинг кучайиши ва генерацияси кўриб чиқилган принципи ни совет физиклари Н. Г. Басов, А. М. Прохоров ва улар билан бир вақтда америка физиги Ч. Таунс тақлиф этди. Бу соҳадаги ишлари учун Н. Г. Басов ва А. М. Прохоров 1959 йилда Ленин муко-

фотига сазовор бўлишди ҳамда 1964 йилда уларга Ч. Таунс билан биргаликда Нобель мукофоти топширилди.

Дастлабки лазерларда 0,05 фоиз хром аралаштирилган ёқут кристали ( $Al_2O_3$ ) актив муҳит бўлди (308-расм). Лазернинг бу асосий элементи одатда диаметри 0,4—2 см ва бўйи 3—20 см бўлган 1 цилиндр шаклида бўлади. Цилиндрнинг 3 ва 4 ёқлари қатъий параллел бўлиб, уларга кумуш қатлами юргутирилган. Параллел сиртлардан бири қисман шаффоғ, ундан 92 фоиз ёруғлик оқими қайтади ва тахминан 8 фоиз ёруғлик оқими ундан ўтиб кетади.

Ёқут стержень уйғотувчи нурланиш ҳисобланган импульсли спираль 2 лампа ичидаги жойлашган. Хром атомлари лампа нурланиши спектрида мавжуд бўлган 560 нм тўлқин узунлигидаги нурланишларни ютиб, асосий  $E_1$  сатҳдан уйғонган  $E_2$  сатҳга ўтади. Хром атомларининг  $E_3$  уйғонган сатҳда яшаш вақти жуда кичик. Шунинг учун  $E_3$  уйғотилган атомларнинг катта қисми иккинчи уйғонган  $E_2$  сатҳга ўтади. Бу сатҳ метостабил ҳисобланади, яъни бу ҳолатда атомлар одатдаги уйғонган ҳолатидан кўпроқ вақт бўлади.

Агар чақновчи лампанинг қуввати жуда катта бўлса, у ҳолда метостабил сатҳнинг жойлашиши асосий сатҳ жойлашишидан катта бўлади. Инверсли жойлашишини яратиш жараёни *дамлаш* дейилади, бунга мос ҳолда фойдаланила тиган лампани эса *дамлаш лампасас* дейилади.



Хромнинг битта атоми метостабил  $E_2$  сатҳдан асосий  $E_1$  сатҳга фотон чиқариб, спонтан ўтиш амалга оширилса бас, ўша заҳоти метостабил ҳолатда бўлган хром атомларининг индукцияланган нурланиши вужудга келтирган фотонлар қуюни ҳосил бўлади. Агар бирламчи фотоннинг ҳаракат йўналиши ёқут цилиндр ёғида кўзгу текислигига қатъий перпендикуляр бўлса, у ҳолда бирламчи ва иккиламчи фотонлар биринчи кўзгудан кайтади ҳамда иккинчи кўзгугача кристалл устидан учиб ўтади. Улар ўз йўлида хромнинг янги атомларида мажбурий нурланиши вужудга келтиради ва жараён давом этади. Хромнинг барча атомларининг шуълаланиш жараёни  $10^{-8} - 10^{-10}$  с да тугайди. Лазернинг ёруғлик нурланиш қуввати бунда  $10^9$  Вт дан ортиқ бўлиши, яъни йирик электростанциянинг қувватидан ортиқ бўлиши мумкин.

Ҳозирги вақтда кристаллардаги лазерлардан бошқа газ лазерлар ва суюқликлардаги лазерлар ишлаб чиқилди.

## 86. АТОМ ЯДРОСИ

**Ядро заряди.** Атом ядролари электр зарядини 1913 йилда инглиз физиги Генри Мозли (1887 – 1915) аниқ ўлчаган эди. Турли хил химиявий элементлар атомлари ядроларининг зарядларини у моддани юқори энергияли электронлар оқими билан нурлаганда атомлар чиқарадиган рентген нурланиши спектрлари бўйича аниқлади. Мозли

Лазер нурланишнинг асосий хусусиятлари унинг когерентлиги, жуда кам ёйила-диган ёруғлик дасталарини ҳосил қилиш мумкинлиги, жуда катта қувватли нурланиш оқимларини олиш мумкинлигидир.

Лазер нури энг қаттиқ материалда тешикни куйдириб очиши, ҳар қандай металл ҳимояни эритиб юбориши, у хирургларга одам кўзи ичидаги энг нозик операцияларни бажаришда ёрдам беради. Лазер нури бўйича телефон алоқаси амалга оширилади, йўллар қурилади, лазер масофаларни ўлчашда ҳамда буюмларнинг ҳажмий тасвирини – голограммасини ҳосил қилиш учун қўлланилади.

Бир қатор мамлакатларда лазер қуролидан космик фазода фойдаланиш учун тадқиқот ишлари олиб борилмоқда. МДҲ ва бошқа мамлакатлар ялпи қирғин қуролларининг ҳар қандай турларини ишлаб чиқаришни тұхтатиш учун, космик фазони ҳарбий мақсадларда фойдаланишга қарши курашмоқда.

Атом ядросининг электр заряди элементар электр  $e$  зарядининг химиявий элементнинг Менделеев жадвалидаги  $Z$  тартиб номерига кўпайтмасига тенг:

$$q = eZ.$$

Шундай қилиб, химиявий элементнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номери истаган химиявий элемент атоми

ядросидаги мусбат элементар зарядлар сони билан ёки нейтрал атом қобигидаги элементар зарядлар сони билан аниқланади.

**Нейтрон.** Менделеев жадвалида тартиб номери  $Z$  бўлган химиявий элемент атоми ядроси  $Z$  та элементар мусбат зарядларга эга бўлгани учун бу химиявий элементнинг истаган атомлари ядроси ҳар бири элементар мусбат зарядга эга бўлган  $Z$  та бир хил заррачалардан иборат деб фарз қилиш табиий бўлар эди. Протон шундай заррача бўлиши мумкин эди, у атомлардан ёнг енгилининг—водород атомининг ядроидир. Протон мусбат элементар зарядга эга, протоннинг  $m_p$  массаси  $1,6726 \times 10^{-27}$  кг га тенг. Агар атом ядролари фақат протонлардан иборат бўлганди эди, тартиб номери  $Z$  бўлган химиявий элементнинг атоми ядроси  $q = Ze$  электр зарядга ва  $m = Zm_p$  массага эга бўлиши керак эди. Бироқ аслида масалан, кислород атоми ядроси массаси водород атоми ядроси массасидан 8 марта катта эмас, балки тахминан 16 марта катта бўлади.

Атом ядроси таркиби муаммоси инглиз физиги Жеймс Чедвик (1891 — 1974) томонидан 1932 йилда электр зарядга эга бўлмаган ва массаси тахминан протоннинг массасига тенг заррача кашф этилганидан сўнг хал бўлди. Бу зарра нейтрон деб аталди.

**Атом ядролари таркиби.** Нейтрон кашф этилгандан сўнг собиқ совет физиги Дмитрий Дмитриевич Иваненко ва немис физиги Вернер Гейзенберг (1901 — 1975) ядронинг про-

тон-нейтронли тузилиш ҳақидаги гипотезани илгари суришди. Бу гипотезага кўра ядролар протонлар ва нейтронлардан иборат. Ядродаги протонлар сони элементнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номерига тенг ва  $Z$  белги билан белгиланади. Ядролаги нейтронлар сони  $N$  билан белгиланади. Ядродаги протонлар ва нейтронларнинг умумий сони  $A$  билан белгиланади ва *масса сони* дейилади:

$$A = Z + N.$$

**Изотоплар.** Протонлари сони бир хил, лекин нейтронлари сони ҳар хил бўлган ядролар битта химиявий элементнинг турли изотопли ядроларидир. Нейтронлари сони ҳар хил бўлганидан битта химиявий элементнинг турли изотопли ядроларининг массалари турлича бўлади ва физик хоссаларига кўра, масалан, радиоактив емирилиш қобилятига кўра фарқ қилиши мумкин. Ядро заряди бир хил бўлгани учун битта химиявий элементнинг турли изотоплар атомларининг электрон қобиқларининг тузилиши бир хил бўлади ва шунинг учун бир хил химиявий хоссага эга бўлади.

Изотоп химиявий элементнинг  $X$  символи билан белгиланади, унинг чап томонида юқорида масса сони  $A$  ва чап томонда пастда атом ядросидаги протонлар сони  $Z$  кўрсатилади:

$$^AX.$$

Масалан, ядроси битта протондан иборат водороднинг ёнг енгил изотопи  $^1H$  билан

белгиланади. Водороднинг оғир изотопи дейтерийдир. Унинг ядросида битта протон ва битта нейтрон бор.  ${}^2\text{H}$  символ билан белгиланади.

**Ядро кучлари.** Атом ядроларининг ўлчамлари кичик бўлгани учун иккита яримлар орасидаги, масалан, 82 та протони бўлган қўрошиннинг атом ядросининг иккита яримтаси орасидаги кулон итариш кучлари бир неча минг ньютонга етади. Аммо қўрошин ядролари кулон кучлари таъсирида қисмларга ажралмайди, шунинг учун протонлар орасидаги кулон итариш кучидан ортадиган протонлар ва нейтронлар орасидаги торгишиш кучлари мавжудлиги ҳақида хулоса чиқариши лўзим.

Протон ва нейтронларнинг атом ядросида бўғлаб турувчи тортиш кучлари **ядро кучлари** дейилади. Бу ўзаро таъсирининг бошқа номи — **кучли ўзаро таъсиридир**.

Протон ва нейтрон кучли ўзаро таъсирилашиб қобилиятига кўра бир-биридан фарқ қилмайди шунинг учун ядро физикасида уларни кўпинча икки турли ҳолатдаги битта заррача — **нуклон** сифатида қаралади. Электр зарядсиз ҳолатдаги нуклон **нейтрон** дейилади, электр зарядли ҳолатдаги нуклон **протон** дейилади.

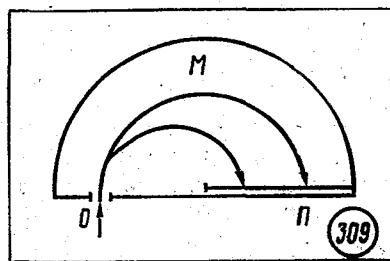
Ядро кучларининг асосий хоссаларини нуклонлар массалари электроннинг массасидан тахминан 200 марта катта бўлган ўзаро заррачалар алмашиб туриши билан тушунириш мумкин. Бундай зарралар экспериментал равишда 1947 йил-

да аниқланганди. Улар *ни-мезон* номини олди.

Ядро кучлари қиска таъсири қилувчи кучлардир,  $10^{-16}$  м дан ортиқ бўлмаган масофа-ларда нуклонларнинг кучли ўзаро таъсири электромагнит ва гравитацион ўзаро таъсирилардан анча ортиқдир, бироқ нуклонлар орасидаги масофа ортиши билан ўзаро таъсири кучи тез камаяди.

**Атом ядросининг массаси.** Атомулар ва атом ядроларининг массасини ўлчаш масс-спектрограф ёрдамида амалга оширилади. Масс-спектрограф тузилишининг схемаси 309-расмда кўрсатилган. Текширилётган модданинг мусбат ионларини электр майдон тарқатиб юборади. Maxsus қурилма Отиришга бирор маълум, ҳаммаси учун бир хил  $\sigma$  тезликдаги ионларнигина ўтказади. Тиришдан ўтган ионлар дастаси  $M$  вакуум камерасига тушади.  $M$  камёра магнит қутблари орасига жойлашган, магнит индукция вектори ионлар тезликлари векторига перпендикуляр.

Маълумки,  $\vec{B}$ , индукцияли кўндаланг магнит майдонда  $\sigma$  тезлик билан ҳаракатланувчи электр зарядга Лоренц кучи таъсири этади, бу куч заряд



тезлиги ва магнит майдон индукцияси векторига түрүн бурчак остида йўналган:

$$F = qvB.$$

Бу марказга интилма куч таъсирида ион айланы бўйлаб ҳаракатланади, бу айлананинг радиуси  $R$

$$\frac{mv^2}{R} = qvB$$

муносабат билан аниқланади. Ярим айланы чизиб, бир хил массали ҳамма ионлар фотография пластинкасининг битта жойига тушади.  $B$ ,  $q$ ,  $v$  ва айлананинг  $R$  радиусининг маълум қийматлари бўйича ионнинг массаси аниқланади:

$$m = \frac{Rqv}{v}.$$

Масс-спектрограф ёрдамида айрим изостолар атомлари массаларини факат ўлчабгина қолмасдан, балки масс-спектрограф чизигининг қорайиш зичлигига кўра мазкур элементдаги айрим изотоларнинг қанчалигини ҳам аниқлаш мумкин. Спектрограммада изотоп чизигининг интенсивлиги унинг элементдаги миқдорига тўғри пропорционал бўлиши равшан.

Ишлаш принципига кўра масс-спектрографлардан фарқ қилмайдига курилмалар битта изотопдан катта миқдорда олиш мақсадида изотоларни саноатда ажратиш учун фойдаланиши мумкин.

Масс-спектрографлар ёрдамида атом ядролари массасини аниқ ўлчашлар  $Z$  протон ва  $N$  нейтрони бўлган истаган ядронинг массаси эркин  $Z$  протонлар ва  $N$  нейтронлар

массаларининг йиғиндисидан кичикилигини қўрсағади:

$$m_a < Zm + Nm_n \quad (86.1)$$

**Ядронинг боғланиш энергияси.** Истаган атом ядросининг массаси эркин протонлар ва нейтронлар массалари йиғиндисидан кичик бўлани учун масса энергиянинг (82.4) узаро боғланишидан эркин протонлар ва нейтронларнин тўлиқ энергияси улардан тузиљган ядронинг тўлиқ энергиясидан катта бўлиши керак. Атом ядросини уни ташкил этувчи нуклонларга ажратиш учун  $\Delta E_{\text{бор}}$  энергия сарфлаш керак, бу энергия эркин протонлар ва нейтронлар тўлиқ энергияси билан ядронинг тўлиқ энергияси орасидаги фарқ-ка тенг:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{бор}} &= Zm_n c^2 + Nm_n c^2 - m_a c^2 = \\ &= \Delta mc^2 \end{aligned} \quad (86.2)$$

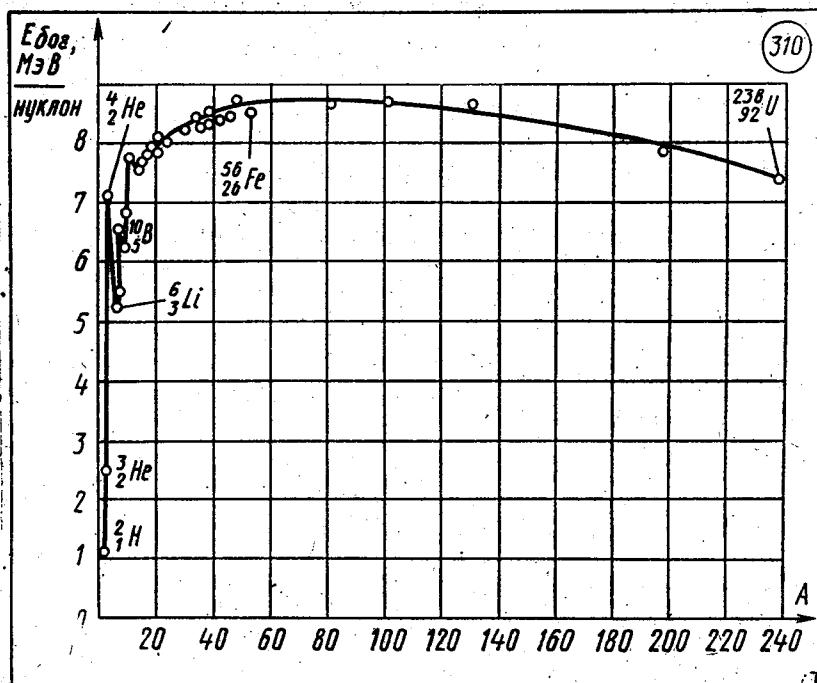
бунда

$$\Delta m = Zm_n + Nm_n - m_a$$

Атом ядросини уни ташкил этувчи нуклонларга бўлиш учун сарф қилинадиган минимал  $\Delta E_{\text{бор}}$  энергия ядронинг боғланиш энергияси дейилади. Бу энергия нуклонлар орасидаги тортишиш ядро кучлари таъсирига қарши иш баражишига сарфланади.

Протонларни ва нейтронларни атом ядросида бирлаштиришда энергия ажralади, ажralадиган энергия ядродаги  $\Delta E_{\text{бор}}$  боғланиш энергиясига тенг. Бу энергия нуклонлар орасидаги ядрөвий тортишиш кучларининг иши ҳисобига ажralади.

**Солиширма боғланиш**



**энергияси.** Ядронинг  $\Delta E_{0\text{f}}$  боғланиш энергиясининг ядродаги нуклонлар сонига бўлинмаси ядродаги нуклонларнинг *солиштирма боғланиш энергияси* дейилади.

Турли атом ядроларида нуклонларнинг солиштирма боғланиш энергияси бир хил эмас. Аввал  $A$  масса сонининг ортиши билан  $^2\text{H}$  дейтерий ядро-сига 1,1 МэВ / нуклондан  $^{56}\text{Fe}$  темир изотопида 8,8 МэВ / нуклонгача ортади, кейин эса

масса сонининг ўсиши билан аста-секин камаяди ва  $^{238}_{92}\text{U}$  уран изотопида 7,6 МэВ / нуклонгача камаяди. Ядрода нуклоннинг солиштирма боғланиш энергиясининг  $A$  масса сонига боғланиши З10-расмда график тарзда кўрсатилган.

Атом ядроларида нуклонларнинг солиштирма боғланиш энергияси электронларнинг атомлардаги боғланиш энергиясидан юз минг марта катадир.

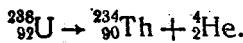
## 87. РАДИОАКТИВЛИК

**Стабил ва иостабил ядролар.** Яловий тортишиш кучлари тутиб турган протонлар ва нейтронлардан ибораг ҳар қандай атом ядро и зам чексиз узоқ вақт мавжуд бўла

олмайди. Кўпгина атом ядролари бошқа атом ядроларига ўз-ўзидан айланишга қодир экан. Мазкур ядро ўз-ўзидан айланиши мумкин бўлганда замма ядролар орасида тўлик

энергия запаси минимал бўлган атом ядроларигина барқарор бўлади.

**Альфа-емирилиш.** Атом ядроининг альфа-зарра ( ${}_{2}^{4}\text{He}$  гелий атоми ядроси) ва ядро маҳсулотга ўз-ўзидан емирилиши альфа-емирилиш дейилади. Тартиб номери  $Z > 82$  бўлган оғир элементларнинг деярли ҳамма ядролари альфа-радиоактивдир. Ядродан альфа-зарра учеб чиққандан ядродаги протонлар сони иккита камаяди ва альфа-емирилиши маҳсули дастлабки элемент тартиб номеридан иккита бирлик кам элементнинг ядроси бўлиб, ядро-маҳсулнинг масса сони дастлабки ядронинг масса сонидан тўрг бирлик кам. Масалан,  ${}_{92}^{238}\text{U}$  уран изотопи ядроининг альфа-емирилиш маҳсули  ${}_{90}^{234}\text{Th}$  төрий изотопи ядроси бўлади:

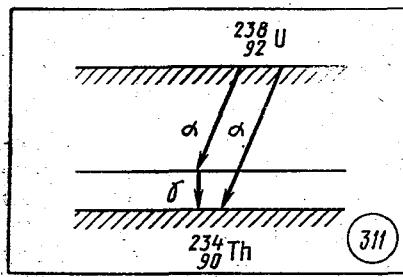


Битта изотоп ядролари чиқараётган ҳамма альфа-зарраларнинг бошланғич кинетик энергияси бир хил ёки бошланғич кинетик энергиясининг иккита-учта қиймати турлича бўлган альфа-зарралар чиқаради.

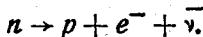
**Альфа-емирилишда гамма-нурланиш.** Атом ядролари-

нинг альфа-емирилишида кўпинча альфа-емирилиш энергиясининг бир қисми ядромаҳсулини уйғотиш учун кешиши мумкин. Ядро-маҳсул альфа-зарра учеб чиққандан қисқа вақт утгач, битта ёки бир нечта гамма квант чиқради ва нормал ҳолатга ўтади. Шундай қилиб, радиоактив ядроларнинг альфа-емирилиши гамма-квантларнинг чиқарилиши билан бўлиши мумкин. 311-расмда  ${}_{92}^{238}\text{U}$  уран изотопи ядроининг альфа-емирилиши схематик тасвирланган. Схемада штрихли горизонтал чизиқлар билан дастлабки ядронинг ва ядромаҳсулнинг асосий энергетик сатҳлари белгиланган. Уйғонган ядро ҳосил бўладиган альфа-емирилиш дастлабки ядронинг асосий сатҳини ядромаҳсулнинг уйғонган сатҳларидан бири билан туташтирувчи қия чизиқ билан белгиланади. Уйғонган атом ядроларининг гамма-квантлари нурлаш йўли билан нормал ҳолатга ўтиш диаграммада ўтишлар содир бўладиган сатҳларни туташтирувчи вертикал чизиқлар билан белгиланади.

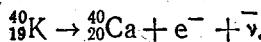
**Бета-емирилиш.** Электрон бета-емирилиши ҳодисаси атом ядроининг электрон чиқариш йўли билан ўз-ўзидан айланишидан иборат. Бу ҳодиса асосида протон ва нейтронларнинг ўзаро айланишга қодирлиги ётади. Эркин нейтрон массаси эркин электрон ва протоннинг биргаликда олинган массасига тенг, демак, нейтроннинг тўла энергия запаси протон ва электрон энергиялари запасидин катта.



Шунинг учун нейтрон электрон ва анти нейтринони чиқариб, ўз-ўзидан протонга айланиши мүмкін:

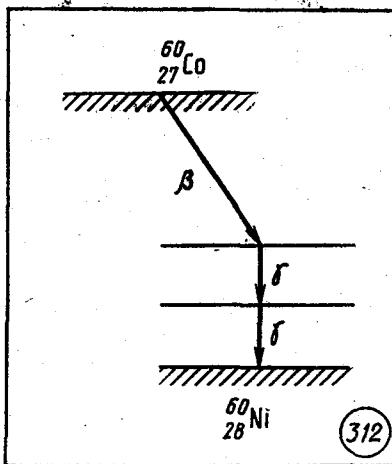


Нейтрон протонга айланадиган ядролар **бета-радиоактив ядролар** дейилади. Нейтронлардан бирининг протонга айланиши натижасида ядро заряди битта ортади. Бета-емирилиш маҳсули бўлган ядро Менделеев жадвалида дастлабки ядронинг тартиб номеридан битта ортиқ тартиб номеридаги элементнинг изотопларидан бирининг ядроси бўлади. Масалан, Менделеев жадвалининг ўн тўққизинчи элементи бўлган  $^{40}_{19}K$  калий изотопи ядроларининг бета-емирилишида йигирманчى элемент  $^{40}_{20}Ca$  кальций изотопи ядроси емирилиш маҳсули бўлади:



Ядронинг массаси сони — бета-емирилиш маҳсули аввалгидек қолади, чунки ядрода нуклонлар сони ўзгармайди.

Бета-емирилишда гамма-нурланиш ва бета-спектр. Бета-емирилиш худди альфа-емирилишга ўхшаш гамма нурланиш билан бўлиши мумкин. Гамма-нурланишда энергиянинг бир қисми ядро-маҳсулини ўйғотишга сарфланадиган ҳолларда бета-емирилиш билан бўлади. Ўйғонган ядро кичик вакт оралиғидан сўнг битта ёки бир нечта гамма-квантларни чиқариш йўли билан ортиқча энергиядан қу-



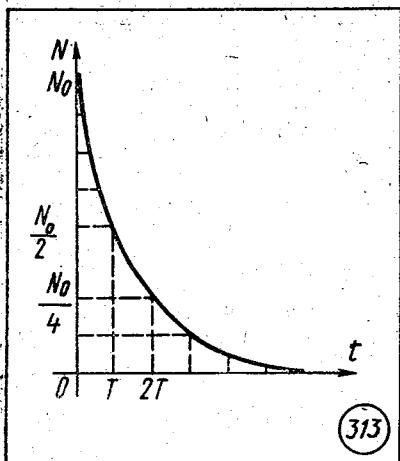
тилади. Электрон бета-емирилиш схематик тасвири мисоли 312-расмда келтирилган.

Бета-емирилиш билан бирга бўладиган гамма-нурланиш альфа-емирилиш ҳолидаги каби дискрет энергетик спектрга эга.

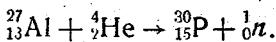
Бета заррачаларнинг энергетик спектри туташ спектрдир. Бета-зарралар ҳар хил, нолдан бирор максимал қийматгача бўлган қийматгача эга, у бета-спектрнинг максимал энергияси дейилади.

Бета-зарралар энергияси турли қийматга эга, чунки бета-емирилиш энергиясининг бир қисмини **нейтрино** заррачаси олиб кетади.

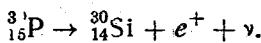
**Сунъий радиоактивлик.** Француз физиклари Фредерик Жолио-Кюри (1900 — 1958) ва Ирен Жолио-Кюри (1897 — 1956) 1934 йилда  $^{27}_{13}Al$  алюминий изотопи ядроси альфа-зарралар оқими билан нурлантрилганда  $^{30}_{15}P$  фосфор изотопи ядроларига айланишни аниқ-



лашди, бунда эркин нейтронлар чиқарилади:



Сунъий разишда ҳосил қилинган  $^{30}\text{P}$  фосфор изотопи радиоактив бўлиб қолган  $^{30}\text{P}$  фосфор изотопи ядроси позитрон чиқиши билан емирилади:



Атом ядросида протонлардан бири нейтронга айланиши натижасида позитрон вужудга келади. Бундай айланиш учун зарур бўлган энергияни протон ядродаги бошқа протонлардан ва нейтронлардан олади. Стабил изотопларнинг атом ядроларини альфа-зарралар,

нейтронлар, протонлар ва бошқа зарралар билан бомбардимон қилиш бўйича ўtkазилган кейинги тажрибалар сунъий радиоактив изотоплар хамма элементларда ҳосил қилиншини кўрсатди.

**Радиоактив емирилиш қонуни.** Истаган радиоактив изотопнинг қатта миқдорда ядроларнинг ёмирилиши қўйидаги математик шаклда ифодаланувчи битта қонунга бўйсуниши мумкин:

$$N = N_0 2^{-t/T}.$$

Бу тенгламанинг номи *радиоактив емирилиш қонуни* деб аталади. Унда  $N_0$  кузатиш бошланган пайтдаги ( $t = 0$ ) радиоактив ядроларнинг бошлангич миқдорини англатади. Бирор ихтиёрий  $t$  пайттacha емирилмаган ядролар сонини  $N$  билан белгиланган. Радиоактив изотопнинг турига боғлиқ ўзгармас катталик 7 символ билан белгиланган. Бу доимий ярим емирилиш даври дейилади. Ярим емирилиш даврига тенг вақт оралиғидан сўнг ( $t = T$ ) радиоактив ядроларнинг ластлабки миқдори икки марта камаяди.

313-расмда ординаталар ўқи бўйича  $t$  вақтдаги радиоактив ядролари миқдори қўйилган, абсциссалар ўқи бўйича вақт ҳисобланади.

## 88. ЯДРО НУРЛАНИШЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ

Ядро нурланишларининг модда билан ўзаро таъсири. Зарядланган тез заррачалар модда орқали ҳаракатланганда йўлида учрайдиган атомларнинг электрон қобиқлари ва ядролари билан ўзаро таъ-

сирашади. Зарядланган тез заррачанинг қобиқдаги электрон билан ўзаро таъсирилашуви натижасида электрон кўшимча энергия олади ва ядродан эмг узоқдаги қобиқларда биринга ўтади ёки атомни

бутунлай тарк этади. Биринчи ҳолда атом уйғонади, иккىнчи исиде — атом ионлашади. Зарядланган тез зарра атом ядроси яқинидан ўтганда унинг электр майдонида тормозланади. Зарядланган заррачаларнинг тормозланишида тормозланиш рентген нурланиш квантлари чиқаради. Гормозланиш нурланишини чиқариша заррачалар энергиясининг ортиши билан энергия йўқотишлар ортади. Энг енгил зарядланган заррачаларда — электронларда у жуда каттадир.

Заррачанинг югуриш йўли зарядга, массага, бошланғич энергияга ва ҳаракат содир бўлаётган бошланғич энергияга боғлик. Заррачанинг бошланғич энергияси ортиши билан ва муҳитнинг зичлиги камайиши билан югуриш йўли ортади. Бошланғич энергия бир хил бўлганда оғир заррачаларнинг тезлиги енгилларникига қараганда кичикроқ бўлади. Секин ҳаракатланётган заррачалар атомлар билан янада қулагай узаро таъсирлашади ва ўзларидаги энергия запасини тезроқ сарфлайди.

Атом ядроларидан ҳар хил бошланғич энергия билан (нолдан то бирор максимал энергиягача) учуб чиқаётган бета-заррачалар моддада турлича югуриш масофасига эга бўлади. Турли радиоактив изотопларнинг бета-заррачаларнинг сингиш қобилиятини одатда ҳамма бета-заррачаларни тўлиқ ютувчи модда қатламишининг минимал қалинлиги билан характерланади. Масалан, заррачаларнинг максимал энергияси 2 МэВ га тенг бета-заррачалар оқимидан 3,5 мм қаттади.

линилкадаги алюминий қатлами тўла ҳимоя қилади

Массаси бета-заррачанинидан анча катта бўлган альфа-заррачалар атом қобиқларида ги электронлар билан тўқнашганда дастлабки ҳаракат йўналишидан жуда кам оғади ва деярли тўғри чизиқли ҳаракатланади. Моддада альфа-заррачаларнинг югуриш йўллари жуда кичик. Масалан, 4 МэВ энергияли альфа-заррачаларнинг ҳаводаги югуриш йўли тахминан 2,5 см га тенг. Зичлиги ҳаво зичлигидан тахминан 770 марта катта бўлган сувда ёки ҳайвон ва одамнинг юмшоқ тўқималарида альфа-заррачаларнинг югуриш йўли шунча марта камаяди ва миллиметрнинг юздан бир улушини ташкил этади. Альфа-ва бета-заррачаларнинг сингиш қобилияти унча катта бўлмагани сабабли, улар ташқи нурланишда хавфли эмас. Қалин кийим бета-заррачаларнинг анча кўп қисмини ютади ва альфа-заррачаларни умуман ўтказмайди. Бироқ одам организмининг ичига овқат, сув ва ҳаво билан ёки жисм сиртининг альфа ва бета-нурланишлаги радиоактив модда билан ифлосланиши одамга катта зарар етказиши мумкин.

Гамма-квантлар ва нейтронлар электр зарядга эга эмас ҳамда шунинг учун уларнинг йўлида учраган атомлардан кўпчилигининг ичидан бемалол ўтади. Аммо улар учун ҳам модда мутлақо шаффоф бўлмайди. Гамма-квантлар ва нейтронларнинг ҳавода югуриш йўллари юзлаб метр билан қаттиқ молда эса ўнлаб сантиметр ҳамда ҳатто метр

билин ўлчанади. Гамма-квантлар зарядланган зарралар каби асосан, атомларнинг электрон қобиқлеклари билан ўзаро таъсирашади. Гамма-квант атом ядроси яқинидан ўтганда зарралар жуфти — электрон — позитронга айланиши мумкин. Гамма нурланишнинг модда билан таъсирашуви натижасида вужудга келадиган иккимачи электронлар муҳит атомларини ионлаштиради ва уйғотади.

Гамма нурларнинг сингиб ўтиш қобиляти гамма-квантлар энергиясининг кўпайиши билан ортади ва ютувчи модда зичлигининг ортиши билан камаяди.

Модлада нейтронлар ҳаракатлағанда атомларнинг электрон қобиқлари билан ўзаро таъсирашмайди ва атомларни уйғотмайди ёки ионланмайди. Нейтронлар атом ядролари билан тўқнашганда улар тарқалади ёки ядродан зарядланган зарядларнинг ва гамма-квантларни чиқарувчи ядро реакцияларини вужудга келтиради. Шундай қилиб, истаган турдаги ядро нурланишнинг модда билан ўзаро таъсирининг пировард натижаси муҳит атомларининг ионланиши ва уйғониши бўлади, баъзан эса ядро реакциялари амалга оширилганда янги элементлар ёки изотоплар вужудга келишидир.

Гамма-нурлар ва нейтронлар оқими — ионловчи нурланишнинг энг сингувчи турларидир, шунинг учун ташқи нурланишда одам учун жуда хавфлидир.

**Ионловчи нурланиш дозаси.** Истаган турдаги ядро

нурланишнинг моддага таъсир қилиш ўлчови нурланишнинг ютилган дозаси ҳисобланади. Нурланиш дозаси моддага ионловчи нурланиш узатган энергиянинг модда массасига нисбатидир.

Ютилган доза бирлиги грей (Гр) номини олади:

$$1 \text{ Гр} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ кг}}.$$

Бунда ради бирлиги ҳам қўлланилади: 1 радио = 0,01 Гр

**Ионловчи нурланишларнинг биологик таъсири.** Истаган турдаги ионловчи радиациянинг тирик организм тўқималарига физик таъсири муҳит атомлари ва молекуларини уйғотиш ҳамда ионлаш жараёнларидан иборат. Уйгонган атомлар ва ионларнинг химиявий активлиги жуда юқоридир; шунинг учун организм тўқималарида соғлом организмга ёт бўлган янги химиявий бирикмалар пайдо бўлади. Ионловчи радиация таъсирида тўқима структурасининг айрим мураккаб молекулалари ва элементлари емирилади. Нурланиш дозаси кичик бўлганда олинган нурдан шикастланиши жонли организм осон оғриқсиз тузатиши мумкин, катта дозадаги нурланиш жиддий касалликка ёки ўлимга олиб келиши мумкин.

Медицина кўригининг замонавий методлари организмнинг 0,25 Гр (25 радио) дан ортиқ рентген ёки гамма нурланишдан шикастланиш белгиларини сезишга имкон берди. Одамнинг умумий 2 Гр (200 радио) нурланиш касаллигига дучор қиласи, 7—8 Гр (700—

—800 рад) ва ундан ортиқ до-  
залар доим деярли ҳаёт учун  
хавфли.

Илмий тадқиқот лаборато-  
рияларида ионловчи нурланиш  
манбалари билан ва ядро  
нурланишларидан ҳамда рент-  
ген нурларидан медицийнада  
фойдаланишнинг кўп йиллик  
иш тажрибаси одам организ-  
мига ҳеч қандай зиён келтир-  
майдиган умумий нурланиш  
дозасининг чегарасини белги-  
лашга имкон берди. Замонавий  
маълумотларга кўра рентган  
ёки гамма-нурланишнинг бун-  
дай дозаси йилига 0,05 Гр  
(йилига 5 рад).

Бир марта рентгенда тек-  
ширишда одамнинг нурланиш  
дозаси мўмкин бўлган дозадан

бир неча марта кичикдир.

Кичик дозаваги нурланиш-  
лар одам организмида замо-  
навий методлар билан сезила-  
диган бирор ўзгаришлар ву-  
жудга келтирмаса да, уларнинг  
тасири мутлақо зарарсиз деб  
бўлмайди. Ионловчи нурла-  
нишларнинг одам организмига  
тасири натижасида баъзи ка-  
салликларнинг юз бериш эҳ-  
тимоли ортади, генетик ахбо-  
рот элтувчи тўқималарнинг  
шикастланиш эҳтимоли орта-  
ди. Шунинг учун радиоактив  
изотоплар ва ионловчи радиа-  
циянинг бошқа манбалари би-  
лан ишлашда умумий қоида  
одамнинг нурланиш даража-  
сини имкони борича минимум-  
га етказишидир.

## 89. ЗАРЯДЛАНГАН ЗАРРАЛАРНИ ҚАЙД ЭТИШНИНГ ЭКСПЕРИМЕНТАЛ МЕТОДЛАРИ

**Газ разряд счётылари.** Ядро нурланишларини қайд қилиш учун қўлланиладиган асбоблар нурланишлар *детекторлари* дейилади. Модда атомларининг вужудга келтираётган ионлаш ва уйгониши бўйича ядро нурланишларини сезувчи детекторлар жуда кенг қўлланилади. Газ разрядли счётыкни немис физиги Г. Гейгер кашф қилди, кейин бу асбобни В. Мюллер билан бирга такомиллаштириди. Шунинг учун газ разряд счетчиклари *Гейгер — Мюллер счётылари* дейилади. Цилиндр трубка счётыкниң корпуси вазифасини ўтайди. Унинг ўқи бўйлаб ингичка металл ип тортилади. Ип ва трубка изолятор билан бўлинган. Счётыкниң ишчи ҳажми газлар аралашмаси, масалан,

аргон метил спирти қоришмаси билан тахминан 0,1 атм. босимда тўлдирилади.

Ионловчи зарраларни қайд қилиш учун счётык корпуси билан ип орасига юқори ўзгармас кучланиш берилади, ип анод вазифасини бажаради. Счётыкниң ишчи ҳажмидан учеб ўтаётган зарядланган тез зарра ўз йўлидаги тўлдирилаётган газ атомларини ионлайди. Электр майдон тасирида эркин электронлар анодга томон ҳаракатланади, мусбат ионлар катодга томон ҳаракатланади. Счётыклаги анод или яқинида электр майдон кучланганлиги шунчалик юқори бўладики, бунда эркин электронлар унга яқинлашганда нейтрал атомлар билан урилиш йўлида уларни ионлаш учун етарли энергияяга

эга бўлади. Счётикда тож разряд вужудга келади, у қиска вақт оралигидан сўнг тўхтайди.

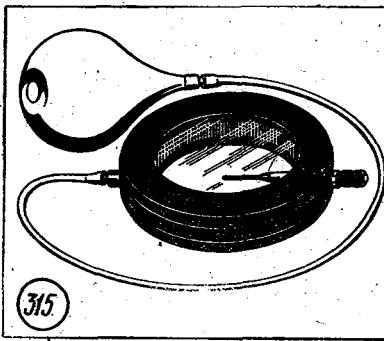
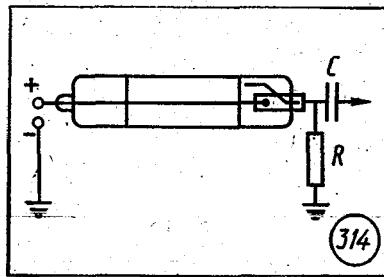
Счётикка кетма-кет уланган резистордан қайд қилувчи қурилманинг киришига кучлашиб импульси келади. Ядро нурланишларини қайд қилувчи газ разряд счётикни улашнинг принципиал схемаси 314-расмда ифодаланган. Электрон ҳисоб қурилмасининг кўрсатишига қараб, счётик қайд қилган зарядланган тез заррачалар сони аниқланади.

**Сцинтиляцион счётиклар.** Альфа-зарраларни қайд қилиш учун мўлжалланган энг содда асбоб — спиртари скопнинг тузилиши 302-расмда келтирилган. Спиртарископнинг асосий деталлари — рух сульфиди қатлами билан қопланган 3 экран ва қисқа фо-

кусли 4 лупадир. Альфа-радиоактив препарат 1 стерженинг учига тахминан экраннинг ўртаси қарши сига жойлаширилади Альфа-зарра рух сульфиди кристалларига тушган заҳоти ёруғлик чақнайди, буни лупа орқали кузатиб қайд қилиш мумкин.

Зарядланган тез зарра кинетик энергиясининг ёруғлик чақнаши энергиясига айланиш жараёни *сцинтиляция* дейилади. Сцинтиляция люминесценциянинг турларидан биридир. Замонавий сцинтиляцион счётикларда ёруғлик чақнашларини қайд қилиш фотоэлементлар ёрдамида амалга оширилади, улар кристаллдаги ёруғлик чақнаши энергиясини электр токи импульси энергиясига айлантиради. Фотоэлемент чиқишида ток импульслари кучайтирилади ва сўнг қайд қилинади.

**Вильсон камераси.** Экспериментал ядро физикасининг энг ажойиб асбобларидан бири Вильсон камерасидир. Мактабда кўрсатиладиган Вильсон камерасининг ташқи кўриниши 315-расмда кўрсатилган. Ясси шиша копкоқли цилиндр идишда спиртнинг тўйинган буғлари билан бирга ҳаво бор. Камеранинг ишчи ҳажми най орқали резина токка уланган. Камеранинг ичидаги юқія стерженда радиоактив препарат маҳкамланган. Камерани ишга тушириш учун резина нок секкин сиқилади, кейин эса кескин қўйиб юборилади. Тез адиабатик кенгайишда камерадаги ҳаво ва буғлар совиди, буғ ўта тўйинган ҳолатга ўтади. Агар шу пайт препаратдан альфа-зарра учиг чиқ-



са, унинг ҳаракат йўли бўйлаб газда ионлар тизмаси вужудга келади. Ўта тўйинган буғ суюқлик томчиларига конденсацияланади, бунда томчилар биринчи ҳавбатда буғ конденсацияси маркази ҳисобланган ионларда пайдо бўлади. Зарранинг ҳаракат траекторияси бўйлаб ионларда конденсацияланади томчилар тизмаси зарранинг изи дейлади.

Қайд қилинаётган зарраларнинг физик характеристикаларини аниқ ўлчаш учун Вильсон камераси ўзгармас магнит майдонга жойлаштирилди. Магнит майдонда ҳаракатланувчи зарраларнинг излари эгри-буғри бўлиб чиқади. Из эгрилигининг радиуси зарра ҳаракатининг тезлигига, унинг массасига ва зордига боғлиқ. Магнит майдон индукцияси маълум бўлганда зарраларнинг бу характеристикалари зарра изларининг ўлчанган эгрилик радиусларига қараб аниқланиши мумкин.

Альфа-зарраларнинг магнит майдондаги изларининг биринчи фотосуратларини физик П. Л. Капица 1923 йилда олди.

Ўзгармас магнит майдондаги Вильсон камерасидан бета- ва гамма-нурланишлар спектрларини ўрганиш ҳамда элементар зарраларни тадқиқ қилиш учун қўлланиш методини биринчи бўлиб физик академик Дмитрий Владимирович Скобельцын ишлаб чиқди.

**Пуфакчали камера.** *Пуфакчали камеранинг ишлаш принципи* куйидагича. Камерада қайнаш температурасига яқин температурали суюқлик

бўлади. Зарядланган тез заралар камера деворидаги юпқа шиша орқали унинг ишчи ҳажмига киради ва ўз йўлида суюқлик атомларини ионлайди ҳамда уйғотади. Зарралар камеранинг ишчи ҳажмини сингиб ўғиб бўлиши билан камера ичидаги босим кескин пасайтирилади ва суюқлик ўта қизиган ҳолатга ўтади. Зарранинг ҳаракат йўли бўйлаб пайдо бўлган ионлар ортиқча кинетик энергияга эга. Бу энергия ҳар бир ион яқинидаги микроскопик ҳажмидаги суюқлик температурасининг ортишига, унинг қайнашига ва буғ пулфакчалари ҳосил бўлишига олиб келади. Зарядланган тез зарранинг суюқлик орқали ҳаракат йўли бўйлаб вужудга келаётган буғ пулфакчалари занжири шу заррачанинг изини ҳосил қиласди.

Пулфакчали камерада истаган суюқликнинг зичлиги Вильсон камерасидаги газнинг зичлигидан анча катта, шунинг учун унда зарядланган тез зарраларнинг атом ядролари билан таъсирланишини янала мақсадга мувофиқ ўрганиш мумкин. Пулфакчали камераларни тўлдириш учун суюқ водород, пропан, ксенон ва бошқа баъзи суюқликлар қўлланилади.

**Фотоэмульсиялар методи.** Фотосуратга олиш методи ядро нурланишларини қайд қилишнинг тарихий биринчи экспериментал методидир, чунки радиоактивлик ҳодисасини Беккерель шу метод ёрдамида кашф этган эди.

Зарядланган тез зарраларнинг фотоэмульсияда яширин

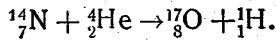
тасвир вужудга келтириш қобилияти ядро физикасида ҳозир хам кенг фойдаланилмоқда. Ядровий фотоэмультсиялар элементар зарра ва космик нүрлар физикаси соҳасидаги тадқиқотларда муваффақиятли қўлланилмоқда. Зарядланган тез зарра фотоэмультсия қатламида ҳаракатланганда ҳара-

кат йўли бўйлаб яширин тасвир марказларини ҳосил қилади. Плёнка очилтирилгандан сўнг бирламчи зарранинг ядровий ўзаро тъсирилари натижасида эмульсияда вужудга келадиган бирламчи зарра ва ҳамма зарядланган зарраларнинг тасвири пайдо бўлади.

## 90. УРАН ЯДРОЛАРИ БЎЛИНИШИННИНГ ЗАНЖИР РЕАКЦИЯСИ

**Ядро реакциялари.** Зарранинг атом ядроси билан ўзаро тъсирилашиши натижасида бу ядро иккиласми зарралар ёки гамма-квантлар ажратиб, янги ядрога айланиши *ядро реакциялари* дейилади.

Резерфорд 1919 йилда биринчи ядро реакциясини амалга оширди. У альфа-зарралар азот атомлари ядролари билан тўқнашганда тез ҳаракатланувчи протонлар вужудга келишини кузатди. Бу ҳол  $^{14}_7\text{N}$  азот изотопи ядроси  $^4\text{He}$  альфа-зарра билан тўқнашиш натижасида  $^{17}_8\text{O}$  кислород изотопи ядросига айланиб қолишини англатар эди:



Ядро реакциялари вақтида энергия ажralиб чиқиши ёки ютилиши мумкин. Масса ва Энергиянинг боргланиш қонунидан, ядро реакциясининг  $\Delta E$  энергия чиқишидан фойдаланиб, реакцияга кирувчи зарралар ва реакция маҳсулотлари массаларининг  $\Delta m$  айримасини топиб, қуйидагиларни аниқлаш мүмкин:

$$\Delta E = \Delta m c^2.$$

**Уран ядролари бўлинишининг занжир реакцияси.** Турли хил ядро реакциялари орасида ҳозирги инсоният ҳаётидаги баъзи оғир ядролар бўлинишининг занжир реакциялари жуда муҳим аҳамиятга эга бўлади.

Уран ядроларини нейтронлар билан бомбардимон қилганда уларнинг бўлиниш реакцияси 1939 йилда кашф қилинган эди. Э. Ферми, И. Жолио-Кюри, О. Ган, Ф. Штрасман, Л. Мейтнер, О. Фриш, Ф. Жолио-Кюри бажарган экспериментал ва назарий тадқиқотлар натижасида уран ядросига битта нейтрон тушганда ядро иккичу қисмга бўлиниши аниқланган эди.

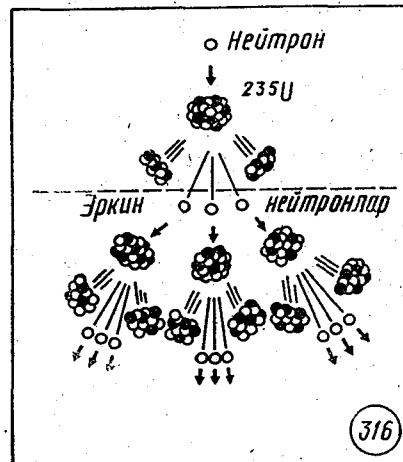
Уранинг битта ядроси бўлинганда тахминан 200 МэВ энергия ажралади. Ядро парчаларининг ҳаракати кинетик энергиясига тахминан 165 МэВ тўғри келади, қолган энергияни гамма-квантлар олиб кетади.

Битта уран ядросининг бўлинишида ажраладиган энергияни билган ҳолда 1 кг уранинг ҳамма ядролари бўлинишида ажраладиган энергия 80

минг миллиард жоулни ташкил этишини ҳисоблаб чиқиш мүмкін. Бұ 1 кг тош күмір ёки нефть ёқилганда ажralадиган энергиядан бир неча миллион марта ортиқдір. Шунинг учун ядро энергиясыдан амалий мақсадларда фойдаланиш учун уни ажратыб олиш йүлларини топишига ҳаракат қилинган әди.

Занжир реакцияларни амалға ошириш мүмкінліги ҳақидағи фаразни 1934 йилда Ф. Жолио-Кюри айтды. Уннинг ўзи 1939 йилда Х. Халбан ва Л. Коварски билан биргаликда уран ядросининг бўлинишида ядро парчаларидан ташқари яна 2—3 та эркин нейтрон ҳам учеб чиқишини аниқлади. Қулай шароитларда бу нейтронлар ураннинг бошқа ядроларига тушишлари ва уларни бўлиб юбориши мүмкін. Ураннинг учта ядроси бўлинганда 6—9 та янги нейтрон ажralиши керак, улар ураннинг янги ядроларига бориб тушади ва ҳоказо. Уран ядролари бўлинишининг занжир реакцияси ривожининг схемаси 316-расмла келтирилган.

Занжир реакцияларнинг амалға оширилиши схемада кўрингандек оддий иш эмас. Уран ядроларининг бўлинишида ажralадиган нейтронлар масса сони  $235$  бўлган уран изотопи ядроларинигина бўлишга қодир, масса сони  $238$  бўлган уран изотопи ядроларини парчалашга эса уларнинг энергияси етарли бўлмайди. Табиий уранда масса сони  $238$  бўлган уран  $99,3\%$ , масса сони  $235$  бўлган уран эса факат  $0,7\%$  тўғри келади. Шунинг учун



бўлинишининг занжир реакциясini амалға ошириш мүмкін бўладиган биринчи йўл уран изотопларининг ажralиши ва етарлича катта миқдорда тоза ҳолда  $^{235}\text{U}$  изотопини ҳосил қилиш билан боғлиқ. Занжир реакциясini амалға ошириш учун зарур шароит — жуда катта миқдордаги ураннинг мавжуд бўлишидир, чунки кичик ўлчамдаги намунада кўпчилик нейтронлар битта ҳам ядрога тегмасдан намуна орқали ўтиб кетади. Занжир реакцияси вужудга келиши мүмкін бўлган минимал уран массаси *критик масса* дейилади. Уран-235 учун критик масса — бир неча ўн килограммдир.

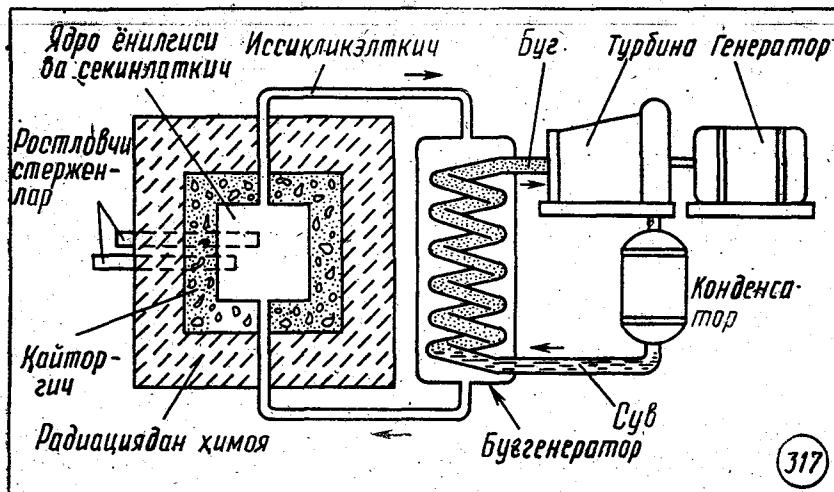
Уран-235 да занжир реакциясini амалға оширишининг энг оддий усули қуидагилар: ҳар бирининг массаси критик массадан кичик бўлган икки бўлак металл уран тайёрлайди. Уларнинг ҳар бирида алоҳида занжир реакция бўла олмайди. Бу бўлаклар тезда

бириктирилганда занжир реакция ривожланади ва жуда катта энергия ажралади. Ураннинг температураси миллион градусга етади ва якин атрофдаги ҳар қандай модда буғга айланади. Қизиган газсимон шар тез кенгаяди, у ўз йўлидаги ҳамма нарсанни күйдиради ва вайрон қилиб кетади. Ядро портлаши шундай содир бўлади.

Ядрорий портлаш энергиясидан тинчлик мақсадларида фойдаланиш жуда қийин, чунки бунда ажраладиган энергияни бошқариб бўлмайди. Уран ядроси бўлинишинг бошқариладиган занжир реакциялари ядро реакторларида амалга оширилади.

**Ядро реактори.** Дастребаки ядро реакторлари секин нейтронларда ишловчи реакторлар эди (317- расм). Уран ядроларининг бўлинишида ажраладиган нейтронларнинг кўпчилиги 1—2 МэВ энергияга эга. Бунда уларнинг тезликлари тахминан  $10^7$  м/с га тенг бў-

лади, шунинг учун уларни тез нейтронлар дейилади. Бундай энергияларда нейтронлар уран  $^{235}\text{U}$  ва уран  $^{238}\text{U}$  ядролари билан деярли бир хил самараҳа ўзаро таъсирилашади, уран  $^{238}\text{U}$  ядролари табиий уранда уран  $^{235}\text{U}$  ядроларидан 140 марта кўп бўлгани учун бу нейтронларнинг кўпчилик қисмини уран  $^{238}\text{U}$  ядролари ютиди ва занжир реакция ривожланмайди. Иссиклик ҳаракати тезлигига якин тезлик билан ҳаракатланаётган нейтронлар ( $\approx 2 \cdot 10^8$  м/с) секин ёки иссиқлик нейтронлари дейилади. Секин нейтронлар уран-235 ядролари билан яхши таъсирилашади ва бу ядролар томонидан тез нейтронларга караганда 500 марта самаралироқ ютилади. Шунинг учун табиий уран секин нейтронлар билан нурлантирилганда уларнинг кўпчилик қисми уран-238 ядроларида ютилмасдан, балки уран-235 ядроларида ютилади ва улар бўлинади. Демак, та-



бий уранда занжир реакцияни ривожлантириш учун нейтронларнинг тезликлари, иссиқлик нейтронлари тезлигига камайтирилиши керак.

Нейтронлар ўзлари харкатланаётган муҳитдаги атом ядролари билан тўқнашиши натижасида секинлашади. Нейтронларнинг реакторда се кинлашиши учун секинлатгич деб аталувчи маҳсус моддадан фойдаланилади. Модда-секинлатгич атомлари ядроларининг массаси нисбатан кичик бўлиши керак чунки нейтрон енгил ядро билан тўқнашганда оғир ядро билан тўқнашганда гига қараганда кўпроқ энергия йўқотади. Энг кўп тарқалган секинлатгич оддий сув ва графит ҳисобланади.

Занжир реакция юз берадиган фазо *реакторнинг актив зонаси* дейилади. Нейтронларнинг чиқиб кетишини камайтириш учун реакторнинг актив зонаси нейтронларни қайтарувчи билан ўралади, у учиб чиқаётган нейтронларнинг кўпчилигини актив зона ичкарисига қайтаради. Қайтарувчи сифатида одатда секинлатувчи модданинг ўзи ишлалади.

Реактор ишлаладиганда ажраладиган энергия *иссиқлик ташувчи* ёрдамида чиқарилади. Иссиклик ташувчи сифатида нейтронларни ютиш қобилиятига эга бўлмаган суюқлик ва газларгина қўлланилиши мумкин. Иссиқлик ташувчи сифатида оддий сув кенг қўлланилади, баъзан ис газидан ва хатто суюқ металл натрийдан фойдаланилади.

Реактор унинг актив зонасига киритилган маҳсус бош-

қарувчи (ёки ростловчи) стерженлар ёрдамида бошқарилади. Бошқарувчи стерженлар нейтронларни жуда катта самара билан ютувчи бор ёки қадмий бирикмалардан тайёрланади. Реакторни ишга туширишдан олдин стерженлар унинг актив зонасига тўлиқ киритилади. Улар нейтронларнинг катта қисмини ютиб, занжир реакциясининг ривожланишига тўқсиллик қиласди. Реакторни ишга тушириш учун бошқарувчи стерженлар актив зонадан ажралётган энергия керакли даражага етгунча аста-секин чиқариб юборилади. Қувват белгиланган даражадан ортиши билан бошқарувчи стерженларни актив зона ичига туширувчи автоматлар ишга тушади.

**Ядро энергетикаси.** Ядро энергияси Мустақил давлат ҳамдўстликда биринчи бўлиб тинчлик хизматига қўйилади. МДҲ да атом фани ва техникаси бўйича ишларнинг ташкилотчиси ва раҳбари академик Игорь Васильевич Курчатов (1903—1960) эди.

1954 йилнинг 27 июняда жаҳонда биринчи марта электр станцияси ток берди, унинг қуввати 5000 кВт эди.

Хозирги вақтда МДҲда ва Европада энг йирик ҳисобланган Санкт-Петербургдаги АЭСнинг қуввати 4000 МВт га тенг, яъни унинг қуввати биринчи АЭСнинг қувватидан 800 марта юқоридир.

Йирик атом стансияларида ишлаб чиқарилётган электр энергиянинг таннаххи иссиқлик электр стансияларида ишлаб чиқарилётган электр энергия-

дан пастдир. Шунинг учун атом электр энергетикаси жадал суратлар билан ривожланмоқда.

Ядро реакторлари денгиз кемаларида куч қурилмала и сифатида қўлланилади. Ядроий куч қурилмаси бўлган дунёда биринчи тинчлик кемаси — „Ленин“ атом музёрари — сабиқ Совет Иттифоқида 1959 йилда қурилган эди.

1975 йилда қурилган „Арктика“ номли совет атом музёрари Шимолий қутбга етган дунёда биринчи сув усти кемаси бўлди.

**Термоядро реакцияси.** Ядро энергияси оғир ядроларнинг бўлинишидагина ажралиб қолмай, балки енгил атом ядроларининг бирикиш реакцияларида ҳам ажралади.

Бир исмли протонларнинг бирикиши учун итариш кулон кучларини енгиш керак, бу эса тўқнашаётган зарраларнинг тезликлари етарлича катта бўлганда мумкинdir. Гелий ядросини протонлардан синтез қилиш учун зарур шаройт юлдузлар қаърида мавжуд. Ерда синтез термоядро реакцияси экспериментал термоядро портлашларида амалга оширилган.

Водород енгил изотопидан гелийни синтез қилиш тахминан  $10^8$  К температурада боради, водороднинг оғир изотоплари дейтерий ва тритийдан

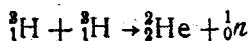


схема бўйича гелийни синтез қилиш учун эса тахминан  $5 \cdot 10^7$  К гача иситишни талаб қиласди.

1 г гелийни дейтерий ва тритийдан синтез қилишда  $4.2 \cdot 10^{11}$  Ж энергия ажралади. Бундай энергия 10 т дизель ёқилғиси ёқилганда ажралади.

Ерда водород запаслари амалда бениҳоя чексиздир, шунинг учун термоядро синтези энергиясидан тинчлик мақсадида фойдаланиш ҳозирги замон фани ва техникасининг муҳим масалаларидан бириди.

Водороднинг оғир изотопларидан гелийни иситиш йўли билан синтез қилишнинг бошқарилувчи термоядро реакциясini плазма орқали ток ўтказиш йўли билан амалга ошириш кўзда тутилади. Кизиган плазмани камера деворларига тегиб кетишдан сақлаш учун магнит майдон қўлланилади. „Токамока - 10“ экспериментал қурилмала физиклар плазмани 13 млн. градус температурагача қизитишига эришиши. Водород бундан ҳам юқори температурагача лазер нурланиш ёрдамида қизитилиши мумкин. Бунинг учун бир неча лазернинг ёруғлик дасталари ичida дейтерий ва тритийнинг оғир изотоплари аралашмаси солинган шиша шарчага фокусланиши керак. Лазер қурилмаларида ўтказилган тажрибаларда бир неча ўн миллион градус температурали плазма аллақачон ҳосил қилинган.

## 91. ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

Резерфорд тажрибалари натижасида радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши атомлар бўлинмайдиган оддий зарралар эмаслигини ишончли қилиб кўрсатди. Тажрибада аниқлангандек улар электронлар, протонлар ва нейтронлардан ташкил топади. Дастробки пайтларда, атомлар тузилган зарралар ҳеч қандай ўзгаришларга ва айланышларга қодир эмас, деб ҳисобланар эди. Шунинг учун улар элементар зарралар деб аталди. Коинот ўрганилган қисмида кенг тар-

қалган бу учта зарранинг хоссалари билан танишиш „элементар зарра“ термини анча шартли эканини кўрсатди. Бу зарралардан бири нейтрон—еркин ҳолда фақат тахминан 15 минутгина мавжуд бўлади, кейин эса ўз-ўзидан протон, электрон ва нейтринога ажраблиб кетади. Бирор протон, электрон ва нейтринони „ҳақиқий“ элементар зарра деб ҳисоблаш, нейтрони эса „ҳақиқиймас“ элементар зарра деб ҳисоблаш мумкин эмас, чунки бу зарраларнинг ҳар бири бошқа зарралар ва атом ядролари билан таъсирилашганда бошқа зарраларга айланниши мумкин.

Зарраларнинг хоссаларини аниқловчи параметрларнинг тўлиқ сони жула каттадир. Улардан энг муҳимлари зарранинг массаси, унинг электр заряди, спини ва яаш вақтидир. Барча келтирилган характеристикалардан фақат спин маҳсус тушинтириш талаб қиласи. Зарранинг айланма ҳаракатининг миқдорий характеристи-

касини берувчи катталик *спин* дейилади. Ҳар хил зарраларда зарранинг спини (механик моменти) турли қийматга эга бўлиши мумкин, лекин бир типдаги ҳамма зарралар ҳам абсолют бир хил спинга эга бўлмайди.

Истаган электрон  $0,50272 \times 10^{-34}$  Ж·с га тенг механик моментга эга. Бу миқдор аниқ  $\frac{1}{2} h$  га тенг ( $h = \frac{\hbar}{2\pi}$ ;  $h = 6,626 \cdot 10^{-31}$  Ж·с — Планк доимииси).  $h$  катталик спин бирлиги учун қабул қилинган.

Элементар зарраларнинг асосий характеристикалари билан танишгандан кейин элементар зарралар жадвалини қараб чиқиш мумкин (344-бетга қаранг), уларнинг яаш вақти  $10^{-20}$  сдан ортиқ. Жадвалда зарралар массаларининг ортиши тартибида жойлаштирилган. Массалари 207 электрон массасидан ортиқ бўлмаган зарралар (уларнинг биттасидан ташқари) енгил зарралар группасини — лептонлар группасини ташкил этади, ~~массаси~~ 207 электрон массасидан ортиқ, лекин протон массасидан кичик бўлган зарралар мезонлар группасига (ўртача зарралар) киради, протон ва янада оғирроқ зарралар барийонлар группасини ташкил этади. Айтилган группаларнинг ҳеч қайсисига кирмайдиган фотон жадвалда алоҳида ўрин эгалайди.

Элементар зарраларнинг группаларга бўлиниши фақат массаларидағи фарқقا қараб эмас, балки бошқа муҳим хос-

## Элементар заррачалар жадв али

Заррачаларнинг номи		Символ		Электрон массаси хисобидаги масса	Электр заряди	Яшаш вақти, с
		Зарран	Антизаррана			
Фотон		$\gamma$	$\gamma$	0	0	Барқарор
Лептонлар	Электроний нейтрино	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	0	0	Барқарор
	Мюоний нейтрино	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	Барқарор
	Тау-нейтрино	$\nu_\tau$	$\bar{\nu}$	0	0	Барқарор
Лептонлар	Электрон	$e^-$	$e^+$	1	-1	Барқарор
	Мюон	$\mu^-$	$\mu^+$	207	-1	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	Тау-лептон	$\tau^-$	$\tau^+$	3482	-1	$1,46 \cdot 10^{-12}$
Мезонлар	Пи-мезонлар (пионлар)	$\pi^0$ $\pi^+$	$\pi^0$ $\pi^-$	964,1 273,1	0 1	$1,83 \cdot 10^{-16}$ $2,6 \cdot 10^{-8}$
	Ка-мезонлар (каонлар)	$K^+$ $K^0$	$K^-$ $K^0$	966,4 974,1	1 0	$1,2 \cdot 10^{-8}$ $K_S^0 - 8,9 \cdot 10^{-11}$ $K_L^0 - 5,2 \cdot 10^{-8}$
	Эта-ноль-мезон	$\eta^0$	$\eta^0$	1074	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$
Барионлар	Протон	$p$	$\bar{p}$	1836,1	1	Барқарор (?)
	Нейтрон	$n$	$\bar{n}$	1888,6	0	$10^3$
Гиперонлар	Ламбда-гиперон	$\Delta^0$	$\bar{\Delta}^0$	2183,1	0	$2,63 \cdot 10^{-10}$
	Сигма-гиперон	$\Sigma^+$ $\Sigma^0$ $\Sigma^-$	$\bar{\Sigma}^+$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^-$	2327,6 2333,6 2343,1	1 0 -1	$8 \cdot 10^{-11}$ $5,8 \cdot 10^{-20}$ $1,48 \cdot 10^{-10}$
	Кси-гиперон	$\Xi^0$ $\Xi^-$	$\bar{\Xi}^0$ $\bar{\Xi}^-$	2572,8 2583,6	0 1	$2,9 \cdot 10^{-10}$ $1,64 \cdot 10^{-10}$
	Омега-минус гиперон	$\Omega^-$	$\bar{\Omega}^-$	3273	-1	$8,2 \cdot 10^{-11}$

саларга қараб ҳам аниқланади. Лептон ва барионлар  $\frac{1}{2}$  га тенг Спинга эга, мезонларнинг спини нолга тенг, фотоннинг спини эса 1 га тенг.

Элементар зарралар орасидаги ўзаро таъсирланишлар-

нинг тўртта тури мавжудлигини алоҳида қайд қилиб ўтиш керак — гравитацион, электромагнит, кучли ва кучсиз таъсирлашувлар. Истаган зарралар орасида таъсир этувчи гравитацион кучлар ҳамда зарралар орасида

таъсир этувчи электромагнит кучлар энг яхши ўрганилган-дир. Атом ядроларида протонларни ва нейтронларни боғловчи ядро кучлари кучли ўзаро таъсирига мисол бўла олади. Нейтринони чиқариш ёки ютиш билан боғлик жараёнларда кучсиз ўзаро таъсирлар намоён бўлади.

Антизарралар. Инглиз физиги Поль Дирак 1928 йилда шундай бир назария яратдики, ундан табиатда массаси электрон массасига тенг, лекин мусбат зарядланган зарра мавжуд бўлиши келиб чиқади. Бундай зарра — позитрон — 1932 йилда тажрибада аниqlangan эди.

1933 йилда Фредерик ва Ирен Жолио-Кюри энергияси электрон ва позитроннинг тинчлидаги энергияси  $E = -2mc^2 \approx 1,02$  МэВ дан ортиқ бўлган гамма-квант атом ядроси яқинидан ўтганда электрон-позитрон жуфтига айланышни кузатишиди. Биргаликда жуфт бўлиб „туфилишга“ ва учрашганда аннигиляцияга қодир бўлган электрон ва позитронни антизарралар деб аталди. Электрон-позитрон жуфтларнинг туфилиши ва учрашганда электронлар ҳамда позитронлар аннигиляцияси материянинг икки шакли—модда/ва майдон кескин чегаралмаганлигини, материянинг бир шаклдан бошқасига ўтиши мумкинлигини кўрсатди.

Биринчи антизарра — позитрон кашф қилингандан сўнг бошқа зарраларнинг ҳам антизарраси мавжудлиги ҳақидаги масала пайдо бўлиши табий.

Хозирги вақтга келиб ҳар

бир элементар зарранинг антизарраси борлиги аниqlangan. Ҳар қандай антизарранинг массаси месс зарранинг массасига аниқ тенг, электр заряди (зарядланган зарралар учун) эса абсолют қиймаги бўйича зарра зарядига тенг ва ишораси бўйича унга қарама-қарши. Фотон ва пи-ноль-мезон каби зарядланмаган зарраларда зарра ва антизарра физик хоссаларига кўра мутлақо бир хил ва шунинг учун айни бир хил зарра деб ҳисобланади.

Кварклар. Жадвалда келтирилган зарралардан ташқари яшаш вақти жуда қисқа — тахминан  $10^{-22}$  с бўлган жуда кўп зарралар кашф қилинган. Бу зарралар резонанс деб аталади. Бу зарраларнинг кашф этилиши „элементар зарра“ тушунчасининг ноаниклиги айниқса сезиларли бўлиб қолди.

1963 йилда М. Гелл-Майн ва Ж. Цвейг кварклар деб аталувчи бир қанча зарраларнинг табиатда мавжудлиги ҳақидаги гипотезани таклиф этишиди. Бу гипотезага биноан ҳамма мезонлар, барионлар ва резонанслар бирбири билан турли комбинацияларда бириккан кварк ва антикварклардан тузилган. Ҳар бир барион учта кваркдан, антибарион эса учта антикваркдан иборат. Мезонлар кварк ва антикварк жуфтларидан иборат.

Зарраларнинг тўлқин хоссалари. Ёруғликнинг хоссаларини ўрганиши у ўзида тўлқин ва корпускуляр хоссаларни мужассамлаштирган муракқаб табиатга эга эканини кўрсатди.

Фотоннинг (ёруғлик квантининг) тўлиқ энергияси Планк доимийси  $\hbar$  ( $\hbar = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Ж·с) ва электромагнит тебринишларнинг у частотаси орқали ифодаланиши мумкин:

$$E = \hbar v.$$

Иккинчи томондан масса ва энергиянинг боғланиш қонунига кўра фотоннинг тўлиқ энергияси унинг  $m$  массаси ва ёруғлик тезлиги  $c$  орқали ифодаланиши мумкин:  $E=mc^2$ . Бу икки муносабатдан:

$$v = \frac{mc^2}{\hbar}, \lambda = \frac{c}{v} = \frac{\hbar}{mc}$$

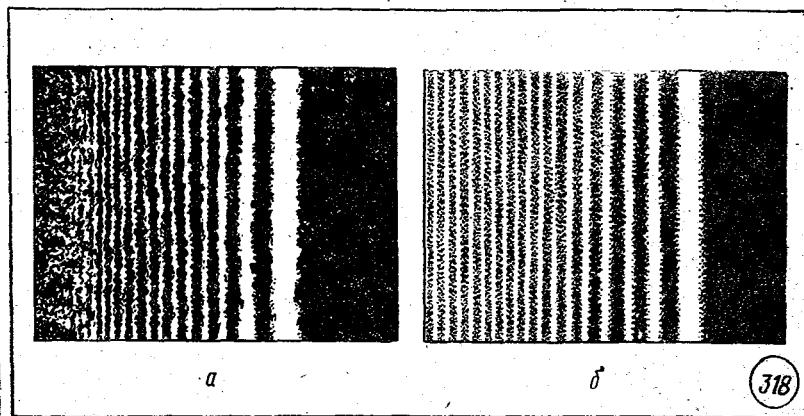
қиласиз, яъни  $\lambda$  ёруғлик узунлиги  $\hbar$  Планк доимийсининг фотони  $mc$  импульсига бўлинганига тенг.

Француз физиги Луи де Бройль 1924 йилда тўлқин ва корпукуляр хоссаларнинг бир вақтда қўшилиши фақат ёруғликка хос бўлиб қолмай, балки умуман ҳар қандай моддий объектга хос ækани ҳақидаги фаразни айтди.  $v$  тезлик билан ҳаракатланадиган  $m$  массалали истаган жисмнинг тўлқин узунлиги ёруғлик фотонлари

учун олинганга ўхшаш муносабат билан аниқланади:

$$\lambda = \frac{\hbar}{mv}.$$

Катта массали жисмлар учун тўлқин узунлиги шунчалик кичик бўладики, ҳозирги замон физикаси унинг тўлқин хоссаларини аниқлашнинг ҳеч бир усулига эга эмас. Элементар зарралар ва ҳатто атомлар учча катта бўлмаган ҳаракат тезликларида ўзларининг тўлқин хоссаларини аниқ намоён қиласиди. 318-а расмда электронлар дастасини экран четидан ўтказганда ҳосил бўлган фотосурати көлтирилган. Ёруғўл-йўл чизиқлар электронларнинг фотопластинкага тушган жойларини кўрсатади. Олинган манзара электронларнинг экран четидаги дифракция натижасидир. Кузатилаётган диффекцион манзара бўйича аниқланадиган тўлқин узунлиги де Бройль муносабати бўйича ҳисобланган қиймати билан аниқ мос келади. Тақослаш учун 318-б расмда ёруғлик дастасининг экран четидан ўт-



ганда кузатилаған манзара күрсатылған. Шундай қилиб, материянинг икки шаклга майдон ва моддага одатдаги бүлиниши жуда ҳам шартли экан. Модданинг зарралари узлуксиз түлқин жараён белгиларини намоён қиласи ва аксинча электромагнит түлқинлар зарра-фотонлар хоссанини намоён қиласи.

**Де Бройль гипотезаси ва Бор атоми.** Электроннинг түлқин табиати ҳақидаги гипотеза атомлардаги стационар ҳолатларга мутлақа янгиша изоҳ беришга имкон яратди. Бу изоҳни тушуниш учун аввал водород атомида рухсат этилган биринчи доиравий орбитада ҳаракатланувчи электроннинг де Бройль түлқини узунлигини ҳисоблаймиз. Де Бройль тенгламасига биринчи доиравий орбитадан электрон тезлигининг Борнинг  $mvr = n \frac{k}{2\pi}$  квантлаш қоидасидан

топилган ифодасини қўйиб,

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{2\pi r_1 m h}{m h} = 2\pi r_1$$

ни ҳосил қиласи.

Бу, биринчи стационар ҳолатда бўлган водород атомида

электроннинг де Бройль тўлқини узунлиги унинг доиравий орбитасига аниқ тенг, демакдир. Тартиб номери  $n$  бўлган истаган бошқа орбита учун

$$n\lambda = 2\pi r_n$$

ни ҳосил қиласи.

Бу натижа Борнинг стационар ҳолатлар ҳақидаги постулатини қўйидаги шаклда ифодалашга имкон беради: атомнинг стационар ҳолатларига электроннинг шундай орбиталари мос келадики, бунда де Бройль түлқинларининг бутун сондаги узунликлари тўғри келади.

Бор постулатининг бундай ифодаси ўзига бир вақтда электроннинг икки ёқлама табиатини акс эттириб, унда түлқин ва корпускуляр хоссаларнинг мавжудлиги ҳақидаги тасдиқни бирлаштиради. Бу постулатда түлқин ва корпускуляр хоссаларнинг  $\lambda$  түлқин узунлигини ҳисоблашда электроннинг  $r$  радиусли доиравий орбита бўйича зарядланган зарра сифатидаги ҳаракатини ҳисоблашда олинган  $v$  тезликдан фойдаланилгани учун юз беради.

### Формулалар

#### Фотон

$$E = h\nu, m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}, p = mc = \frac{h\nu}{c}.$$

#### Фотозэлектрик эффицит

$$E_k = h\nu - A, h\nu_{\min} = A, \nu_{\min} = \frac{A}{h}.$$

## Ф о р м у л а л ар

*Бор постулати ва квантлаш қоидаси*

$$\hbar\nu = E_m - E_n, \quad mvr = n \frac{\hbar}{2\pi}$$

*Атом ядросининг бояланиш энергияси*

$$\Delta E_{\text{бор}} = \Delta mc^2, \quad \Delta m = Zm_p + Nm_n - m_a$$

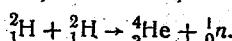
*Радиоактив емирилиш қонуни*

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$$

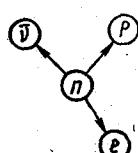
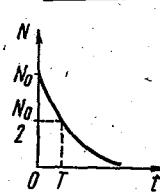
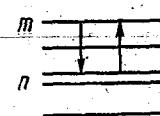
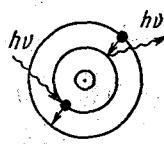
*Нейтроннинг бета-емирилиши*

$$n \rightarrow p + e^- + \nu^-$$

*Термоядро синтези реакцияси*



## Б е л г и л а н и ш и



*m — масса*

*c — ёргулкунинг вакуумдаги тезлиги*

*E — фотон энергияси*

*h — Планк доимийси*

*v — частота*

*A — электроннинг чиқиш иши*

*E\_k — фотоэлектронларнинг максимал кинетик энергияси*

*v\_{\min} — фотоэффектнинг қизил чегараси частотаси*

*$\Delta E_{\text{бор}}$  — атом ядрои бояланиш энергияси*

*Z — ядродаги протонлар сони*

*N — ядродаги нейтронлар сони*

*$m_p$  — эркин протоннинг тинчликдаги массаси*

*$m_n$  — эркин нейтроннинг тинчликдаги массаси*

*$M_a$  — атом ядросининг тинчликдаги массаси*

*N — емирилмаган радиоактив ядроларнинг  $t$  пайтдаги сони*

*$N_0$  — емирилмаган радиоактив ядроларнинг  $t = 0$  пайтдаги сони*

*T — ярим емирилиш даври*

*n — нейтрон*

*p — протон*

*e — электрон*

*$\nu$  — антинейтрино*

## Масалалар ечиш намуналари

171. Чиқиш иши 2 эВ бўлган металл учун фотоэфектнинг қизил чегарасини аниқланг:

$$A = 2 \text{ эВ} = 2 \cdot 1,6 \times$$

$$\times 10^{-19} \text{ Ж} = 3,2 \times$$

$$\times 10^{-19} \text{ Ж}$$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-24} \text{ Ж} \cdot \text{с}$$

$$\lambda_{\max} - ?$$

Ечилиши

Эйнштейннинг фотоэфект учун чиқарилган (82.4) тенгламасидан  $E_k = 0$  бўлган шартда

$$h\nu_{\min} = A$$

ни ҳосил қиласиз. Ёруғликнинг  $\nu$  частотаси унинг  $c$  тезлиги билан ва  $\lambda$  тўлқин узунлиги билан

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

формула орқали боғланган.

Бу икки формуладан қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$\frac{hc}{\lambda_{\max}} = A, \lambda_{\max} = \frac{hc}{A};$$

$$\lambda_{\max} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{3,2 \cdot 10^{-19}} \text{ м} = 6,2 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

172. Photoэфект вақтида тўлқин узунлиги  $4 \cdot 10^{-7}$  м бўлган ёруғликнинг чиқиш иши 1,9 эВ бўлган сиртда ажратиладиган электронларнинг максимал тезлигини топинг.

$$\lambda = 4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$A = 1,9 \text{ эВ} = 3,04 \times$$

$$\times 10^{-19} \text{ Ж}$$

$$v_{\max} - ?$$

$$E_k = \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

Ечилиши

Масалани ечиш учун Эйнштейннинг фотоэфект учун чиқарилган (82.4) формуласидан фойдаланамиз, бунда унга электронларнинг максимал кинетик энергияси учун  $E_k = \frac{mv_{\max}^2}{2}$  формуласини қўя-  
миз:

$$hv = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}, v = \frac{c}{\lambda}, \frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{hc}{\lambda} - A;$$

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2 \frac{hc}{\lambda} - 2A}{m}};$$

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2 \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{4 \cdot 10^{-7}} - 2 \cdot 3,04 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31}}} \text{ м/с} \approx 6,5 \cdot 10^6 \text{ м/с.}$$

173. Агар фотоэлементни  $1,6 \cdot 10^{15}$  Гц частотали ёруғлик билан нурлантырылганда фототок 4,1 В беркитувчи күчланишда тұхтаса, фотокатоддан чиқаётган ишни ва фотоэффектнинг қизил чегарасини анықланг:

$$\begin{array}{l} U_6 = 4,1 \text{ В} \\ \nu = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ Гц} \\ A - ? \quad \nu_{\min} - ? \end{array}$$

Ечилиши

Беркитувчи фототок шартидан фойдаланамиз:

$$eU_6 = \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

Шуни ҳисобга олиб, Эйнштейннинг фотоэффект учун тенгламаси құйидаги күринища бўлади:

$$h\nu = A + eU_6, \quad A = h\nu - eU_6.$$

Фотоэффектнинг қизил чегарасини аниқлаймиз:

$$\begin{aligned} h\nu_{\min} &= A, \quad \nu_{\min} = \frac{A}{h}; \\ A &= 6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 1,6 \cdot 10^{15} \text{ Ж} - 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4,1 \text{ Ж} = \\ &= 10,56 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} - 6,56 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 4 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}; \\ \nu_{\min} &= \frac{4 \cdot 10^{-19}}{6,6 \cdot 10^{-34}} \text{ Гц} = 6 \cdot 10^{15} \text{ Гц}. \end{aligned}$$

174. Симб атомлари электронлар билан бомбардимон қилинганда электронларнинг энергияси 4,9 эВ га тенг бўлса ёки бу қийматдан юқори бўлса, симб атомлари уйғонган ҳолатга келади. Симб атомининг биринчи уйғонган ҳолатдан нормал ҳолатга ўтишда чиқарадиган ёруғлик тўлқини узунлигини ҳисоблаб топинг:

$$\begin{array}{l} E = 4,9 \text{ эВ} = \\ = 4,9 \cdot 1,6 \times \\ \times 10^{-19} \text{ Ж} = \\ = 7,84 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} \\ h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с} \\ \nu - ? \end{array}$$

Ечилиши

Фотон энергияси ва частотаси орасидаги боғланишдан фойдаланамиз:  $E = h\nu$ , бундан  $\nu = \frac{E}{h}$ :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{E};$$

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 6,6 \cdot 10^{-34}}{7,84 \cdot 10^{-19}} \text{ м} \approx 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

175. Дейтерий атоми ядросининг боғланиш энергиясини ҳисобланг:

$$\begin{aligned}m_p &= 1,00728 \text{ а. м. б.} \\m_n &= 1,00866 \text{ а. м. б.} \\M_{^1\text{H}} &= 2,01410 \text{ а.м.б.} \\m_e &= 0,00055 \text{ а. м. б.}\end{aligned}$$

$$\Delta E = ?$$

Ечилиши  
Ядронинг бөгланиши энергияси  
 $\Delta E = \Delta m c^2$

га тенг, бунда  $\Delta m$  — ядро таркибиага ки-  
рувчи эркин зарралар массалари йигин-  
диси ва ядро массаси фарқи;  $c$  — ёруғ-  
ликнинг вакуумдаги тезлиги. Массалар фарқини топиш учун  
физикадан справочникда<sup>1</sup> протоннинг  $m_p$ , нейтроннинг  $m_n$ ,  
электроннинг  $m_e$  ва дайтерий атомининг  $M_{^1\text{H}}$  массалари ҳақи-  
даги маълумотларни излаймиз. Дайтерий ядроси  $m_a$  массасини  
топиш учун дайтерий атоми массасидан унинг қобиғи<sup>2</sup>аги  
электроннинг массасини айриш керак:

$$\Delta m = m_p + m_n - m_a = m_p + m_n - (M_{^1\text{H}} - m_e);$$

$$\begin{aligned}\Delta m &= 1,00728 \text{ а. м. б.} + 1,00866 \text{ а. м. б.} - 2,01410 \text{ а. м. б.} + \\&+ 0,00055 \text{ а. м. б.} = 0,00239 \text{ а. м. б.}\end{aligned}$$

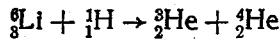
$$\text{Бироқ } 1 \text{ а. м. б.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг, шунинг учун}$$

$$\Delta m = 0,00239 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 3,967 \cdot 10^{-30} \text{ кг},$$

$$\Delta E = 3,967 \cdot 10^{-36} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ Ж} = 3,57 \cdot 10^{-13} \text{ Ж ёки}$$

$$\Delta E = \frac{3,57 \cdot 10^{-13} \text{ Ж}}{1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{Ж}}{\text{эВ}}} = 2,23 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 2,23 \text{ МэВ.}$$

### 176. Ушбу



ядро реакциясининг энергетик чиқишини ҳисобланг.

### Ечилиши

Ядро энергиясининг энергетик чиқишини ҳисоблаш учун  
реакцияга киравчи зарраларнинг реакция маҳсали бўлган зар-  
раларнинг массалари фарқини топиш зарур. Реакцияларда атом  
ядролари қатнашади, лекин справочник жадвалларда одатла  
фақат атомларнинг массалари ҳақидаги маълумотларгина бе-  
рилади. Ҳар бир атом ядросининг массасини атом массасидан  
қобиқдаги электрон массасини айриб топиш мумкин. Бошқа-  
ча йўл тутиш ҳам мумкин. Агар ядро реакцияси тенгламаси-  
да чапда ва ўнгда фақат атомлар массаларидан фойдаланилса (яъни чапдаги протон массасидан фойдаланмасдан, водород  
атоми массасидан, ўнгдаги альфа-зарра массасидан фойдалан-

К. Масалан: Енохович А. С. Справочник по физике и технике —  
М.: Просвещение, 1983.

масдан гелий атоми массасидан фойдаланилса), у ҳолда реакцияга киругчи атомлардаги ва реакция маҳсулотларидағи электронлар сонининг бир хиллигидан уларни айириш массаларнинг айримасини топишида автоматик равишида амалга оширилади. Шундай қылыш, масалани ечиш учун справочниклардаги атомларнинг массалари ҳақидағи мағлұмологиядан фойдаланиш мүмкін:

$$M_{^3\text{Li}} = 6,01512 \text{ а.м.б.}$$

$$M_{^1\text{H}} = 1,00782 \text{ а.м.б.}$$

$$M_{^3\text{He}} = 3,01605 \text{ а.м.б.}$$

$$M_{^4\text{He}} = 4,00260 \text{ а.м.б.}$$

$$\Delta E - ?$$

$$\Delta E = \Delta mc^2,$$

$$\Delta m = M_{^3\text{Li}} + M_{^1\text{H}} + M_{^3\text{He}} - M_{^4\text{He}},$$

$$\Delta m = 6,01512 \text{ а.м.б.} + 1,00782 \text{ а.м.б.} -$$

$$- 3,01605 \text{ а.м.б.} - 4,00260 \text{ а.м.б.} =$$

$$= 0,00429 \text{ а.м.б.}$$

Масса 1 а.м.б. га ўзгарғанда энергетик чиқишини ҳисоблаيمиз:

$$\Delta E = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \approx 1,49 \cdot 10^{-10} \text{ Ж} \approx 931 \text{ МэВ.}$$

Ядро реақцияси чиқиши қуйидагига тең:

$$\Delta E = 0,00429 \text{ а.м.б.} \cdot 931 \frac{\text{МэВ}}{\text{а.м.б.}} = 4,0 \text{ МэВ.}$$

177. Гелий ядросы водород изотоплари — дейтерий ва триитий ядроларидан

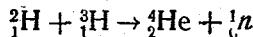


схема бўйича синтез қилиш термоядро реақцияларини амалга оширишида 17,6 МэВ энергия ажралади. 1 г гелийни синтез қилишда қандай энергия ажралади? Худди шундай энергияни олиш учун қанча тошкўмир ёқиши керак бўлар эди?

$$m_1 = 1 \text{ г} = 10^{-3} \text{ кг}$$

$$M = 4 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \times$$

Х моль<sup>-1</sup>

$$\Delta E = 17,6 \text{ МэВ} =$$

$$= 2,8 \cdot 10^{12} \text{ Ж.}$$

$$q = 2,7 \cdot 10^7 \text{ Ж} \cdot \text{кг}^{-1}$$

$$E = ? \text{ м}_2 = ?$$

### Ечилиши

1 г гелийни синтез қилишда ажрала-  
диган энергияни топиш учун  $\Delta E$  ядро  
реақцияси чиқишини 1 г га тең гелий  
атомлари сонига тең амалга оширилган  
реақциялар сонига кўпайтириш керак:  
 $E = \Delta EN$ . Гелий атомларининг  $N$  сони  
қуйидагига тең:

$$N = \frac{m N_A}{M}; M \equiv \frac{10^{-3} \cdot 6 \cdot 10^{23}}{4 \cdot 10^{-3}} = 1,5 \cdot 10^{23}.$$

Шунинг учун  $E$  энергия учун

$$E = 2,8 \cdot 10^{12} \cdot 1,5 \cdot 10^{23} \text{ Ж} = 4,2 \cdot 10^{11} \text{ Ж}$$

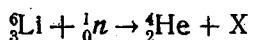
ни ҳосил қиласыз.  $Q = E$  шартдан қуйидаги келиб чиқади:

$$Q = qm_2; m_2 = \frac{Q}{q} = \frac{E}{q}.$$

Бундан 1 г гелийни синтез қилишда ажралған энергияга тенг энергияни ажратып олиш учун ёқиладиган тошқұмурнинг массасы қуйидагига тенг:

$$m_2 = \frac{4,2 \cdot 10^{11} \text{ Ж}}{2,7 \cdot 10^7 \text{ Ж} \cdot \text{кг}^{-1}} = 1,56 \cdot 10^4 \text{ кг.}$$

178. Ушбу

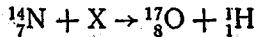


ядро реакциянинг иккінчи маҳсулини аниқланғ.

### Ечилиши

Ядро реакциясина иккінчи маҳсулини аниқлаш учун ядро реакцияларини амалға оширишда барийонлар сони үзгаришиз қолиши фактидан фойдаланиш керак. Бундан реакцияға кируди зарралардаги протонлар йиғиндиси зарралардаги реакция маҳсулларидаги протонлар йиғиндисига тенг бўлиши кераклиги, тенгламанинг чап қисмидаги нуклонларнинг умумий сони эса унинг ўнг қисмидаги нуклонларнинг умумий сонига тенг бўлиши кераклиги келиб чиқади. Мазкур ядро реакциясиға киришувчи зарралардаги протонлар сони 3 га тенг.  ${}^4_2\text{He}$  гелий ядроисида фақат иккита протон бор, демак, ядро реакциясина иккінчи маҳсулда битта протон бор. Шундай қилиб, ядро реакциясина иккінчи маҳсули водороднинг изотопларидан бири бўлади. Бу изотопнинг масса сонини топамиз. Тенгламанинг чап томонида келтирилган ядролардаги нуклонларнинг умумий сони 7 га тенг.  ${}^4_2\text{He}$  гелий ядроисида тўртта нуклон бор, демак, ядро реакциясина иккінчи маҳсули улушига учта нуклон тўғри келади. Шундай қилиб, ядро реакциясина иккінчи маҳсули водороднинг изотопи  ${}^2_1\text{H}$  тритий бўлади.

179. Ушбу



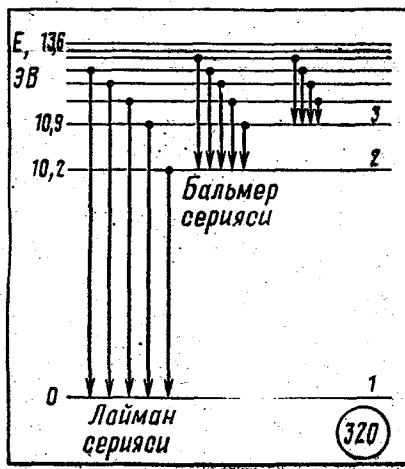
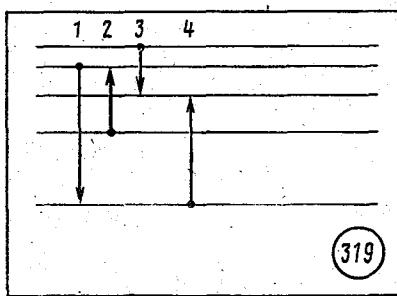
ядро реакциясина амалға оширишда қандай зарра иштирок этишини аниқланғ,

### Ечилиши

Ядро сонини амалға оширишда протонлар сонининг ва нуклонларнинг умумий сонининг сақланиш хоссасидан фойдаланиб, номаълум  $X$  зарра иккита протонга эга ва тўртта нуклондан иборат эканини аниқлаш мумкин. Демак, бу  ${}^4_2\text{He}$  гелий атоми ядроидир (альфа-заррадир).

## МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

180. Чиқиши 2,5 эВ бўлган металл учун фотоэффектнинг қизил чегарасини аниқланг.
181. Металл учун фотоэффектнинг қизил чегараси  $4,5 \times 10^{-7}$  м га тенг. Чиқишишини аниқланг.
182. Чиқиши 2 эВ бўлган материалдан уни тўлқин узунлиги  $3,5 \cdot 10^{-7}$  м бўлган ёруғлик билан ёритилганда жисм сиртидан ажralадиган фотоэлектронларнинг максимал кинетик энергиясини аниқланг.
183. Чиқиши 1,9 эВ бўлган материалдан қилинган жисми тўлқин узунлиги  $4 \cdot 10^{-7}$  м бўлган ёруғлик билан ёритилганда унинг сиртидан чиқадиган фотоэлектронларнинг максимал тезлигини топинг.
184. Чиқиши 2,2 эВ бўлган металлдан қилинган жисмининг сиртига тушаётган ёруғликнинг частотаси қандай бўлганда фотоэлектронларнинг максимал тезлиги 1000 км/с га тенг бўлади?
185. Фотоннинг частотаси қандай бўлганда фотоэлектронларнинг массаси протоннинг тинчликдаги массасига тенг бўлиши мумкин?
186. 319-расмда атом ҳолатларининг энергетик диаграммаси тасвирланган. Диаграммада стрелкалар билан фотонлар нурлаш ёки ютиш билан ўтишлар кўрсатилган. Расмда белгиланган ўтишларнинг қайси бирида максимал энергияли фотон ютилади? Қайси ўтишларда минимал частотали фотон нурланади?
187. 319-расм бўйича максимал энергияли фотоннинг нурланиши билан ўтишини ва максимал тўлқин узунликдаги ёруғликни ютиши билан ўтишни аниқланг.
188. 320-расмда водород атоми ҳолатининг диаграммаси тасвирланган. Атомнинг 3 энергетик сатҳдан 2 энергетик сатҳга ўтишида чиқарадиган нурланишининг тўлқин узунлигини аниқланг.



189. 320-расмдаги диаграмма бўйича 1 сатҳдан 3 сатҳга ўтишдаги ютиладиган ёргулукнинг частотасини аниқланг.

190. Электронлар энергиясининг қандай минимал қийматида электронлар водород атомлари билан ноэластик урилади?

191. Водород атомлари билан урилувчи электронлар энергиясининг қандай минимал қийматида водород спектрида мумкин бўлган ҳамма чизиқларнинг пайдо бўлиши кузатилиши мумкин?

192. Массаси 133 а. м. б. бўлган цезий изотопининг бир зарядли ионлари 2000 В кучланишли электр майдонда тезлашибироради ва масса-спектрографнинг бир жинсли магнит майдонида ҳаракатланади. Агар магнит майдон индукцияси 0,25 Тл бўлса, ионлар ҳаракатланалиган айлананинг радиусини аниқланг.

193.  ${}^3\text{H}$  тритий ядроси атомининг боғланиш энергиясини ҳисобланг.

194.  ${}^4\text{He}$  гелий атоми ядросидаги нуклонларнинг солиштирума бошланиш энергиясини ҳисобланг.

195.  ${}^{234}_{92}\text{U}$  уран изотопи ядросининг альфа-емирилиши натижасида қандай ядро пайдо бўлади?

196.  ${}^2\text{H}$  водород изотопининг электрон бета-емирилиши натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?

197.  ${}^{64}_{29}\text{Cu}$  мис изотопи ядросининг позитронли бета-емирилиши натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?

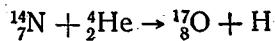
198.  ${}^{220}_{88}\text{Ra}$  радий изотопининг ярим емирилиш даври 1600 йил. Агар радиоактив ядроларнинг бошлангич сони  $10^9$  бўлса, 3200 йил давомида нечта изотоп ядролари емирилади?

199.  ${}^{131}_{53}\text{I}$  йод изотопи ядроларнинг ярим емирилиш даври 8 сутка. Агар дастлабки радиоактив ядролар сони  $10^9$  та бўлса, намунада 80 суткадан кейин бу изотопнинг нечта радиоактив ядроси қолади?

200. Одамнинг гамма-нурлари ёки бета-зарралари билан нурланишининг йўл қўйиладиган қиймати йилига 5 рад. Бутун йил давомида туну кун одамга нурланишнинг тинимсиз таъсири шароитида одамнинг умумий нурланиши мумкин миқдорининг йўл қўядиган қуввати қандай? Доза қувватини рад/соат билан ифодаланг.

201. Заарланиш зонасида радиоактив изотоплар гамма-нурланишининг йўл қўядиган дозаси 20 рад/соат. Агар авария ҳолатида йўл қўйиладиган хавфсиз доза 25 рад қилиб қабул қилинган бўлса, бу зонада одам неча соат ишлаши мумкин?

202. Ушбу



реакциянинг энергетик чиқишини ҳисобланг. Азот атомининг массаси 14,003074 а. м. б., кислород атоминики 16,999133 а. м. б.

# ИЛОВАЛАР



Мустақил ечиш учун масалаларнинг жавоблари . . . . .

358

Алабиёт . . . . .

359

## Мустақил ечиш учун масалаларнинг жавоблари

14. 580 м
15.  $0,75 \text{ м}/\text{с}^2$
16. 3 м/с; 21 м
17. 20 м/с
18. 100 м
19.  $\sim 2170 \text{ м}$
20. 70 см
21.  $4 \text{ м}/\text{с}^2$
22.  $10^6 \text{ м}/\text{с}^2$
23.  $4 \text{ м}/\text{с}^2$
24.  $\sim 24,5 \text{ м}/\text{с}$
25.  $\sim 3,6 \text{ м}/\text{с}$
26.  $\sim 167 \text{ м}$
27. 5 Н
28.  $0,5 \text{ м}/\text{с}^2$
29.  $\sim 2650 \text{ км}$
30.  $\sim 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ Н}; \sim 124 \cdot 10^8 \text{ с} \approx$   
 $\approx 34,5 \text{ соат}$
31.  $\sim 7,33 \text{ км}/\text{с}$
32.  $\sim 6,5 \cdot 10^{13} \text{ кг}$
33.  $\sim 42\,000 \text{ км}$
34.  $\sim 8\,000 \text{ Н}$
35.  $\sim 1,5 \cdot 10^3$
36.  $\sim 1 \text{ соат } 23 \text{ мин} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ с}$
37. 37,5 м; 50 м
38.  $\sim 9,1 \text{ м}$
39.  $\sim 14,1 \text{ м}/\text{с}$
40. 4000 Н
41. 4 марта катта
42.  $\sim 1,57 \text{ м}/\text{с}$
43.  $\sim 105 \text{ м}/\text{с}$
44.  $7 \cdot 10^6 \text{ Н}$
45.  $2,5 \cdot 10^5 \text{ Ж}$
46.  $\sim 4,33 \cdot 10^3 \text{ Ж}$
47.  $\sim 7 \cdot 10^3 \text{ Ж}$
48.  $\sim 6 \cdot 10^3 \text{ Ж}$
49. 1 Ж
50.  $\sim 19,5 \text{ м}/\text{с}$
51.  $\sim 5,6 \cdot 10^3 \text{ м}^3$
52.  $1,4 \cdot 10^6 \text{ Ж}$
53.  $mg \cdot (3 - 2 \cos \alpha) \approx mg \cdot 1,0076 \approx$   
 $\approx 9,88 \text{ Н}$
54. 5 марта
55.  $V = \frac{m + M}{m} \sqrt{2gl(1 - \cos \alpha)}$
71.  $1,2 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$
72.  $5,4 \cdot 10^3 \text{ Па}$
73.  $1,7 \cdot 10^{-15} \text{ Па}$
74.  $4,8 \cdot 10^{10} \text{ К}$
75.  $2,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-3}$
76.  $4,1 \cdot 10^7 \text{ Па}$
77. 241 К
78.  $\sim 3,4 \text{ м}^3$
79.  $\sim 2600 \text{ К}$
80.  $\sim 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ кг} = 17 \text{ кг}$
81.  $\sim 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ кг}$
82. 50 мН/м
83.  $5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$
84. 140 Н
85. 140 м
86. 600 Ж ортди
87. 300 Ж
88. 385 м/с
89. 0°C
90. 0°C
91. 33%
92. 200 Ж
93. 25%
94. 57%
95. 1500 К
111.  $\sim 10,3 \cdot 10^{-4} \text{ Н}$
112.  $\sim 5,8 \cdot 10^{11} \text{ В}/\text{м}$
113. 200 В/м
114. 81 В/см

115. $5 \cdot 10^3$ В/м	149. $\sim 4,93$ с	181. $4,4 \cdot 10^{-19}$ Ж
116. 50 Ж	150. $\sim 0,17$ м	182. $2,46 \cdot 10^{-19}$ Ж
117. $2,4 \cdot 10^{-16}$ Ж	151. $\sim 2$ км	183. $1,05 \cdot 10^{-6}$ м/с
118. $\sim 1,87 \cdot 10^7$ м/с	152. $\sqrt{2}$ марта ортади	184. $\sim 1,22 \cdot 10^{15}$ Гц
119. $\sim 1,6$ м <sup>2</sup>	153. 2 марта ортади	185. $\sim 2,3 \cdot 10^{23}$ Гц
120. 0,5 мкФ	154. $\sim 7,1 \cdot 10^{-2}$ В	186. 4; 3
121. $1,25 \cdot 10^4$ В	155. $\sim 0,53$ с <sup>-1</sup>	187. 1; 2
122. 2 В; 4 В	156. 310 Ж	188. $6,56 \cdot 10^{-7}$ м
123. 5 $\cdot 10^{-4}$ Ж	157. 484 Ом	189. $1,03 \cdot 10^{-7}$ м
124. 16 В	158. $\sim 0,8$ Юн	190. 10,2 эВ
125. 1,5 В, 1 Ом	159. 318 Ом	191. 13,6 эВ
126. $2,7 \cdot 10^2$ соат	160. $\sim 800$ Гц	192. 0,15 м
127. 0,31 Н	161. $\sim 1,6$ мкФ	193. 8,4819 МэВ
128. 6 А	162. $\sim 500$ Гц	194. 7,074 МэВ
129. $10^{-2}$ Тл	163. $5,5 \cdot 10^3$ В	195. $^{230}\text{Th}$
130. $5 \cdot 10^{-3}$ Вб	164. 0,3 м	196. $^3\text{He}$
131. $5,7 \cdot 10^{-2}$ м	165. $\sim 0,2$ м	197. $^{64}\text{Ni}$
132. $6,55 \cdot 10^{-8}$ с	166. 0,276 м	198. $7,5 \cdot 10^8$
133. $1,6 \cdot 10^{-4}$ Кл	167. $\sim 13$ см	199. $9,76 \cdot 10^5$
134. 0,45 Гн	168. 2 0000 км/с	200. 0,57 мрад/соат
135. $8,1 \cdot 10^{-3}$ Ж	169. $\sim 3,3$ т	201. 1250 соат
148. 9 марта	170. $\sim 4,2 \cdot 10^6$ т	202. 12 МэВ
	180. $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ м	

### АДАБИЁТ

Балаш В. А. Задачи по физике и методы их решения. М.: Просвещение, 1983.

Блудов М. И. Беседы по физике. М.: Просвещение, 1984. — I к. 1985 — II к.

Григорьев В. И., Мякишев Г. Я. Силы в природе. М.: Наука, 1984.

Енохович А. С. Справочник по физике и технике. М.: Просвещение, 1983.

Кабардин О. Ф., Орлов В. А., Пономарёва А. В. Физикадан факультатив курс. 8-синф. Т.: Үқитувчи, 1979.

Кабардин О. Ф., Кабардина С. Т., Шефер Н. И. Физикадан факультатив курс. 9-синф. Т.: Үқитувчи, 1979.

Кабардин О. Ф., Орлов В. А., Шефер Н. И. Физикадан факультатив курс. 10-синф. Т.: Үқитувчи, 1981.

Китайгородский А. И. Физика для всех. М.: Наука, 1978, 8. 4-китоб.

Ландau Л. Д., Китайгородский А. И. Ҳаммабоп физика. — Т.: «Үқитувчи», 1984, 1986, 1, 2-китоб.

Марленский А. Д. Основы космонавтики. Факультатив курс. М.: Просвещение, 1985.

Мухин К. Н. Занимательная ядерная физика. М.: Атомиздат, 1969.

Мякишев Г. Я. Элементарные частицы. М.: Просвещение, 1977.

Роджерс Э. Физика для любознательных. М.: Мир, 1972, 1-т.

Слободецкий И. Ш., Орлов В. А. Всесоюзные олимпиады по физике. М.: Просвещение, 1982.

Спасский Б. И. Физика в её развитии. М.: Просвещение, 1979.

Тарасов Л. В. Мир построенный на вероятности. М.: Просвещение, 1984.

Тарасов Л. В. Этот удивительно симметричный мир. М.: Просвещение, 1982.

Тульчинский М. Е. Физикадан масалалар. Т.: Үқитувчи, 1978.

Хрестоматия по физике. Б. И. Спасский таҳр. остида. М.: Просвещение, 1982.

Элементарный учебник физики. /Г. С. Лансберг таҳрири остида. М.: Наука, 1970. — 2-т, 1971 — 1-т, 1973, — 3-т.

**K 12**

Кабардин О. Ф.

Физика: Справочник материаллар: Үқувчиликтар учун ўқув қўлл. — Т.: Үқитувчи, 1992. — 360 б.

Кабардин О. Ф. Физика: Справочные материалы:  
Учебное пособие для учащихся.

**ББК 22. Зя2**

*На узбекском языке*

**КАБАРДИН ОЛЕГ ФЁДОРОВИЧ**

**Ф И З И К А**

Справочные материалы

Учебное пособие для учащихся

Издательство «Ўқитувчи» 1992

Таржимон *M. Саъдуллаев*  
Мұхаррир *X. Пўлатхўжаев*  
Тех. мұхаррир *T. Скиба*  
Мусаҳҳиҳа *M. Иброҳимова*

**ИБ № 5227**

Теришга берилди 6.11.90. Босишга рухсат этилди. 5.11.92. Формати 60×90/16, Кегли 10 шпонсиз. Литературная гарнитураси. Юқори босма усулида босилди. Шартли, б. л. 22,5 0,25 форзац. Шартли кр.-отт 22,69. Нашр. л. 21,0 0,45 форзац. Тиражи 13000. Зак. 5660.

«Ўқитувчи» нашриёти. Ташкент, 700—129. Навоий кўчаси 30.  
Шартнома № 09—320—89.

Область газеталарининг М. В. Морозов номидаги бирлашган  
нашриёти ва босмахонаси. Самарқанд ш., У. Турсунов кўча-  
си, 82. 1992.

Объединенное издательство и типография областных газет им.  
М. В. Морозова Самарканд, ул. У. Турсунова, 82.