

ТҮХТАПҮЛАТ ТУРҒУНОВ

АМАЛИЙ ФИЗИКА

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта маҳсус таълим вазирлиги олий техника ўқув юртларининг бакалаврлари учун дарслик сифатида тавсия этган

ТОШКЕНТ «ЎЗБЕКИСТОН» 2003

22.3

Т 60

Тақризчилар: Ўзбекистон ФА академиги, физика-математика фанлари доктори, Ўзбекистон Миллий университети профессори **Мамадалимов А. Т.**

Физика-математика фанлари доктори, Ўзбекистон Миллий университети, «Назарий физика» кафедрасининг профессори **Абдумаликов А. А.**

Ушбу дарсликда «Умумий физика» курсининг механика, молекуляр физика, электр ва магнетизм бўлимларига доир материаллар тажриба — назария — амалиёт кетма-кетлигига баён қилинган. Тажрибалар асосида ўрганишдан бошланган ҳар бир қонун ва ҳодисаларнинг асосий мазмуни ва ифодаси ҳаётий масалаларга татбиқ этилган. Дарсликни ёзишда Низомий номли Тошкент Давлат Педагогика университети «Физика ва уни ўқитиш услубиёти» кафедраси томонидан ишлаб чиқилган намунавий дастур асос қилиб олинди.

«Амалий физика» дарслиги олий ўқув юртларининг ўқитувчи ҳамда талабалари учун мўлжалланган бўлиб, ундан техника йўналишидаги лицей ва колледж физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

T 1604030000-102
M351(04)2003 2003

ISBN 5-640-02955-2

© «ЎЗБЕКИСТОН» нашриёти, 2003.

*Падари бузрукворим
Турғунбой ота ва
волидаи муҳтарамам
Жаннатоӯ аянинг
ёрқин хотираларига
бағишлайман.*

СЎЗ БОШИ

«Таълим тўғрисидаги қонун» ва «Кадрлар тайёрлаш миллий дастури» да ўзбек тилида дарслик ва ўқув қўлланмалар яратиш муҳим ва кечиктириб бўлмас вазифалардан бири эканлиги уқтирилган бўлишига қарамай, ҳозирги кунгача табиий фанлар бўйича ўзбек тилидаги дарслик ва ўқув қўлланмалар етарли эмас. Шу нуқтаи назардан Тошкент вилоят давлат педагогика институтида муаллиф томонидан кўп йиллар мобайнида намунавий дастур асосида ўқилган маъruzалар асосида яратилган «Амалий физика» дарслиги талабаларнинг ўз она тилидаги адабиётларга бўлган эҳтиёжини маълум даражада қондиришга ёрдам бериши табиийдир.

Дарслик, Низомий номли Тошкент Давлат Педагогика университети «Физика ва уни ўқитиш услубиёти» кафедраси томонидан ишлаб чиқилган намунавий дастур асосида ёзилган бўлиб, умумий физика курсининг механика, молекуляр физика, электр ва магнетизм бўлимларига тегишли материаллар тажриба-назария-амалиёт кетма-кетлигига ёритилган. Бакалавриат йўналиши ихтисослигининг хусусиятидан ҳамда ўқув режасида ажратилган соатлардан келиб чиқиб дастурга ўзгартиришлар киритилиши, баъзи бўлимларга алоҳида аҳамият берилиши ёки қисқартирилиши мумкин.

Ҳар бир физик қонун ҳаётий танишишдан бошланиб, физик тажрибалар билан боғланган. Таъжиби натижаларини умумлаштирилишидан кўрилиши керак бўлган қонуннинг асосий мазмуни келиб чиқади. Қисқа ва содда математик амаллар орқали қонуннинг назарий ифодаси берилган бўлиб, кўп ҳолда натижавий ифода келтириб чиқарилмайди. Китобнинг асосий қисмини ҳар бир мавзунинг охирида берилган муайян қонуннинг кундалик турмушда, саноатда ва қишлоқ хўжалигининг айrim тармоқларидаги амалий татбиқи эгаллаган. Умумий физикадан ўрта мактаб ҳажмида маълумоти бўлган ҳар бир ўқувчи китобни қийналмай тушуна олади.

«Амалий физика» дарслиги олий ўқув юртлари бакалавра-ри учун мўлжалланган бўлиб, ундан техника йўналишидаги лицей ва коллеж физика ўқитувчилари ҳам фойдаланиши мумкин.

Китобнинг ёзилишидаги ютуқ ва йўл қўйилган камчиликлар ҳақида ўз фикр-мулоҳазаларини билдирган ўқувчиларимиздан миннатдор бўламиз.

Муаллиф

КИРИШ

1-§. Материя, фазо ва вақт

Табиатда турли хил моддалар мавжуд бўлиб, нормал шароитда қаттиқ, суюқ ва газсимон ҳолатларда учрайди. Тоғ ва тошлар, сув ҳамда ҳаво, дараҳатлар ва барча ўсимликлар табиий ҳолда учраса, инсон қўли билан яратилган турли жисмлар: болға, стол, стул, уй, автомобиль, самолёт ва ҳоказолар ҳам табиат маҳсулидир. Биз кўриб турган жонсиз ва жонли табиат реал борлиқдир. Уларнинг бальзиларини тўғридан-тўғри сезги органларимиз орқали сезамиз, баъзиларини (электромагнит нурланишлар, гравитация майдон ва бошқалар) эса маҳсус асбоблар, тажрибалар воситасида ҳис этамиз. Бизнинг онгимиз ёки хоҳишимизга боғлиқ бўлмаган ҳолда табиатда мавжуд бўлган, сезги органларимизга бевосита ёки билвосита таъсир этадиган барча реал борлиқ фан тилида *материя* деб аталади. Материя асосан икки кўринишда: *модда* ва *майдон* кўринишида бўлиб, уларнинг турлари хилма-хилдир.

Ҳайвонлар ва одамлар нисбатан мураккаб тузилган жонли материядир. Биологик тирик организм тахминан 10^{16} физиологик ҳужайрадан иборат. Ҳар бир ҳужайра элементар физиологик катақчалар бирикмасидан тузилган. Ҳар бир катақчада эса камида биттадан молекуляр тизма қатнашади. Молекуляр тизма таркибидаги атомларнинг боғланиши ва жойлашиш тартиби генетик турни белгилайди. Одам мияси материянинг энг мураккаб кўринишларидан биридир.

Моддий жисмлар геометрик ўлчамларга эга бўлиб, фазонинг бирор бўлагини-эгаллайди (1-жадвал). Уларнинг нисбий вазиятлари ўзаро таъсир ва ҳаракати туфайли ўзгариб туради. Бу ўзгаришлар, гўёки жисмларнинг ўзлари билан боғлиқ бўлмагандай, материядан ташқари фазода вақт ўти-

ши билан мустақил рўй бераётгандай туюлади. Галилей ва Ньютон замонларидан XX аср бошларигача фазо ва вақт тушунчасига қуйидагича дунёқараш хукм сурган эди. Ньютон ўзининг «Натуран фалсафанинг математик асослари» асарида «нисбий» ва «абсолют» фазо тушунчаларига таянган: «абсолют» фазо абадий бўлиб, материя ва вақтга борлиқ эмас, «нисбий» фазо эса «абсолют» фазодаги моддий жисмларнинг нисбий ҳолати билан аниқланади деб тушунган.

XIX аср иккинчи ярми ва XX аср бошларидаги фанда муҳим бурилиш рўй берди. Эйнштейн ўзининг «Нисбийлик назариясини», яъни ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигига яқин бўлган тезлик ($v \sim c$) билан ҳаракатланувчи жисмлар механикасини яратди. Эйнштейн назариясига кўра фазода бирбиридан узоқ масофаларда жойлашган жисмлар «абсолют

I-жадвал

Табиатдаги масофалар

10^{24} м	Коинот чегаралари
10^{21} м	Яқин галактика
10^{18} м	Галактика радиуси
10^{15} м	Яқин юлдуз
10^{12} м	Плутон орбитасининг радиуси
10^{11} м	Қүёш ва Ер орасидаги масофа
10^8 м	Ер ва Ой орасидаги масофа
10^3 м	Телеминора баландлиги
10 м	Дараҳтнинг бўйи
10^{-3} м	1 мм
10^{-6} м	Туз заррасининг катталиги
10^{-9} м	Вируснинг катталиги
10^{-12} м	Водород атомининг радиуси
10^{-15} м	Атом ядросининг радиуси

бўшлиқ» орқали таъсирлаша олмайди. Уларнинг ўзаро таъсирлари фақат макро ва микро жисмлар ёки майдон кўринишидаги материя орқалигина рўй беради. «Абсолют бўшлиқ» тушунчаси мазмунсиз бўлиб, бўшлиқ деганда материянинг майдон кўриниши тушунилади: бўшлиқ унда бўлган моддий жисмлар ҳолатига таъсир кўрсатади ва аксинча, материал борлиқнинг хоссалари бўшлиқнинг хоссаларини белгилайди. Жисмларнинг ўзоқдан ўзаро таъсири чексиз тезлик билан эмас, балки чекланган тезлик — майдоннинг тезлиги билан узатилади. Фазосиз материя бўлмаганидек, материясиз фазо ҳам бўлмайди. Материя ва фазо ўзаро узвий боғлиқ бўлиб, фазо — материянинг яшаш шаклидир.

Табиатда ўзгаришлар маълум кетма-кетликда, вақт оралиғида содир бўлади. Ҳар қандай ҳодиса ҳам бир онда рўй бермайди. Материянинг абадий ва узлуксиз ривожланиши вақт ўтиши билан сезилади; бўлаётган ўзгаришлар, воқеалар, ҳодисалар кузатилиб, улар содир бўлиши учун «ўтган вақт» ҳақида фикр юритилади. Агар табиатдаги барча моддалар, жисмлар ва бутун реал борлиқ бўлмаганда, яъни ҳеч қандай ҳаракат, ҳодиса ёки воқеалар юз бермаганда «вақт» — тушунчаси эгасиз, мазмунсиз ва ўринсиз бўлар эди. Реал ҳодисалардан, материядан ажралган ва унинг ҳаракати, ўзгариши билан боғлиқ бўлмаган «абсолют» вақт тушунчаси мазмунга эга эмас. Вақт тушунчаси материянинг ривожланиш, ўзгариш тезлигини акс эттиради.

Квант физикасига кўра бирор жисмдаги ҳодисанинг рўй бериш вақти шу жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ. Материянинг ҳаракат тезлиги ва вақтнинг ўтиш тезлиги ўзаро узвий боғланган: вақт ҳам, материянинг ўзгариш, ривожланиш тезлигига боғлиқ бўлиб, материянинг яшаш шаклидир. Хусусан, макроскопик жисмнинг механик ҳаракати фазода бирор вақт оралиғида рўй беради. Фазо ва вақт, ўз навбатида материянинг ўзаро боғланган яшаш шаклларидир. Шуни қайд қилиш лозимки, вақт ва фазо тушунчаларига Ньютон дунёқараашлари етарлича илмий бўлмаган бўлсада, Ньютон механикаси нисбийлик назариясига зид келмайди, аксинча, нисбийлик назариясининг хусусий ҳоли ($v < c$) сифатида кичик тезликлар ҳаракати қонуниятларини етарлича аниқликда ифодалайди. Классик механика кичик тезликлар механикаси бўлиб, Ньютон қонунларига

таянади. Материя маконда ва замонда, доимо ҳаракатда яшайди, ривожланади, бир турдан иккинчи турга ўзгаради. Материя ва ҳаракатнинг сақланиш қонунини яратган рус олими М. В. Ломоносов таъкидлашича, «Материя бордан йўқ бўлмайди, йўқдан бор бўлмайди, фақат бир турдан иккинчи турга ўтиб ҳаракатда яшайди. Материянинг яшаш тарзи ҳаракатдир...» Бу қонун материянинг сақланиш қонуни бўлиб, табиатнинг муҳим қонунларидан биридир.

Ўрта осиёлик Форобий, ал-Хоразмий, Беруний каби олимлар ижодида табиатшунослик фанлари муҳим ўрин тутган. Жумладан, X–XI асрларда яшаб ижод қилган Абу Райхон Беруний ибн Сино билан бўлган ёзишмаларида жисмларнинг ҳаракати, Ер геофизикаси, гидростатика, солиштирма оғирлик, иссиқлик ўтказувчанлик, жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши ва торайиши, электрланиш ва магнитланиш хусусиятлари, атмосферадаги физик ҳодисалар, ёруғлик нурининг қайтиш ва синиш қонуниятлари, линзада нурнинг йўли ва вакуумнинг мавжудлиги ҳамда моддаларнинг атом тузилиши каби соҳаларда қимматли фикрларни ёзиб қолдириб, баъзиларини тажриба асосида изоҳлаб берган.

Тарихан физика фани материя ҳаракатининг энг умумий қонуниятларини очиб бериб, материянинг бошқа табиий фанлар (кимё, биология, геология ва бошқалар) ўрганидиган янада мураккаброқ ҳаракатлари қонуниятларини ўрганиши учун замин тайёрлаб берди. Хусусан, товуш тўлқинларининг қаттиқ жисмларда тарқалиш қонунларининг яратилиши геология соҳасида Ернинг ички тузилишини ўрганиш мақсадларида сейсмология услубларидан фойдаланиш имконини берди. Газ оқимларининг ҳаракати назарияси метереологияда муҳим роль ўйнайди. Квант физикасининг яратилиши кимёгарларга моддаларнинг тузилишини, кимёвий реакцияларда рўй бераётган мураккаб жараёнларни тушунишга имкон берди. Физика фанининг сўнгги ютуқлари бошқа табиий ва амалий фанларнинг янада ривож топиши учун зарурий бўлган янгидан-янги ўлчов асбоблари, техник қурилмалар ва улар асосида янги илмий-тадқиқот усулларини яратишга имкон бермоқда.

Оддий техник асбоблардан тортиб ҳозирги кунда қўлла-нилаётган мураккаб техник қурилмаларнинг ишлаш прин-

циплари асосида ҳам физика қонунлари ётади. Замонавий ишлаб чиқариш тармоқлари, халқ хўжалигининг ҳар бир соҳаси физика ва техника тараққиёти билан узвий боғлиқ. Оддий ўқув ишлаб чиқариш устахоналаридаги станоклардан тортиб ҳозирги замон энергетикаси, радиотехника, электротехника, автоматика, машинасозлик, ҳисоблаш техникаси ва бошқа ҳар бир техникавий соҳани физика билан боғламай тасаввур этиб бўлмайди.

2-§. Физик катталиклар ва уларни ўлчаш. Халқаро бирликлар системаси

Физик катталикни ўлчаш деганда, шу катталик билан бир жинсли бўлган ва бир бирлик қилиб олинган физик катталик билан таққослаш тушунилади. Турли-туман физик ҳодисалар характеристикалари бўлмиш физик катталикларнинг барчасини ўлчайвериш мумкин эмас. Физик катталикларнинг баъзиларини тўғридан-тўғри ўлчанса, баъзиларини уларнинг ўзаро аналитик боғланиш ифодасидан ҳисоблаб топилади. Физик катталикларни ўлчаш учун бирликлар системаси тузилади. Бирликлар системасини тузиш учун эса бир-бирига боғлиқ бўлмаган бир нечта физик катталикларни ва уларнинг бирликларини асосий катталиклар билан (қонуний) боғланиш ифодасидан ҳосил қилинади. Бундай катталиклар ҳосилавий катталиклар, бирликлари эса ҳосилавий бирликлар дейилади. Асосий бирликларнинг тўплами бирликлар системаси дейилади.

1960 йилдан бошлаб Ер юзидағи барча мамлакатлар ўртасида ўзаро келишиб олинган халқаро бирликлар системаси СИ қабул қилинган. Бунда еттига бирлик — метр, килограмм, секунд, ампер, кельвин, моль, кандела ва иккита қўшимча бирлик — радиан ва стерадиан асосий бирликлар деб қабул қилинган. Механика бўлимидағи барча катталиклар бирликларини учта асосий бирлик — узунлик, масса ва вақт орқали ифодалаш мумкин.

Узунлик бирлиги қилиб метр, қисқача «м» қабул қилинган. 1960 йилга қадар «1 метр узунлик» этиб, Париж яқинидаги сақланадиган платина билан иридий қотишмасидан тайёрланган маҳсус намуна стержень (этalon) устида белгиланган иккита параллел чизиқча орасидаги масофа узунлиги

қабул қилинган эди. Кейинги вақтда бу эталон узунлигини ўлчаш аниқлиги ўта аниқ илмий мақсадлар учун етарли бўймай қолди. Шунинг билан биргаликда мамлакатлар учун узунлик ўлчовини Франциядаги стерженъ узунлиги билан таққослашнинг ўзи ҳам ноқулайдир, албатта. СИ системаси қабул қилинганда барча жойда бир хил бўлган, атом нурланишига асосланган, «табиий узунлик бирлиги»дан фойдаланишга келишилди. Халқаро узунлик бирлиги «1 метр» узунлик криpton-86 атомининг $2P_{10}$ ва $5d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишнинг вакуумдаги тўлқин узунлигидан 1650763,73 марта катта бўлган узунликка тенг. Бирор масофани ўлчаш учун унинг бўйида «1 метр» узунлик бирлигидан неча марта жойлашиши аниқланади. Жисмлар узунлиги майда улушларга (сантиметр, миллиметр) бўлинган чизғич ёрдамида ўлчанади. Нисбатан каттароқ узунликларни тасмасимон ўлчагичлар ёки рулеткалар ёрдамида ўлчаш қулади. Кичик узунликларни штангенциркуль, нониус ёки микрометрлар ёрдамида ўлчаш мумкин.

Массанинг халқаро эталони 1 килограмм (кг) масса бирлиги қилиб, цилиндр шаклида ясалган платина ва иридий қотишмасидан тайёрланган халқаро прототипнинг массаси қабул қилинган. Бу масса бирлигига нисбатан олинган турили жисмлар массалари қийматлари 2-жадвалда берилган.

2-жадвал

Табиатда массанинг ўзгариши

10^{50} кг	Коинот
10^{40} кг	Бизнинг галактика
10^{30} кг	Күёш
10^{20} кг	Ер Ой
10^{10} кг	Океан кемаси
1 кг	1 кг
10^{-10} кг	Ёғ томчиси
10^{-20} кг	Уран атоми
10^{-30} кг	Протон Электрон массаси

Жадвалдан дунёдаги ҳар хил жисмлар массаларининг бир-бирларидан қанчалик даражада фарқ қилишини тасаввур этиш мумкин.

Амалий мақсадларда тахминан, 1 кг масса 1 литр ҳажмдаги Цельсий шкаласи бўйича олинган 4°C температурадаги тоза сувнинг массасига тенг. Бирор жисмнинг массасини ўлчаш учун уни массалари маълум бўлган тарози тошлари билан таққосланади. Жисмлар массаларини шайнли тарозиларда ўлчанади. Кичик жисмлар массаларини аниқ ўлчашда майда тарози тошларидан фойдаланилади. Стрелкали тарозилардан фойдаланиш ўлчаш аниқлигини бироз ошириш имкониятини беради. Катта жисмлар, масалан, самолёт, юкли вагон, машиналар, трактор ва бошқаларнинг массалари одатда, ричагли тарозиларда тортилади.

Авваллари вақт бирлиги 1 секунд деб, Ернинг ўз ўқи атрофида 1 марта тўла айланиш вақтининг 86400 дан бир бўлаги қабул қилинган эди. Ернинг ўз ўқи атрофида айланиш даврининг ўзгариб бориши сабабли қабул қилинган вақт бирлиги замонавий талабларга жавоб бермай қолди. Ҳозирги қунда Халқаро вақт эталони 1 секунд деб, цезий-133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтишига мос бўлган нурланиш давридан 9192631770 марта катта бўлган вақт оралиги қабул қилинган. Бу вақт бирлиги цезий атомининг 9192631770 марта тўла тебраниши учун кетган вақтни ифодалайди. Замонавий атом (цеziy) соатлари секунднинг 10^{12} дан бир бўлагини таққослаш имкониятини беради ва 30000 йилда 1 с га хатолик беради. Баъзи табиат ўзгаришлари рўй бериши учун миллионлаб йиллар зарур бўлса, баъзи физик ҳодисалар жуда қисқа вақт (10^{-15} с) оралиғида рўй беради. Табиатда кузатиш мумкин бўлган «жуда тез» ва «жуда секин» рўй берадиган ҳодисаларнинг содир бўлиш вақтлари нисбатан 10^{40} тартибида фарқ қиласар экан (3-жадвал).

Кундалик турмушда ва техникада вақт оралигини ўлчаш учун тузилишлари ҳар хил бўлишига қарамай ишлаш принциплари ўхшашиб бўлган қурилмалар — соатлардан фойдаланилади. Улар асосий қисмининг ишлаш принциплари осма маятникнинг оғирлик кучи майдонида тебранишига ёки спиралсимон пружинанинг эластиклик кучи таъсирида ай-

лана бўйлаб тебраниш қонуниятларига асосланган. Аниқ ўлчашлар учун секундомерлар қўлланилади. Техник секундомерлар секунднинг $1/20$ ва ҳаттоқи $1/100$ бўлагигача аниқликда ўлчаш имкониятини беради.

3-жадвал

Табиатда вақт оралиқлари

Секундлар

10^{18}	Коинотнинг ёши
10^{15}	Ернинг ёши
10^{12}	Ибтидоий одамнинг пайдо бўлиши Миср пирамидаларининг ёши
10^9	Одамнинг ўртача ёши
10^6	$1 \text{ йил} = 3,156 \cdot 10^7 \text{ с}$ $1 \text{ кун} = 8,64 \cdot 10^4 \text{ с}$
10^3	Ёругликнинг Күёшдан Ерга етиб келиш вақти
1	Юракнинг кетма-кет иккита уришлари орасидаги вақт
10^{-3}	Товуш тўлқинининг тебраниш даври
10^{-6}	Радиотўлқинларнинг тебраниши
10^{-9}	Ёруглик 30 см масофани ўтади
10^{-12}	Молекуланинг тебраниш даври
10^{-15}	Атом тебраниш даври
10^{-21}	Ядронинг тебраниш даври

1 ампер (A) — вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган икки параллел, чексиз узун, кесим юзлари жуда кичик тўғри ўтказгичлардан ток ўтганда ҳар бир ўтказгичнинг бир метр узунлигига $2 \cdot 10^{-7}$ Н ўзаро таъсир куч ҳосил қиласидиган ўзгармас ток кучига тенг.

Сувнинг учланма нуқтасини характерловчи термодинамик температуранинг $1/273,16$ улуши (1K) **1 кельвин** деб қабул қилинган.

Углерод-12 нинг $0,012$ кг массасидаги атомлар сонига тенг структуравий элементлардан (атом, молекула) ташкил топган системадаги модданинг микдори **1 моль** деб қабул қилинган.

1 кандела (1cd) ёруғлик кучи $540 \cdot 10^{12}\text{ Гц}$ частотали монохроматик нурланиш чиқараётган манба ёруғлигининг энергетик кучи $1/683\text{ Вт/ср}$ га тенг бўлган йўналишдаги ёруғлик кучига тенг.

Айланада узунлиги радиусга тенг бўлган ёйни ажратадиган икки радиус орасидаги бурчак **1 радиан** (1 rad) деб қабул қилинган.

Учи сфера марказизда жойлашган ва шу сфера сиртидан радиус квадратига тенг юзли сиртни ажратувчи фазовий бурчак **1 стерадиан** деб қабул қилинган.

I ҚИСМ. МЕХАНИКА

I б о б. КИНЕМАТИКА

3-§. Механик ҳаракат. Саноқ системаси. Моддий нуқта траекторияси. Кўчиш ва йўл

Физиканинг механика бўлимида материя ҳаракати ва мувозанати қонуниятлари ўрганилади.

Материя ҳаракатининг энг содда тури механик ҳаракатdir. Бирор жисмнинг бошқа жисмларга нисбатан вазиятининг ўзгариши *механик ҳаракат* деб аталади. Масалан, Ердаги жисмларнинг (вагон, автомобиль, одамлар ва ҳоказ) Ерга ва ўзаро бир-бирларига нисбатан, Ернинг Қуёшга, Қуёшнинг Галактика системасидаги бошқа юлдузларга нисбатан, идишдаги газ молекулаларининг бир-бирларига нисбатан вазиятларининг ўзгариши механик ҳаракат кўринишларидир. Кундалик турмушда механик ҳаракат ҳодисаларини турли ишлаб чиқариш корхоналарида кўрамиз: машина-тракторлар ва улардаги фидирлак ҳамда поршенлар ҳаракати, станок элементлари, шкиф ва моторлар ҳаракати, конвейер тасмаси, тасмали ва занжирли узатмалар ҳаракати, юк кранининг қисмлари ҳаракати ва бошқалар.

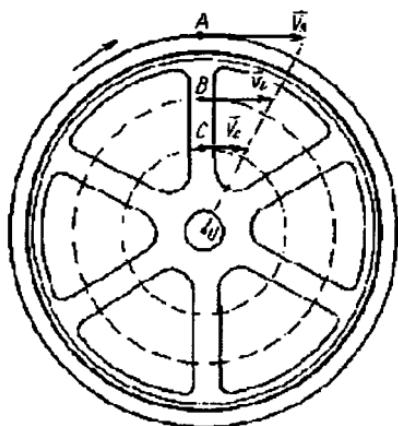
Механик ҳаракат икки содда турга бўлинади: *илгариланма ва айланма ҳаракат*. Жисмнинг ихтиёрий икки нуқтасини туташтирувчи тўғри чизиқ ҳаракат давомида ўз-ўзига параллел равишда кўчса бу жисм илгариланма ҳаракатда бўлган бўлади. Энг оддий тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатни транспорт, қишлоқ хўжалик машиналарининг ишлashingda кузатиш мумкин. Автомобиль, поезд, самолёт, трактор, ракеталар умумий ҳаракатнинг маълум вақт оралиғида тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатда бўлади.

Айланма ҳаракат тушунчаси асосан қаттиқ жисмларга тегишли бўлиб, айланма ҳаракатлар ҳақидаги мулоҳазаларда жисм абсолют қаттиқ жисм деб фараз қилинади. Қаттиқ жисм айланма ҳаракатида унинг барча *A, B, C* нуқталари

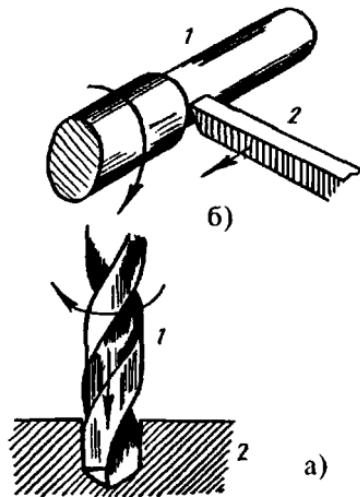
айланалар чизади, айланалар марказлари бир түғри чизиқ устида ётади; бу түғри чизиқ эса *айланиш ўқи* бўлиб, у расм текислигига перпендикуляр йўналишида 0 нуқтадан ўтади (1-расм). Айланыш ўқидан узоқлашган сари нуқталарнинг чизиқли тезликлари ортиб боради ($\vartheta_A > \vartheta_B > \vartheta_C$). Кўзгалмас ўқ атрофида дискнинг айланиси, станок шкивининг, маҳовик ва шпинделларнинг ҳаракати айланма ҳаракатга мисол бўла олади.

Умуман олганда, жисмларнинг ихтиёрий ҳаракатлари етарлича мураккаб бўлади. Жисм бир вақтнинг ўзида бир неча ҳаракатда қатнашиши мумкин: сверло ҳам айланади, ҳам илгариланма ҳаракат қиласи (2-а расм). Токарь станокларида (2-б расм) металл буюмлар сиртига ишлов беришда буюмнинг ўзи (1) айланма ҳаракатда бўлади. Қирқувчи асбоб (2) эса буюмнинг танаси бўйлаб илгариланма ҳаракат қиласи ва натижада буюмга маълум ишлов беради. Текисликда думалаётган фиддиракнинг массалар маркази оддий илгариланма ҳаракат қиласа, чекка нуқталари айланма ва илгариланма ҳаракатларда қатнашади.

Жисмнинг механик ҳаракат ҳолати ва ҳаракати кўриниши турли жисмларга нисбатан турлича бўлади. Масалан, ке-



1-расм



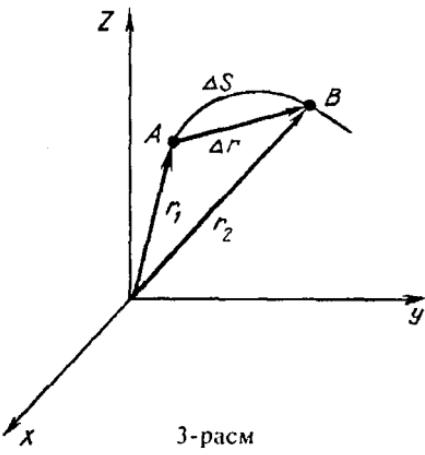
2-расм

таётган вагон ичида ўтирган одамнинг вагонга нисбатан вазияти ўзгармас (тинч ҳолат), Ерга нисбатан эса ўзгаради, ҳаракатда бўлади. Бу одамнинг қўлидан тушиб кетган шарча вагонга нисбатан тўғри чизиқли ҳаракат қиласа, Ерга нисбатан эса эгри чизиқли ҳаракатда бўлади. Шунингдек, велосипед ҳайдаб кетаётган киши ўз оёқлари учларини айланма ҳаракат қилаётганини кузатса, йўлда турган кузатувчига бу ҳаракат тўлқинсимон ҳаракат бўлиб кўринали.

Табиатда абсолют тинч турган жисм бўлмайди. Бирор жисмнинг ҳаракатини ўрганиш учун бошқа бирор жисмини шартли равишда «қўзғалмас» деб олиниб, унга нисбатан ҳаракат қилаётган жисмнинг вақт ўтиши билан вазиятлари аниқланади. Шартли равишда «қўзғалмас» деб олинган жисм, *саноқ система* деб аталади. Жисмнинг ҳаракатини юлдузларга, Қуёшга, Ерга ёки уларга нисбатан ҳаракатда бўлган жисмларга нисбатан ўрганиш мумкин. Амалда имконият борича масалани осонлаштириш мақсадида саноқ системасини Ер билан боғланган ёки Ерга нисбатан ҳаракат қилмайдиган жисмлар (симёғоч, дараҳт, уй ва унинг қирралари ва бошқалар) билан боғланган ҳолда олинади. Ҳаракат қилаётган жисмнинг вазиятларини ифодалаш учун эса саноқ бошланадиган «қўзғалмас» жисм (саноқ системаси) билан боғлиқ бўлган координаталар системасидан фойдаланилади. Энг қулай ва энг кўп қўлланиладиган координаталар системаси Декарт координаталари системасидир. Классик механикада фазо ва вақт изотроп ва бир жинсли, яъни турли йўналишларда фазонинг барча нуқталарининг физик хоссалари бир хил деб ҳисобланади. Кичик ($\vartheta << c$) тезликлар механикасида фазо ва вақтнинг изотроп ҳамда бир жинсли деб қаралиши амалда хатоликларга олиб келмайди.

Ўрганилаётган механик ҳаракат жараёнида шакли ва ўлчамларини эътиборга олмаса ҳам бўладиган макроскопик жисм *моддий нуқта* дейилади. Моддий нуқта тушунчаси абстракт тушунча бўлишига қарамай, амалда қўпчилик масалаларни ечишда қулайликлар яратади. Келгуси мавзуларда «жисм ҳаракати» тушунчаси ўрнида «моддий нуқта ҳаракати» тушунчаси ишлатилиб кетилади.

Фазода моддий нуқтанинг ҳаракатида унинг координаталари вақт ўтиши билан ўзгаради (3-расм). Унинг кетма-кет турли вақтлардаги геометрик ўринларини туташтирувчи чизик ҳаракат траекторияси дейилади. Моддий нуқтанинг A нуқтадан B нуқтага кўчишини кўриб чиқайлик. Унинг A ҳолатидаги вазияти \vec{r}_1 радиус-вектор орқали белгиланса, B ҳолатдаги вазияти \vec{r}_2 радиус-вектор орқали ифодаланади. Траектория бўйлаб босиб ўтилган AB масофа йўл узунлиги дейилади. Кейинги B ва дастлабки A ҳолатларни туташтирувчи энг қисқа масофа $|\Delta\vec{r}|$ кўчиш катталиги, $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ эса кўчиш вектори дейилади. Эгри чизиқли ҳаракатда кўчиш катталиги Δr йўл Δs дан кичик бўлади, $|\Delta\vec{r}| \leq \Delta s$. Хусусан, моддий нуқта ёпиқ траектория бўйлаб ҳаракат қилиб, қанчалик йўл юрмасин кўчиш катталиги нолга тенг бўлади. Фақат бир йўналишдаги тўғри чизиқли ҳаракатдагина кўчиш катталиги йўл катталигига тенг бўлиши мумкин.



3-расм

4-§. Тезлик, ўртача ва оний тезликлар. Тезликларни ўлчаш

Тезлик тушунчаси ҳар бир кишига қундалик турмушдан таниш бўлиб, бирор жисмнинг қанчалик илдамлик билан ҳаракат қилишини билдиради. Турли жисмлар бир хил масофани ҳар хил вақтларда босиб ўтади. Жисмлар ҳаракатлари бир-биридан ҳаракат тезлиги билан фарқ қиласи (4-жадвал). Босиб ўтилган s йўлнинг шу йўлни босиб ўтиш учун кетган t вақтга нисбати ўртача тезлик дейилади:

$$\vartheta = \frac{s}{t}; \quad s = \vartheta t. \quad (4.1)$$

Табиатда тезликлар

Одам сочининг ўсиши	$5 \cdot 10^{-9}$ м/с= 15 см/йил
Музликнинг силжиши	$3 \cdot 10^{-6}$ м/с= $0,25$ м/кун
Кўл соати секунд стрелкаси учининг ҳаракати	10^{-3} м/с= 1 мм/с
Югурувчи спортчи ҳаракати	10 м/с
Тенис коптогининг ҳаракати	50 м/с
Пойга машинасининг тезлиги	70 м/с= 250 км/соат
Ҳавода товушнинг тарқалиши	330 м/с
Ракетоплан ҳаракати	$2 \cdot 10^3$ м/с= 2 км/с
Ернинг орбита бўйлаб айланиши	$3 \cdot 10^4$ м/с= 30 км/с
Водород атомида электроннинг ҳаракати	$2,2 \cdot 10^6$ м/с
Бўшлиқда ёруғликнинг тарқалиши	$3 \cdot 10^8$ м/с

Тезлик СИ системада м/с, техник ва амалий соҳаларда м/с, км/соат, км/с бирликларда ўлчанади. Ўртacha тезлик қиймати йўлнинг айрим бўлакларида ҳаракат қандай илдамликларда рўй берганликларини билдиримай, механик ҳаракат ҳақида умумий таассурот ҳосил қиласди, ҳолос. Лекин ҳаракатнинг ҳар бир дақиқаларида унинг жадаллиги ва йўналишини билиб бўлмайди.

Етарликча кичик dt вақт оралиғида ўртacha тезликнинг $d\theta$ ўзгариши кичик бўлади. Траекториянинг бирор нуқтасидан ўтиш пайтида 1 с да босиб ўтилган йўл катталиги шу нуқтадаги *оний тезлик* қийматини беради. Траекториянинг ҳар бир нуқталарида тезликнинг қиймати ва йўналиши маълум бўлса, ҳаракат ҳақида тўлиқ тушунча ҳосил бўлади. Шунинг учун оний тезлик тушунчаси киритилади ва у траекториянинг ҳар бир нуқталаридағи ҳаракатнинг қайси йўналишда боришини кўрсатади. Тезлик вектор катталиктадир. Ихтиёрий нуқтадаги оний тезлик қиймати, шу нуқта соҳа-

сида, бир бирлик вақт ичидә қанчалик йўл босиб ўтишини кўрсатади. Оний тезлик ифодаси қуйидагига тенг бўлади:

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta r}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \quad (4.2)$$

Оний тезлик қиймати йўлдан биринчи тартибли олинган ҳосилага тенг бўлиб, унинг йўналиши $\Delta t \rightarrow 0$ даги $\Delta \vec{r}$ кўчиш векторининг йўналишида бўлади, яъни траекториянинг ҳар бир нуқтасида траекторияга ўтказилган уринма вектор йўналишида бўлади. Хусусий ҳолда, бир томонлама тўғри чизиқли ҳаракатда эса қўчиш катталиги йўл катталигини беради; $\Delta \vec{r}$ вектори ва демак, тезлик вектори тўғри чизиқ устида ётади. Ҳаракат бирор вақт оралиғида $t_0 = 0$ дан t гача рўй берса, босиб ўтилган йўлни $s = \int_0^t \vartheta dt$ дан топиш мумкин. Агар оний тезликлар қиймати бир хил бўлса, бундай ҳаракат текис ҳаракатдан иборат бўлади:

$$s = \vartheta \int_0^t dt = \vartheta t. \quad (4.4)$$

Бундан $\vartheta = \frac{s}{t} = \text{const}$; $\vartheta = \bar{\vartheta} = \vartheta_1 = \vartheta_2 = \dots$

Текис ҳаракатларга мисол сифатида метролардаги эскалатор ҳаракати, темир йўлнинг текис қисмларидағи поезд ҳаракати, машина ва механизмларда айлантирадиган қайиш ҳаракатини, соатлар стрелкаларининг ҳаракати ва бошқаларни келтириш мумкин.

Автомобиль, мотоцикл, поезд ва бошқа жисмлар тезликларини уларда ўрнатилган асбоб — спидометр ёрдамида ўлчанади. Фидираклар ўлчамларига, уларнинг айланиш тезлигига ва натижада жисм тезлигига мос равишда спидометр стрелкаси циферблат бўйлаб силжийди, текис ҳаракат ҳолатида стрелка кўрсатиши ўзгармас сақланади. Жисмлар тезликларини ташқаридан ўлчаш учун хилма-хил ўлчов асбоблари мавжуд бўлиб, (масалан, ДАН ходимлари қуролланган асбоблар ва бошқалар), улар бир бирлик вақт ичидә босиб ўтган йўлни ўлчаш принципига асосланган. Ҳаётда жисмлар тезликлари секундига бир неча мм дан тортиб бир неча минг км ларгача бўлади (4-жадвалга қаранг).

5-§. Тезланиш. Нормал ва тангенциал тезланишлар

Юқорида кўриб ўтганимиздек, тезлик вектор катталик бўлиб, ихтиёрий ҳаракатда унинг ҳам қиймати, ҳам йўналиши ўзгариши мумкин. Хусусий ҳолларда, унинг йўналиши ўзгармас сақланганда қиймати ўзгариши (тўғри чизиқли ҳаракат) ва аксинча, тезликнинг қиймати ўзгармаган ҳолда йўналиши ўзгариши мумкин (эгри чизиқли-текис ҳаракат). Ҳар иккала ҳолда ҳам тезлик ўзгаради дейилади, чунки у вектор катталик бўлиб, унинг бирор ўзгариши рўй беради. Тезликнинг ҳар қандай ўзгариши тезланиш тушунчаси билан боғлиқ ва тезланиш тезликнинг сон қиймати ёки йўналишини вақт бирлиги ичida қанчалик ўзгаришини ифодалайди. Бошланғич тезлиги ϑ_0 ва охирги тезлиги ϑ бўлган жисмнинг тезлиги $\Delta\vartheta$ вақт ичida $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0$ га ўзгарган бўлса, ўртача тезланиш қуидаги ифодадан аниқладади:

$$a = \frac{\Delta\vartheta}{\Delta t}. \quad (5.1)$$

Δt вақт оралиғидаги ҳар бир дақиқалардаги оний тезланиш эса

$$\bar{a}_{\text{оний}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vartheta}{\Delta t} = \frac{d\vartheta}{dt} \quad (5.2)$$

ифодадан топилади.

Тезланиш ҳам тезлик каби вектор катталиkdir. Унинг йўналиши тезлик орттирмаси $d\vartheta$ йўналиши билан аниқладади. Оний тезланиш қиймати тезлиқдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг:

$$\bar{a}_{\text{оний}} = \frac{\Delta\vartheta}{\Delta t} = \frac{d^2 s}{dt^2}, \quad (5.3)$$

яъни, тезланиш қиймати йўлдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг экан. Тезланишнинг СИ системасида ўлчов бирлиги (5.1) ифодага кўра метр тақсим секунд квадрат (m/c^2) бўлади:

$$[a] = \frac{[\vartheta]}{[t]} = \left(\frac{m}{c^2} \right).$$

Тезликнинг қиймати ва йўналиши ўзгариши билан боғлиқ бўлган айрим хусусий ҳоллар билан танишиб чиқамиз.

Тўғри чизиқли ҳаракатда тезланиш. Тезлик вектори ҳар бир онларда тўғри чизик үстида ётади ва унинг йўналиши ўзгармас сақланади, тезликнинг фақат сон қиймати ўзгариши мумкин, халос.

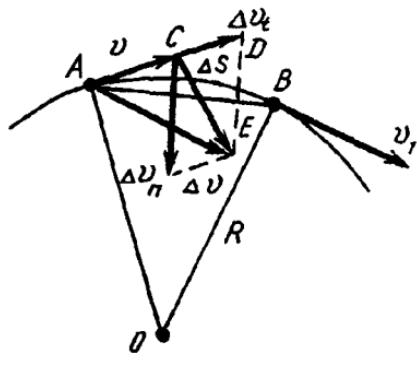
Тезлик қиймати ортиб борса, $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0 > 0$ ва $a > 0$, яъни тўғри чизиқли тезланувчан ҳаракат содир бўлган бўлади, ихтиёрий t вақтдаги тезлиги $\vartheta_t = \vartheta_0 + at$ ва босиб ўтилган йўл:

$$s = \int_0^t \vartheta dt = \int_0^t (\vartheta_0 + at) dt = \vartheta_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (5.4)$$

ифодалардан аниқланади. Аксинча, тўғри чизиқли ҳаракатда тезлик вақт ўтиши билан камайиб борса, ($\Delta\vartheta < 0$, $a < 0$) секинланувчан ҳаракат кузатилади ва (5.4) ифодада ҳадлар орасида айирув белгиси ишлатилади. Тўғри чизиқли ҳаракатда тезланиш тезликнинг фақат сон қийматининг ўзгаришига боғлиқ. Агар жисм ўз ҳаракатини тинчлик ҳолатидан тезланиш билан бошласа, t вақт ўтгандан сўнг тезлиги $\vartheta_t = at$ ифодадан, тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатидан бошласа $\vartheta = \vartheta_0 + at$ ифодадан аниқланади.

Эгри чизиқли ҳаракатда тезланишилар. Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик векторининг йўналиши албатта ўзгарилиши ва бу ўзгариш билан боғлиқ алоҳида тезланиш бўллаги мавжуд. Шунинг учун бу ўзгаришни ифодаловчи алоҳида тезланиш тушунчаси киритилади.

Моддий нуқтанинг дастлабки t моментида A нуқтада тезлиги ϑ бўлсин (4-расм). Тезлик қиймати ва йўналиши ўзгариб, Δt вақтдан сўнг B нуқтада ϑ_1 бўлсин. ϑ векторни A нуқтага кўчирайлик ва $\Delta\vartheta = \vartheta_1 - \vartheta$ ни аниқлайлик. Умумий тезланишнинг айрим бўлаклари, яъни тезлик йўналиши ўз-



4-расм

гариши билан ва тезлик сон қийматининг ўзгариши билан боғлиқ ташкил этувчиларини ажратиш мақсадида $\Delta\vartheta$ векторини ўз навбатида $\Delta\vartheta$ ва $\Delta\vartheta_t$ ташкил этувчиларга ажратамиз. Бунинг учун А нуқтадан ϑ йўналишида қиймати ϑ_1 га тенг \overrightarrow{AD} вектор ўтказамиш. $\Delta\vartheta_t$ — тезликнинг сон қийматининг ўзгаришини ифодаласа, $\Delta\vartheta_n$ — тезлик векторининг фақат йўналиши ўзгаришига боғлиқ. Тезланишнинг тангенциал (уринма) ташкил этувчиси:

$$a_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vartheta_t}{\Delta t} = \frac{d\vartheta}{dt} \quad (5.5)$$

га тенг ва бир бирлик вақт ичида тезликнинг қиймати қанчалик ўзгариб боришини ифодалайди. Радиус R бўйлаб O марказга томон йўналган марказга *интилма тезланишнинг сон қиймати*

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vartheta_n}{\Delta t} = \frac{\vartheta^2}{R} \quad (5.6)$$

га тенг бўлиб, чизиқли тезликнинг ўзгаришига эмас, қийматига боғлиқ ва тезлик векторининг йўналиши ўзгариши туфайли ҳосил бўлади.

Моддий нуқта айлана бўйлаб текис ҳаракат қилганда ҳам ($\vartheta = \text{const}$, $a_t = 0$) марказга интилма тезланишга эга бўлади ва бу ҳаракат тезланиши ҳаракат бўлади. Марказга интилма тезланиш, тезлик вектори йўналишига ҳар доим нормал бўлганлиги учун тезлик қийматини ўзгартирмайди, фақат йўналишини узлуксиз ўзгартиради. Шунинг учун, моддий нуқта марказга интилма тезланиш туфайли кичик йўналиш Δt вақт ичида $\Delta\vartheta$ масофага радиус бўйлаб тушиб туради ва айлана бўйлаб ҳаракат сақланади.

Мисол учун ипнинг учига боғланган кичик тошни олайлик. Тошга узлуксиз марказга интилма тезланиш бериб турсакгина, у айлана бўйлаб ҳаракат қиласи, ип қўйиб юборилса, тош уринма йўналишдаги $\dot{\vartheta}_0$ тезликда учиб кетади. Марказга интилма тезланишни (5.6) дан топиш учун бирор стационар орбита бўйлаб текис ҳаракат ҳолатига ўтган жисмнинг ϑ чизиқли тезлигини ва R орбита радиусини аниқлаш зарур. Масалан, Ернинг сунъий йўлдошлари тахминан айлана бўйлаб ҳаракат қиласи деб фараз қилинса (5-расм), (5.6) ифодага асосан

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R+h}, \quad (5.7)$$

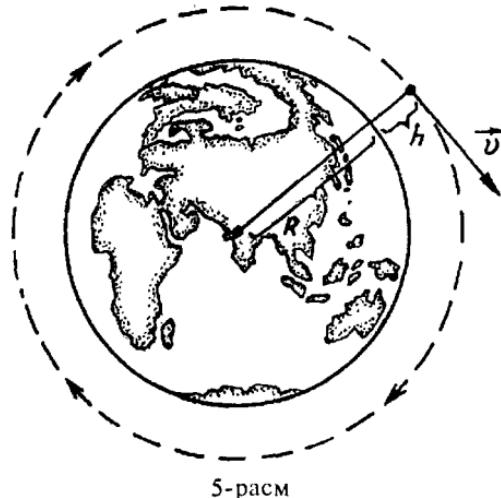
бу ерда R — Ернинг радиуси, h — сунъий йўлдошнинг Ер сиртидан баландлиги, ϑ — сунъий йўлдошнинг чизиқли тезлиги.

Орбитадаги йўлдош тезлиги биринчи космик тезлик $\vartheta = 8 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $R = 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$ ва $h = 1,6 \cdot 10^5 \text{ м}$ деб олсак, $a_n = 9,8 \text{ м/с}^2$ ҳосил бўлади.

Демак, Ер сунъий йўлдошларининг марказга интилма тезланишлари, Ернинг гравитация майдони таъсиридаги эркин тушиш тезланишига ($g = 9,8 \text{ м/с}^2$) тенг бўлган ҳолда йўлдошлар стационар орбиталар бўйлаб ҳаракат қиласди. Улар эркин тушиш тезланишига тенг нормал тезланиш билан радиус бўйлаб узлуксиз Ерга томон «тушиб» боради ва шунинг учун унинг Ер атрофида доиравий орбитаси сақланади.

Шундай қилиб, эгри чизиқли ҳаракатда тўла тезланиш вектори икки бўлакдан иборат бўлиб, $\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_t$ га ва унинг қиймати эса $a = \sqrt{a_n^2 + a_t^2}$ га тенг. Тўғри чизиқли ҳаракатда тўлиқ тезланиш тангенциал тезланишининг ўзгинасидир, чунки тўғри чизиқ эгриликка эга эмас (эгрилик радиуси $R \rightarrow \infty$) ва нормал тезланиш бўлмайди ($a_n = \vartheta^2/R = 0$).

Тангенциал тезланиш тезликнинг фақат сон қийматини ўзгартириб, йўналишга таъсир этмайди. Шунинг учун ҳаракат тўғри чизиқли бўлади. Аксинча, нормал тезланиш тезлик векторига перпендикуляр йўналишда таъсир этганлиги учун тезликнинг сон қийматини ўзгартирмайди, фақат тезлик йўналишини узлуксиз ўзгартиради. Шунинг учун тангенциал тезланиш бўлмаса, эгри чизиқли ҳаракат айланга бўйлаб текис ҳаракатга ўтади.



6-§. Бурчакли тезлик ва тезланиш. Чизиқли ва бурчакли катталиклар орасидаги боғланиш

Моддий нүкта R радиусли айланга бўйлаб ҳаракат қилаётган бўлсин (6-расм). Дастраси A ҳолатидан B ҳолатига кўчиши учун Δt вақт кетади, бунда радиус вектори $\Delta\varphi$ бурчакка бурилади. $\Delta\varphi$ бурилиш бурчагининг шу бурилиш учун кетган Δt вақтга нисбати *бурчакли тезлик* дейилади ва одатда ω ҳарфи билан белгиланади:

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}. \quad (6.1)$$

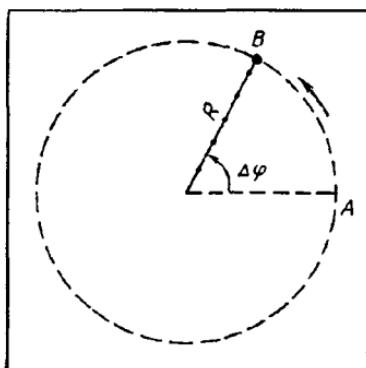
Бурилиш бурчаги радианда, вақт секундларда, бурчакли тезлик эса рад/с да ўлчанади. Айланга бўйлаб бир марта тўла айланиш учун кетган вақт *айланни даври* дейилади. 1 с вақт ичидағи айланишлар сони эса *айланни частотаси* дейилади. Кўринадики, давр ва частота ўзаро тескари боғланган, частотани v ҳарфи билан белгиласак, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$T = \frac{1}{v} \text{ ёки } v = \frac{1}{T}. \quad (6.2)$$

Давр секундларда, частота эса с^{-1} ёки рад/с да ўлчанади. Бир марта тўла айланиш учун кетган вақт $\Delta t = T$ бўлса, бурилиш бурчаги 2π радианга тенг бўлади, демак

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ ёки } T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (6.3)$$

Бурчакли тезлик вектори катталик бўлиб, унинг йўналиши парма қоидасига асосан аниқланади, парма дастасининг айланниш йўналиши мөддий нүктанинг айланниш йўналишида бўлганда парманинг илгариланма ҳаракати йўналиши $\vec{\omega}$ бурчакли тезлик вектори йўналишини ифодалайди. Айланма ҳаракатда қаттиқ жисмнинг бурчакли тезлик вектори айланниш ўқи устида ётади.



6-расм.

Бурчакли тезланиш вектор катталик бўлиб, сон жиҳатидан бурчакли тезликнинг вақт бирлиги ичида қанчалик ўзгаришини кўрсатади:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{d\omega}{dt}. \quad (6.4)$$

$\bar{\varepsilon}$ бурчакли тезланиш векторининг йўналиши $d\omega$ бурчакли тезлик вектори ортиримаси йўналишида бўлади. Бурчакли тезланиш рад/с² ёки с⁻² бирликда ўлчанади. Моддий нуқта айланаб бўйлаб текис ўзгарувчан ҳаракат қилганда ($\varepsilon = \text{const}$) бурилиш бурчаги ва бурчакли тезлик вақтга боғлиқ ҳолда қўйидагича ўзгарамади:

$$\varphi_t = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}; \quad \omega_t = \omega_0 \pm \varepsilon t, \quad (6.5)$$

бунда ω_0 — бошланғич бурчакли тезлик.

Айланаб бўйлаб ҳаракат қилаётган моддий нуқта ҳам чизиқли тезлик, ҳам бурчакли тезликларга эга бўлади;

$$\vartheta = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \cdot R = \omega R; \quad \vec{\vartheta} = [\bar{\omega} \vec{R}]. \quad (6.6)$$

Чизиқли ва бурчакли тезликлар векторларининг ўзаро боғланиши парма қоидасига бўйсунади. Тезланишнинг тангенциал ташкил этувчиси:

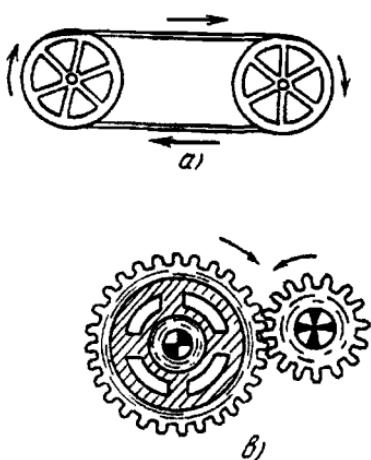
$$a_t = \frac{d\vartheta}{dt}; \quad a_t = \frac{d\omega}{dt} \cdot R = \varepsilon R; \quad \vec{a}_t = [\bar{\varepsilon} \vec{R}]. \quad (6.7)$$

Чизиқли тезланишнинг нормал ташкил этувчиси

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{R} = \omega^2 R; \quad \vec{a}_n = -\omega^2 R. \quad (6.8)$$

Бу ифодада минус ишора нормал тезланиш векторининг радиус-векторига тескари, яъни айланиш маркази томонга йўналганилигини ифодалайди.

Кўпчилик машина ва механизmlарни ишлатишда айланма ҳаракат, бурчакли тезлик ва тезланиш тушунчаларидан фойдаланилади. Машиналар, механизmlар, станоклар ва шунга ўхшаш қурилмаларда бир қисмдаги айланма ҳаракат бошқа қисмларига тасмали ёки тишли узатмалар орқали узатилади



7-расм.

(7-расм). Маълум ҳолатларда айланма ҳаракат тўғри чизиқли ҳаракат кўринишига ва аксинча, ўзгаради. Масалан, автомобиль мотори поршенинг тўғри чизиқли ҳаракати маҳовикнинг айланма ҳаракатига айланса, электромоторнинг айланма ҳаракати токар станоги суппортининг тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатига айланади. Айланма ҳаракатни илгариланма ҳаракатга айлантириш учун кривошип механизмлар, эксцентриклар, винтли узатмалар ва бошқа

механизмлар қўлланилади. Машина ва механизм қисмларининг айланма ҳаракат тезликлари айланиш ўқи ёки валга уланган тахометр ёрдамида ўлчанади.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Физика фанининг ривожланишига Ўрта Осиёлик олимлар кўшган ҳиссаларини биласизми? Фан-техника тараққиётида физика фанининг роли нимадан иборат?
2. Материя деганда нимани тушунасиз ва унинг қандай кўринишлари мавжуд? Материянинг маконда, замонда ва доимо ҳаракатда эканлигини изоҳлаб беринг.
3. Классик ва квант механикалари орасидаги тафовут нимадан иборат?
4. Халқаро бирликлар системасига қандай физик катталиклар киритилган ва уларнинг ўлчов бирликлари?
5. Физик катталикларни ўлчашда ишлатиладиган абсолют ва нисбий хатоликларни тушунтириб беринг.
6. Саноқ системаси нима? Механик ҳаракатнинг нисбийлигини изоҳлаб беринг.
7. Илгариланма ҳаракатда тезлик ва тезланиш тушунчалари ва уларнинг ўлчов бирликларини айтиб беринг.
8. Эгри чизиқли ҳаракатда нормал ва тангенциал тезланишлар нимани ифодалайди ва улар қандай йўналган?

9. Айланма ҳаракатни ифодаловчи бурчакли тезлик, бурчакли тезланиш, айланыш даври ва айланыш частотаси тушунчалари-ни изоҳланг ва уларнинг техникада қўлланишига мисоллар келтиринг.

10. Илгариланма ҳаракатни айланма (ёки аксинча) айлантириб берувчи қандай қурилмаларни биласиз?

II боб. ИЛГАРИЛАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ

7-§. Куч ва инертилик ҳақида тушунича

Динамика бўлимида механик ҳаракат ҳодисалари, уларни вужудга келтирувчи ташқи сабаблар — кучлар билан биргалиқда ўрганилади. Куч деганда, даставвал, бирор жисмни тортиш, кўтариш ёки итариш учун зарур бўлган мускул кучини кўз олдимизга келтирамиз. Стол тенниси ўйинида теннис шарчасининг кичик таъсир кучи натижасида ҳаракатга келтириш мумкин бўлса, автомобильни ўрнидан кўзғатиш учун эса анча катта куч талаб этилади. Автомобиль масаси теннис шарчаси массасидан кўп марта катта бўлганлиги учун уларга бир хил катталиқдаги куч билан таъсир этганда, автомобиль тезлигининг ўзгариши (шарчага нисбатан) жуда кичик бўлишини биламиз. Демак, массаси катта бўлган жисмнинг ҳаракат ҳолатини сезиларли ўзгартириши учун каттароқ куч талаб этилар экан. Жисмнинг массаси, таъсир этувчи куч ва жисмнинг ҳаракат ҳолатининг ўзгариши орасида узвий боғланиш мавжуд. Бу боғланиш қонуниятлари динамика қонунларида ўз аксини топади.

Кундалик тажрибалардан кучнинг яна бир муҳим хоссаси маълум. Тинч турган жисмга қайси йўналишда туртки берсак, у шу йўналишда ҳаракатга келади, ҳаракат йўналиши куч йўналиши билан белгиланади, яъни куч ўз қийматига ва йўналишига эга. Демак, куч — вектор катталиқдир.

Куч тушунчаси фақат мускул кучи билангина чегараланиб қолмайди, албатта. Ер атрофида барча жисмларга Ернинг тортиш кучи таъсир этади. Мураккаб машиналар ва қурилмалар айрим бўлаклари бир-бирларига маълум кучлар билан таъсир қиласида ва оқибатда, қурилманинг тўла иш жараёни ҳосил бўлади. Михга болға бирор куч билан

келиб урилади, автомобиль двигателининг поршени ёнил-тининг босим кучини сезади ва ҳаракатга келади, самолёт мотори тортиш ҳамда кўтариш кучларини ҳосил қиласди ва ҳоказо.

Реал шароитда, ҳаракатдаги ҳар қандай жисмга одам томонидан, машина ва механизм ёки бирор жисм томонидан таъсир этувчи ҳаракатлантирувчи кучлар билан бир қаторда ҳаракатга тўсқинлик қилувчи, қарама-қарши йўналишдаги ишқаланиш кучлари таъсир қиласди. Ишқаланиш кучларини имкони борича камайтиришга эришиш мумкин, лекин бутунлай йўқотиб бўлмайди. Ишқаланиш кучлари жисм ҳаракатининг ҳар бир бўлакларида доимо ҳаракат йўналишига тескари йўналишда таъсир этади, ва демак, тормозловчи, ҳаракатни сусайтирувчи кучлар ҳисобланади.

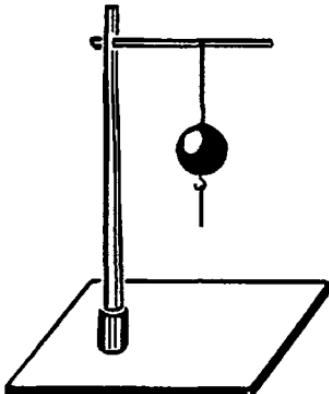
Массаси катта бўлган жисмни тинчлик ҳолатидан кўзғатиш қанчалик қийин бўлса, у ҳаракатланаётганда тўхтатиш ҳам шунчалик қийин бўлади. Аксинча, массаси кичик жисмни тинчлик ҳолатидан кўзғатиш ҳам, ҳаракатидан тўхтатиш ҳам нисбатан осон бўлади. Кўриниб турибдик, жисмнинг массаси қанчалик катта бўлса, унинг тинчлик ҳолати ёки дастлабки ҳаракат ҳолатини сақлаш қобилияти катта бўлади. Бошқача айтганда, жисмнинг массаси катта бўлса, унинг дастлабки тинч ёки ҳаракат ҳолатини ўзгартирувчи ташқи таъсирга тўсқинлик кўрсатиш қобилияти катта бўлади. Материянинг ўз ҳолатини ўзгаришига қаршилик кўрсатиш, тўсқинлик қилиш қобилияти инерция қобилияти ёки жисмнинг инертилиги дейилади.

Демак, жисмнинг массаси қанчалик катта бўлса, унинг инертилиги шунча катта бўлади ва аксинча. Шунинг учун ҳаракат ҳодисаларида жисмнинг массаси унинг инерция ўлчовидир дейилади. Жисмларнинг инертилигини ўлчаш учун уларнинг массалари ўлчанади. Жисмларнинг массалари ва уларни ўлчашга доир тушунчалар курсимизнинг кириш қисмида физик катталикларни ўлчаш бўлимида қисқача берилган. Кучларни бевосита ўлчаш учун динамометрлардан (диномос — грекча куч демакдир) фойдаланилади. Динамометр асосан кўрсаткич стрелка билан боғланган, даражалangan эластик пружинадан иборат бўлади. Пружинанинг чўзилиш катталиги деформацияловчи куч қиймати билан чизиқли боғланган бўлади.

8-§. Ньютоннинг биринчи қонуни ва унинг баъзи татбиқлари

Инертлик ҳақида тушунчадан биламизки, ҳар қандай жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки дастлабки ҳаракат ҳолатини сақлаш қобилиятига, яъни инерцияга эга. Массаси катта жисмларнинг тинч ҳолати ёки ҳаракат ҳолатини сақлаш хоссалари кучлироқ, сезиларлироқ бўлади. Шунинг учун инерция ҳодисаларини кузатиш, намойиш этишда массаси каттароқ жисмлар билан тажрибалар ўтказилади. Масалан: ингичка енгил ип орқали штативга осилган массаси етарлича катта бўлган тошга ташқаридан таъсир бўлмаса, у ўзининг нисбатан тинч ҳолатини сақлайди (8-расм). Агар унинг остидан боғланган ип орқали кескин силтаб тортсак, тош остидаги ип узилиб улгуради, лекин тош ва юқоридаги ип ўзининг аввалги тинч ҳолатида қолади. Тошнинг тагидаги ипдан секин-асталик билан, узоқ муддат давомида паства тортсак, юқоридаги ип узилади. Шунингдек, юриб кетаётган автомобилнинг тормоз педалини охиригача босиб, тўртала фиддиракни бир зумда тормозлаб тўхтатиб бўлмайди, чунки у ҳолда автомобиль ўзининг инерцияси бўйича думалаб бўлса ҳам ҳаракатини давом эттиради. Силлиқ муз устида сирпанаётган хоккей шайбаси ва муз орасидаги узоқ муддатли ишқаланиш кучлари таъсирида шайбанинг ҳаракат тезлиги ўзгаради. Аксинча, ҳеч қандай ишқаланиш кучлари бўлмагандан эди, шайба ўзининг тўғри чизиқли текис ҳаракатини узоқ вақт давом эттирган бўлар эди.

Тажрибалардан кўринадики, ташқаридан ташқи таъсир бўлмаса, жисмлар ўзларининг тинч ёки ҳаракат ҳолатини ўзгартирмайди. Ташқи таъсир мавжуд бўлса ҳам, лекин у жуда қисқа вақт оралиғида, бир зумда содир бўлса, жисм ҳаракат ҳолатининг ўзариши сезилмайди. Худди шу ҳодиса жисмларнинг инерция хоссасини ифо-



8-расм.

далайди, яъни тинч турган жисм ўзининг тинчлик ҳолатини ўзгартириши, бирор тезликка эга бўлиши учун ёки ҳаракатдаги жисм ўз ҳаракат ҳолатини (тезлигини) ўзгартириши ва бирор тезланишга эга бўлиши учун унга бирор чекли вақт оралиғида узлуксиз куч таъсир этиб туриши зарур.

Галилей оддий тажрибалар натижасида инерция қонунига асос солган. Бирор баландликдан думалаб тушаётган шарча қия текислик бўйлаб дастлабки баландлик даражасига кўтарилишга ҳаракат қилади. Агар қия текисликни горизонтал ҳолга келтирсак, шарча ўзининг дастлабки баландлик ҳолатига кўтарила олмайди, шунинг учун унинг горизонтал текисликдаги ҳаракати сўнмас бўлиши керак. Шунга ўхшашибир неча тажрибалардан хулоса қилиб, Галилей «ҳар қандай жисмга ташқи таъсир бўлмаса, у ўзининг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди», деган фикрга келган эди. Бу қонун *Галилейнинг инерция қонуни деб ҳам юритилади*.

Ньютон ўзидан олдин яшаб, ижод қилган олимларнинг ишларини, айниқса Галилейнинг тажрибалари ва ғояларини умумлаштириб, ўзининг динамика қонунларини яратди. Ньютоннинг I қонуни: *агар жисмга таъсир этувчи натижавий куч бўлмаса, у ўзининг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди*, яъни

$$\vec{F}_{\text{нам}} = 0; \ddot{\vec{a}} = 0 \text{ ёки } \ddot{\vec{d}} = \text{const.}$$

Албатта, ташқи таъсирдан бутунлай холис бўлган жисмнинг ўзи йўқ. Ташқи таъсирдан бутунлай ажратилган жисмни яратиш ва Ньютоннинг биринчи қонунини идеал шаклда текшириб кўриш анча мураккаб. Ньютоннинг буюклиги ҳам шундаки, у тажрибада текшириб бўлмас даражадаги фикрни, яъни ҳеч қандай ташқи таъсир бўлмаганда жисм тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлаши мумкинлигини айтиб бера олди.

Инерциал ва поинерциал саноқ системалари. Жисмнинг «тинчлик» ёки «тўғри чизиқли текис ҳаракат» ҳолатлари нисбий бўлиб, ҳаракат ҳолати қайси саноқ системасига нисбатан кўрилишига боғлиқ. Масалан, Ер устида тинч турган вагон (саноқ системаси) ичидаги одам Ерга (саноқ системаси) нисбатан тинч ҳолатда бўлиб, вагон ўрнидан кескин

кўзғалса, орқа томонга силкинади, яъни Ерга нисбатан аввалги вазиятини сақлашга интилади. Аксинча, Ер сиртига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган вагон кескин секинлашгандা эса одам олдига қараб силкинади, яъни Ерга нисбатан аввалги тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлашга интилади. Ер ва вагон билан боғлиқ бўлган саноқ системалари бир-бирига нисбатан ўзгармас тезлик билан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлса, вагон ичидаги ўтирган ёки юриб кетаётган одамнинг олдинга ёки орқага силкиниши кузатилмайди. Демак, бир-бирларига нисбатан тезланишсиз тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган саноқ системаларида «тўғри чизиқли текис» ҳаракат ҳолати ўзгармайди. Бир-бирига нисбатан тезланишсиз, ўзгармас тезликда бўлган ҳар бир саноқ системасида инерция қонуни, яъни Ньютоннинг биринчи қонуни бажарилади. Шу сабабли бундай саноқ системалари, яъни бир-бирига нисбатан тезланишсиз, ўзгармас тезликда ҳаракатланаётган саноқ системалари *инерциал саноқ системалари* дейилади. Акс ҳолда эса, бир-бирига нисбатан тезланишли ҳаракатда бўлган саноқ системалари *ноинерциал саноқ системалари* дейилади.

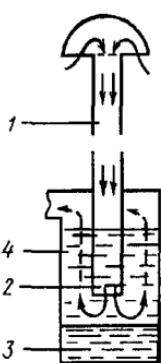
Келтирилган таърифга асосан, Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системаларини, аслида, инерциал системалари деб бўлмайди, чунки Ер ўз ўқи атрофида айланади ва Куёш атрофида эллиптик орбита бўйлаб айланади: ҳар қандай эгри чизиқли ҳаракат эса тезланишли ҳаракатдир. Лекин маълум аниқлик чегарасида амалий масалалар учун Ер сиртига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган вагон билан ва Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системаларини тахминан инерциал системалар деб қараш мумкин. Аникроқ масалалар учун инерциал саноқ системаси сифатида гелиоцентрик («гелиос» — Куёш) система қабул қилинади. Бу системада координата боши Куёшда, координата ўқлари эса жуда узоқдаги юлдузлар томон йўналтирилган бўлади.

Текис ҳаракатдаги вагон ичидаги ҳодисалар тинч турган хонадаги ҳодисалар каби кечади. Агар темир йўлнинг эгриланган жойига ўзгармас тезликда етиб келган вагоннинг бурилиши рўй берса, эгри чизиқли ҳаракатга кўчган вагон билан боғлиқ ноинерциал саноқ системамида одам ва барча жисмларнинг тезланиши нолга teng бўлмайди. Одам ва

жисмларга инерция кучи таъсир этади. Энди вагон ичидаги эркин ҳолатда тик турға олмайсиз, бунинг учун таяниб ўзингизни айланыш маркази томон йуналган $F=mv^2/r$ күч билан марказга томон итаришиңгиз керак бўлади.

Инерция қонунишига қўлланишига оид мисоллар. Жисмларнинг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлаш хоссаси техникада, қишлоқ хўжалигида, саноатда ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида кенг қўлланилади. Масалан, оддий тракторларнинг ён томонига ўрнатилган, ҳаво сўрувчи қалпоқли тозалагичи бор. Двигатель нормада ишлаши учун унга берилувчи ҳаво таркибида чанг ва ҳар хил ифлосликлар бўлмаслиги зарур. Тракторнинг ҳаво тозалагич қурилмаси ҳаво инерцияси қонунига асосан ишлайди. Ҳаво оқими тозалагичнинг юқориги (1) найидан сўрилиб, пастки (2) қисмига етгач, бирданига йўналишини ўзгартиради (9-расм). Ҳаво оқими таркибидаги массаси катта чанг зарралари ўз инерцияси бўйича тўғри чизиқли ҳаракатини давом эттириб, тозалагич тубидаги (3) ёғга бориб тушади. Йўналишини ўзгартирган ва қисман тозаланган ҳаво оқими ўз навбатида маҳсус (4) фильтрлардан ўтиб янада тозаланди ва двигателга берилади.

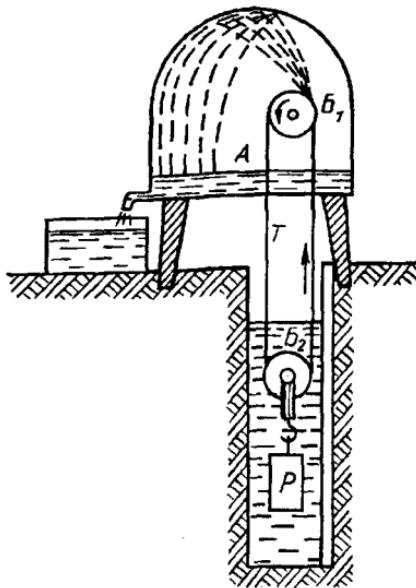
Инерция қонунидан фойдаланган ҳолда, қудуқдан сув чиқариш мумкин (10-расм). Қудуқ устига ўрнатилган қўзғалмас блок B_1 ва қудуққа туширилган B_2 блок тасма T орқали бириктирилган. Пастки блокка маҳкамланган P юқ тасмага бир оз таранглик беради. Двигатель ёрдамида блок айланма ҳаракатга келтирилади. Блок билан тасма ҳам ҳаракатга келади ва қудуқдаги сувни илаштириб юқорига кўтаради. Сув зарралари юқориги блок баландлигига етгач ўз инерцияси бўйича B_1 блокдан ажралиб, A тарновга тушади. Сепараторлар ишлаш принципида ҳам ноинерциал саноқ системасида вужудга келувчи инерция кучлари ётади. Сепараторларнинг айланма ҳаракатида сутга нисбатан енгилроқ бўлган қаймоқ айланыш ўқи яқинида тўпланади ва алоҳида найча орқали идишга оқиб тушади.



9-расм.

Куритиш машиналари ишлаш принципида ҳам инерция қонунидан фойдаланилади (11-расм). Куритиш машинаси түр Т барабандан иборат бўлиб, унинг ичига қуритилиши лозим бўлган материал со-линиади. Барабан L — тасма орқали тез айлантирилганда, материалнинг сув заралари инерциясига кўра тўғри чизикли ҳаракат ҳолатини сақлашга интилади ва түр ораларидан чиқиб кетади. Қуритиш машиналаридан рудаларни қуритишида ҳам фойдаланса бўлади.

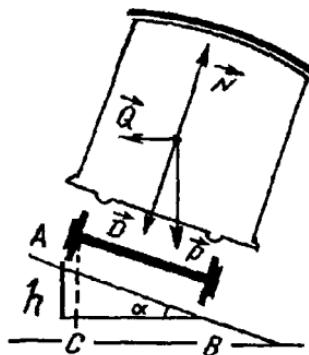
Темир йўлларнинг бурилган қисмларида сиртқи рельс ички рельсдан бир оз баландроқ ўрнатилган бўлади (12-расм). Вагонга \vec{P} оғирлик кучи N реакция кучи ва \vec{Q}



10-расм.



11-расм.



12-расм.

инерция кучи таъсир этади. Барча кучларнинг горизонтал йўналишга проекциясини олиб қўйилагини ёзамиз:

$Q - N \sin \alpha = 0$. Расмдан

$$N = D = \frac{P}{\cos \alpha}; \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{AC}{CB} = \frac{h}{\sqrt{l^2 - h^2}} \quad \text{ва} \quad Q = P \operatorname{tg} \alpha$$

эканилигини ҳисобга олиб, ушбу ифодага эга бўламиз:

$$\frac{mv^2}{r} = P \frac{h}{\sqrt{l^2 - h^2}}, \quad (8.1)$$

бу ерда $AB = l, AC = h, CB = \sqrt{l^2 - h^2}$.

Бу ифодада эгрилик радиуси $r \sim 400$ м, вагон тезлиги $v \sim 10$ км/соат, рельслар орасидаги масофа $l \sim 1,6$ м десак, $h \cong 4,1 \cdot 10^{-2}$ м = 4,1 см бўлар экан.

Демак, инерция кучини мувозанатлаш учун сиртқи рельснинг жойлашиш баландлигини ҳар бир йўл бўлаклари учун алоҳида ҳисоблаш зарур экан. Одатда, техник талабларга биноан $h \leq 12,5$ см, $r \geq 600$ м қилиб олинади. Фақат айрим тоғли шароитларда эгрилик радиуси $r = 200 \div 300$ м қилиб олинишига мажбур бўлиш мумкин.

Техникада ва кундалик турмушда кўп ишлатиладиган метал қувурларни қўйишда ҳам айланма ҳаракатда инерция қонунидан фойдаланилади. Эритилган металл чўмичдан айланиб турган цилиндр — роторга оқиб тушади. Суюқ металл инерцияси билан ҳаракат қилиб, ротор цилиндрининг ички сиртига ёпишади. Ёпишган металл қатлами қалинлиги керакли даражага етгач, 2—3 минутда совитилади ва тайёр қувур суғуриб олинади.

Инерциянинг намоён бўлишига кундалик турмушдан жуда кўплаб мисоллар келтириш мумкин: оддий сув томчisinинг нақадар «юмшоқ»лигини биламиз. Кафтилизга олиб сиқиб кўрсак, томчининг таъсирини ҳаттоқи сезиш ҳам қийин. Агар томчи катта тезлик билан ҳаракат қилса-чи? Автомобиль ёки мотоциклни тезлик билан бошқариб бораётган ҳайдовчи юзига ва қўлларига тушган оддий ёмғир томчиси жуда қаттиқ тегишини билади. Найчасимон тирқишидан катта тезлик билан отилиб чиқаётган сув оқимини таёқ билан кесиб уриш натижасида таёқни синдириб олиш ҳам мумкин. Сувнинг тезлиги ортиши билан унинг мустаҳ-

камлиги ортади. Шунингдек, катта баландликдан ташланганда «юмшоқ» сув билан тұқнашишни хатарсиз деб бүлмайди. Сувга катта тезлик билан урилганда қаттық жисм билан урилгандай таъсир сезилади.

Оддий картон қоғоздан ясалган диск билан ёғочни аррабал бүлмаслигини биламиз. Агар картон қоғоздан ясалган дискни электромотор валига ўрнатыб, катта тезликда айлантирилса, картон диск ёғочни ҳам кесиши мүмкін. Шунингдек трамвай ёки автомобиль жойидан құзғалғанда (ёки тормоз берилғанда) ичидаги одамлар ва жисмларнинг силкениши, юриб кетаётган трамвайдан сакраб тушғанда тұхтата олмай олға қараб бир неча қадам югуриб кетиш, отылған снаряд ва ўқларнинг стволдан чиққандан кейин инерцияси билан ҳаракати ва бошқалар.

9-§. Ньютонынг иккиячи қонуни ва унинг құллапиши

Табиатда ҳеч қандай таъсир остида бүлмаган, ташқи таъсирдан ажратыб, чегаралаб қўйилған жисм мавжуд эмас. Реал шароитда, нисбатан тинчлик ҳолатида бўлған ҳар қандай жисм ҳам бирор жисмнинг таъсирида бўлади, бу таъсир кучи бошқа куч билан мувозанатланған бўлиши мүмкін. Ер устидаги ҳаракат ҳолатлари мисолида, тинч турган дараҳтлар илдизлари орқали Ерга боғланған. Оғирлик кучи ва ишқаланиш кучлари илдизларнинг чиқиб кетишига йўл қўймайди. Оғирлик кучи Ер сиртининг барча нуқталарида унинг маркази томон йўналған.

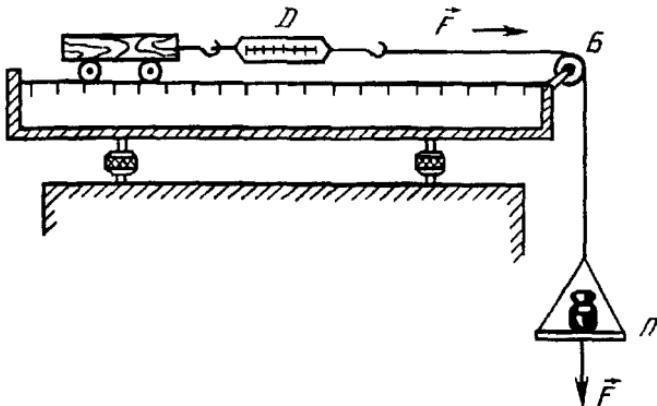
Тинч турган бино ёки автомобилга Ернинг тортиш кучи \vec{P}_t , Ер томонидан эса реакция кучи \vec{N} ва жисм билан Ер орасидаги ишқаланиш кучи \vec{F} таъсир этади. Учibur кетаётган самолёт оғирлик кучи унинг қанотларининг кўтариш кучи билан ҳавонинг қаршилик кучи эса моторнинг тортишиш кучи билан мувозанатлашса ($\vec{F}_{\text{нам}} = 0, \vec{a} = 0$) унинг тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолати сақланади. Агар жисмга таъсир этувчи кучлар ўзаро мувозанатлашмаган ($\vec{F}_{\text{нам}} \neq 0$) бўлса, жисм тинч ҳолатда ҳам тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатида ҳам қола олмайди, жисм ҳаракат ҳолатини ўзгартириб, натижавий куч қиймати ва йўналишига боғлиқ тезланиш олади.

Горизонтал стол устида жуда кичик ишқаланиш билан айлантирувчи *B* блокдан ўтувчи вазисиз ипнинг бир учига *m* массали аравача *D* динамометр орқали уланган бўлиб, иккинчи учига *P* паллача осилган бўлсин (13-расм). Аравача тинч ҳолатда туриши учун *P* паллачанинг оғирлик кучи аравачанинг столга ишқаланиш кучи билан мувозанатлашган бўлиши зарур. Паллачага \vec{F} кучи билан таъсир этсак, кучлар мувозанати бузилади ва аравача натижавий ўзгармас \vec{F} куч таъсирида текис тезланувчан ҳаракат қиласади. Аравачага ҳар хил микдордаги кучлар билан таъсир этиб, унинг олган тезланишлари аниқланади. Ҳаракат вақти *t* ни секундомер воситасида, босиб ўтилган *s* йўлни чизғич ёрдамида ўлчаб,

$$s = \frac{1}{2} at^2 \quad (9.1)$$

ифодадан ҳар бир тажриба учун *a* тезланишини ҳисоблаш мумкин. Ўлчашлар кўрсатадики, ўзгармас куч таъсирида жисмнинг ҳаракати текис тезланувчан бўлади. Тезланишлар қийматлари эса таъсир этувчи кучлар қийматларига пропорционал равиша ўзгаради (*a* ~ *F*).

Энди тажрибани бир оз ўзгартирайлик: паллага қўйилган *F* кучни ўзгармас сақлаган ҳолда аравача устига ҳар хил юклар (50 г, 100 г, 150 г...) қўйиб борайлик. Ишқаланиш кучининг ортишини ҳисобга олиб, тезланишларни ўлчасак, ўзгармас куч таъсирида жисмнинг олган тезланиши



13-расм.

унинг массасига тесқари пропорционал равишида ўзгаришини аниқлаймиз ($a \sim 1/m$).

Кўриб ўтилган тажрибанинг ҳар икки хulosасини бирлаштириб қуидаги қонуниятга келамиз: *жисемнинг ўзгармас куч таъсирида олган тезланиши жисмга таъсир этувчи кучга тўғри пропорционал, унинг массасига эса тесқари пропорционалдир.* Бу қонун Ньютоннинг иккинчи қонуни дейилади ва унинг математик ифодаси қуидаги кўринишга эга:

$$a = \frac{F}{m} \quad (9.2)$$

Ифодадаги m масса скаляр, F куч ва a тезланиш вектор катталик бўлиб, тенглик вектор кўринишида, қуидагича ёзилади:

$$\vec{F} = m\vec{a} \text{ ёки } \vec{F} = m \frac{d\vec{\vartheta}}{dt} \quad (9.3)$$

Демак, жисмга таъсир этувчи куч қиймати шу жисем массаси билан унинг шу куч таъсирида олган тезланиши кўпайтмасига тенг бўлиб, тезланиш вектори йўналиши куч векторининг йўналиши билан бир хил бўлади. Ньютоннинг иккинчи қонунидан, хусусий ҳолда, жисмга таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг ($F = 0$) бўлса, унинг олган тезланиши ҳам нолга тенг ($a = 0$) бўлади; жисмга ташқи таъсир бўлмаса, у тезланиш олмайди, яъни жисм ўзининг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлади. Демак, Ньютоннинг биринчи қонуни иккинчи қонунининг хусусий ҳоли экан.

Милтиқ патронидаги порох ёнмаган ҳолда ўқ тинч туради, чунки унга ҳаракатлантирувчи куч таъсир этмайди. Порох ёқилса, унинг ёнишидан ҳосил бўлган газларнинг босим кучи ўқни ҳаракатга келтиради, (9.2) формулага асофсан, у ствол ичидаги тезланиши билан ҳаракат қиласиди ва $a = -\frac{m}{t}$ тезланишда отилиб чиқади. Порох заряди қанчалик кўп бўлса, газнинг босим кучи ва демак, ўқнинг тезланиши шунчалик катта бўлади. Ўқ массаси қанчалик катта бўлса, аксинча, унинг тезланиши шунчалик кичик бўлади.

Қайиқда ўтирган одам эшқакларни қанчалик катта куч билан ҳаракатга келтирса, шу куч таъсир этиш давомида қайиқнинг олган тезланиши ҳам шунчалик катта бўлади.

Аксинча, қайиқ ва одам массалари ҳамда ишқаланиш кучлари катта бўлса, тезланиши кичик бўлади.

Икки моторли самолётнинг тезланиши унинг икки моторининг тортиш кучига пропорционал бўлса, тўрт моторли самолёт тезланиши ундан икки баравар катта бўлади.

СИ системасида масса бирлиги кг, тезланиш бирлиги м/с², куч бирлиги «ньютон» бўлганлиги учун 1 ньютон кучга қўйидагича таъриф берилади: *1 ньютон куч деб, 1 кг массали жисмга 1 м/с² тезланиши бера оладиган куч катталигига айтилади ва қўйидагича белгиланади:*

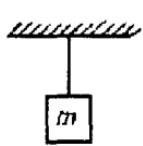
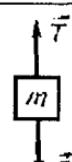
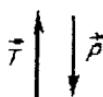
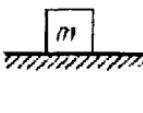
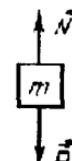
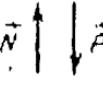
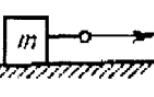
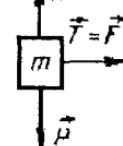
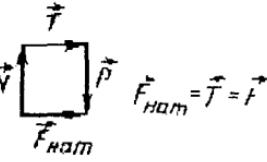
$$1\text{H} = 1\text{kg} \cdot 1\text{m/s}^2 = 1\text{kg} \cdot \text{m/s}^2$$

1 кг массали жисм эркин тушаётганда 9,8 м/с² тезланиш олади ва $F = 1\text{kg} \cdot 9,8\text{m/s}^2 = 9,8\text{N}$ кучни техникада 1 кГ куч деб юритилади. Демак, тинчликдаги массаси 1 кг жисмнинг оғирлиги $P = mg$ 1 кГ кучга teng: 5 кг массали жисмнинг оғирлиги 5 кГ кучга teng ва ҳоказо.

Жисм нисбатан кичик баландликдан эркин тушганда оғирлик кучи таъсирида текис тезланувчан ҳаракатланади. Жисмнинг оғирлик кучи унинг массасига тўғри пропорционал бўлади. Масалан, 1 кг массали жисмга қараганда 10 кг массали жисмга 10 марта катта оғирлик кучи таъсир қилали. Ер сиртига яқин нуқталарда жисмнинг массаси неча марта ортса, оғирлик кучи ҳам шунча марта ортади. Шунинг учун эркин тушувчи барча жисмларнинг тезланиши бир хил $\frac{P_1}{m_1} = \frac{P_2}{m_2} = \dots = g = \text{const.}$ $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ga teng. Агар жисмни Ердан бирор h баландликка кўтарилса, унинг оғирлик кучи (Ер билан жисм орасидаги тортишиш кучи) $P = G \frac{Mm}{(R+h)^2}$ камаяди, лекин массаси ўзгармайди ва Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан жисмнинг эркин тушиш тезланиши $(g_h = \frac{P_h}{m})$ камаяди.

14-расмда келтирилган айрим ҳоллар учун натижавий куч ва тезланиш қийматларини кўриб чиқайлик.

а) m массали жисмга иккита куч таъсир этади: пастга йўналган жисмнинг \bar{P} оғирлик кучи ва юқорига йўналган ипнинг \bar{T} таранглик кучи. Бу кучлар ўзаро мувозанатда, натижавий куч ва демак, тезланиш нолга teng бўлади:

a)			 $\vec{F}_{Ham} = 0$
b)			 $\vec{F}_{Ham} = 0$
c)			 $\vec{F}_{Ham} = \vec{T} = \vec{F}$
d)			 $\vec{F}_{Ham} = P \cdot \sin \alpha$

14-пачм.

$$F_{\text{нам}} = P - T = 0; \quad a = \frac{F_{\text{нам}}}{m} = 0.$$

б) Жисм тинч турибди. \vec{P} оғирлик кучи ва юқорига йўналган \vec{N} реакция кучи ўзаро мувозанатда. Натижавий куч ва тезланиш нолга тенг:

$$F_{\text{нам}} = P - N = 0; \quad a = \frac{P - N}{m} = 0.$$

в) Горизонтал йўналишда таъсир этувчи \vec{F} куч ипнинг \vec{T} таранглик кучини яратади ва таранглик \vec{N} кучи жисмга таъсир этади, \vec{P} оғирлик кучини \vec{N} реакция кучи мувозанатлайди:

$$F_{\text{нам}} = P - N + T = T; \quad a = \frac{T}{m}.$$

г) Жисмни қия текисликда ип тутиб турибди. Ипнинг \vec{T} таранглик кучи \vec{N} нормал реакция кучи билан \vec{P} оғирлик кучларининг вектор йифиндисига, натижавий куч эса нолга тенг:

$$F_{\text{нам}} = 0; \quad a = \frac{F_{\text{нам}}}{m} = 0.$$

д) Тутиб турувчи ипни олиб ташласак, жисмга тезланиш берувчи натижавий куч нолга тенг бўлмайди (ишқаланиш кучини кичик деб ҳисобласак):

$$F_{\text{нам}} = P \cdot \sin \alpha; \quad a = \frac{F_{\text{нам}}}{m} = g \sin \alpha.$$

Жумладан, поездга паровознинг тортиш кучидан ташқари ҳавонинг қаршилик кучи ва рельсларнинг ишқаланиш кучлари таъсир қилишини ҳисобга олсак, Ньютоннинг иккинчи қонунини вектор кўринишда

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}_{\text{м.к.}} + \vec{F}_{\text{қ.к.}} + \vec{F}_{\text{у.к.}}}{m} = \frac{\vec{F}_{\text{нам}}}{m} \quad (9.4)$$

ва скаляр кўринишда

$$a = \frac{F_{\text{м.к.}} - F_{\text{қ.к.}} - F_{\text{у.к.}}}{m} = \frac{F_{\text{нам}}}{m} \quad (9.5)$$

деб ёзиш мумкин.

Ҳавонинг қаршилик кучи ва ишқаланиш кучлари паровознинг тортиш кучига тенглашгандан сўнг ($a = 0$), поезд

ўзгармас тезлик билан текис ҳаракат қила бошлайди. Тортиш кучини янада орттирилса, поезд тезланувчан ҳаракатга ўтади.

Спортчи мотоциклчилар мусобақаларида кузатиш мүмкінки, бәзі спортчилар старт берилгандан бошлаб, күчдан ютиш учун, мотоцикл олдинги фидирагини Ер (муз)-дан күтариб олади. Бу билан (9.5) формулага асосан, ишқаланиш кучини камайтириб, тезроқ катта тезланиш олишга ва катта тезликка эришишга интиладилар.

Ўзгарувчан массали жисм учун Ньютошинг иккинчи қонуни. Ньютон яшаган даврда жисмлар массасининг ҳаракат тезлигига боғлиқ равища ўзгариб бориши маълум эмас эди. Жисмнинг массаси унда бор бўлган модда миқдори деб тушунилар эди. Массани ўзгармас миқдор деб ҳисоблаб, дифференциал белгиси остига киритиб ёзилса, Ньютоннинг иккинчи қонунини

$$F = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad (9.6)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. У ҳолда динамиканинг иккинчи қонунини қўйидагида таърифлаш мумкин: жисм ҳаракат миқдорининг ўзгариши жисмга таъсир этувчи кучга пропорционал бўлиб, йўналиши эса таъсир қилувчи куч йўналишида бўлади. (9.6) ифодага кўра инерция қонунини қўйидагида изоҳлаш мумкин: жисмга ташқаридан таъсир этувчи куч бўлмаса ($F = 0$), унинг ҳаракат миқдори ($m\vec{v} = \text{const}$) ўзгармайди, яъни тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Агар жисмга кучнинг таъсир этиши жуда тез ва қисқа вақт оралиғида юз берса, у ўз инерциясига кўра аввалги тинч ёки текис ҳаракат ҳолатини сақлайди (тўнкарилган бутилка тагидан қофозни тез тортиб олингданда унинг тик туриб қолишини эсланг), яъни ҳаракат миқдорининг ўзгариши сезилмайди.

Жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмаси ҳаракат миқдори деб аталган. Бу ном жисм массасининг қадимий таърифига боғлиқ равища, яъни масса жисмда бор бўлган модда миқдори бўлса, $\vec{p} = m\vec{v}$ ҳаракат миқдори мазмунида қабул қилинган. Эйнштейннинг нисбийлик назариясига кўра, жисм массаси унинг тезлигига боғлиқ равища ўзгари:

$$m_{\vartheta} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}; \quad \vec{F} = \frac{m_0 \vec{a}}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \quad (9.7)$$

Нисбийлик назариясининг бу ифодаларига кўра, жисмнинг массаси тезлик ортиши билан ортиб боради ва шунинг учун масса жисмда бор бўлган модда миқдори эмас. Шу боисдан жисм массасини унинг ҳаракат тезлигига кўпайтмасини ҳаракат импульси деб атаган маъкул бўлади.

Жисмга таъсир этувчи \vec{F} кучнинг шу куч таъсир этиш вақти dt га кўпайтмасидан иборат $\vec{F}dt$ вектор катталик куч импульси дейилади. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан жисм ҳаракат импульсининг ўзгариши унга таъсир этувчи куч импульсига тенг:

$$d\vec{p} = \vec{F}dt \text{ ва } \vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}dt \quad (9.8)$$

бунда \vec{p}_1 ва \vec{p}_2 жисмнинг t_1 ва t_2 вақтдаги ҳаракат импульслариdir.

Агар жисмнинг массаси унинг тезлиги ўзгарганлиги учун эмас, ҳаракат давомида жисмдаги модда миқдорининг ажралиши ёки кўшилиши эвазига ўзгарса (масалан, ракета ҳаракатида ёнилғи массасининг камайиши) илгариланма ҳаракат қонуни Менцерский тентламаси орқали ифодаланади:

$$m \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} + (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta}) \frac{dm}{dt}. \quad (9.9)$$

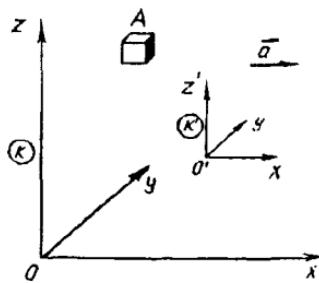
бунда m ва $\vec{\vartheta}$ масса ва тезлик, F ташқи куч, $\vec{\vartheta}$ — ажралиб чиқувчи ($dm/dt < 0$) ёки қўшилувчи ($dm/dt > 0$) модда тезлиги. $\vec{F}_p = (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta}) \frac{dm}{dt} = \vec{u} \frac{dm}{dt}$ куч эса жисмга қўшимча таъсир этувчи *реактив* куч дейилади.

Ньютоннинг иккинчи қонунининг (9.9) кўриниши инерциал саноқ системаларила бажарилади. K инерциал саноқ системада тинч турган A жисм a тезланиш билан ҳаракатланаётган K' ноинерциал саноқ системага нисбатан ($-a$) тезланишга эга бўлади (15-расм). K' ноинерциал саноқ системада Ньютоннинг иккинчи қонуни бажарилмайди, ваҳоланки, ҳеч қандай куч таъсирида бўлмаган (K система) тинч турган жисм бу K' система ($-a$) тезланишга эга

бўлади. Ньютоннинг иккинчи қонуни K инерциал саноқ системасида қўйидаги кўринишга

$$\bar{F} = m\bar{a} \quad (9.10)$$

эга бўлса, K' ноинерциал саноқ система бу қонун бажарилиши учун \bar{F}_n ташқи таъсир кучига \bar{F}_n инерция кучини қўшиш зарур, яъни



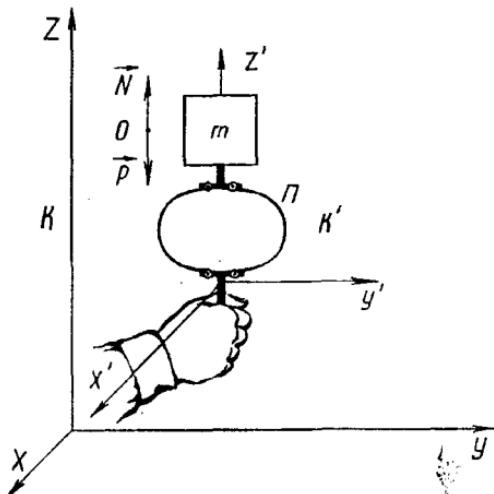
15-расм.

$$\bar{F} + \bar{F}_n = m\bar{a}. \quad (9.11)$$

Жисмга таъсир этувчи барча кучларни қўшиб, унинг ҳаракат тенгламасини статик тенглама кўринишига келтириш мумкин (Даламбер принципи). Механиканинг динамик масалаларни статика методлари билан ечиш усусларига асосланган бу бўлим кинетостатика дейилади. Кинетостатика методлари айниқса машина ва механизмлар назарияси курсида кўп қўлланилади.

Ньютоннинг иккинчи қонунини қўлланишига доир мисоллар

Ҳалқасимон пружинадан иборат бўлган P куч ўлчагични вертикаль ҳолатда тутиб турдайлик (16-расм). Унинг юқори қисмига m массали жисмни ўрнатдайлик. Қўлни ўзгармас тезлик билан юқорига ёки пастга ҳаракатлантирилганда пружинанинг сиқилиш даражаси ўзгармайди (K' система K га нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракат қиласди). Агар аксинча, қўлни юқорига ёки пастга



16-расм.

тезланиш билан ҳаракатланырсақ, пружина мос равишида күпроқ ёки камроқ қисилади, яъни \bar{P} куч \bar{N} дан мос равишида катта ёки кичик бўлади.

Кундалик турмушда ушбу ҳолатни лифтда кўтарилиганда ёки тушганда, айниқса лифтнинг қўзғалиши ва тўхташ пайтларида аниқ сезиш мумкин. Агар лифт юқорига a тезланиш билан ҳаракат қилса, оғирлигимиз $P = mg$ эмас $mg + ma$ га тенг бўлиб, оёқларимиз босим кучининг ортганлигини сизади. Аксинча, пастига қараб тезланиш билан тушганда эса $P = mg - ma$ бўлиб, оёқларимизга тагликнинг таъсири камайғанилигини сезамиз.

Тинч турган автомобиль тезланиш олиб ҳаракатлансан. Ер билан боғлиқ бўлган K системани инерциал саноқ система деб фараз қиласлик. Ерга нисбатан a тезланиш билан ҳаракатланаётган автомобиль билан боғлиқ бўлган K' ноинерциал саноқ системасида автомобильга қўйидаги кучлар таъсир этади: $F_u = -ma$ ноинерциал саноқ системасида таъсир этувчи инерция кучи, N_1 ва N_2 — вертикал йўналишда, йўл томонидан олдинги ва орқалаги ўқларга таъсир этувчи кучлар, P — автомобиль оғирлик кучи, $F_{\text{шик}}$ — орқадаги тортувчи фиддираклар билан йўл орасидаги ишқаланиш кучи.

K' ноинерциал саноқ системасига нисбатан тинч турган автомобильнинг мувозанат шартларини ўрта мактабдан маълум қоидаларга асосланиб ёзамиз: барча кучларнинг геометрик йифиндиси нолга тенг ва автомобиль ихтиёрий нуқтасига нисбатан барча кучлар моментларининг йифиндиси нолга тенг, яъни

$$\left. \begin{array}{l} N_1 + N_2 - mg = 0 \\ F_u - F_{\text{шик}} = 0 \\ Pl_2 - N_1(l_1 + l_2) - F_u(h) = 0 \end{array} \right\} \quad (9.12)$$

Автомобиль жуда катта тезликка эришганда олдинги фиддираклари ердан кўтарилиб орқага тўнтирилиб кетиши ҳам мумкин. Тўнтирилиш ҳолатидан аввал олдинги фиддиракларнинг Ерга босим кучи нолга тенг ва демак, (9.12) тенгламадан $N_1 = 0$; $N_2 = mg$ бўлади, яъни тўла оғирлик орқадаги фиддиракларга тушади. Шу боисдан автомобильнинг олдинги

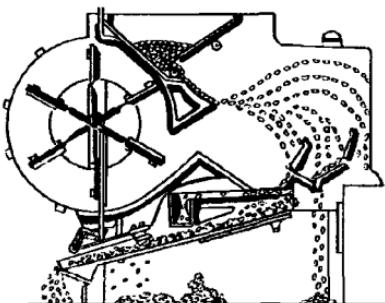
Филдиракларига камрок, орқа филдиракларга эса кўпроқ ҳаво босими берилади. Ишқаланиш кучи ортиб, $F_{\text{ишк}} = kN_2 = kmg$ ва $F_{\text{ишк}} = kmg$ га тенг бўлади. Инерция кучи ифодасини (9.16) тенгликка қўйиб, қуйидаги муносабатларни ҳосил қила-миз:

$$Pl_2 - kmgh = 0; \quad mgl_2 = kmgh; \quad k = \frac{l_2}{h} \quad (9.13)$$

Сўнгги $l_2 = kh$ тенглама автомобиль олдинги филдиракларининг Ердан ажралиш шартидир. Агар $k < l_2/h$ бўлса, ҳар қандай тезликларда ҳам филдираклар Ердан узилмайди, $k > l_2/h$ бўлган ҳолда автомобиль орқага тўнтирилиб кетиши мумкин.

Демак, автомобильни ағанаб кетмаслиги, яъни турғунлигини ошириш учун унинг ўқлари орасидаги масофа каттароқ, масса марказининг Ердан баландлигини эса кичикроқ қилиб ясаш зарур экан. Бинобарин, юк машиналарига нисбатан катта тезликларга мўлжалланган ёнгил машиналарнинг узуонлигини сақлаган ҳолда, нисбатан масса марказини Ерга яқин қилиб ясалиши ҳам Ньютон қонунларига асослангандир.

Ернинг сунъий йўлдошларини орбитага чиқаришда, яъни катта космик тезлик қийматига эришишда, Ньютоннинг иккинчи қонуни амалий аҳамиятга эга. Бунда одатда кўп босқичли бағлистик ракеталардан фойдаланилади. Дастролаб, ракета биринчи босқич двигатели ёрдамида вертикаль йўналишда ҳаракат олади. Ракета маълум баландликда етарлича тезликка эришгач, маҳсус қурилмалар ёрдамида ракетанинг ўқи вертикаль йуналишдан бурилади. Ракета бир неча ўнлаб километр баландликка кўтарилиб, (7000—7500) км/соат тезликка эришганда биринчи босқич ёнилғи тугайди ва бўш ёқилғи баклари ҳамда двигатель ва қўшимча қисмлар автоматик равишда ракетадан ажралади. Массаси анча камайган ракетага иккинчи босқич двигатели янада катта тезланиш беради. Иккинчи босқич охирида автоматик ажралиш натижасида ракета массаси янада камаяди, учинчи босқич двигатели янада катта тезланиш беради. Шундай қилиб, охирги босқичда ракетанинг олд қисмига жойлашган сунъий йўлдош тезлигини керакли бўлган катта космик тезлик (~ 8 км/с) қийматига етказилади.



17-расм.

Техника, транспорт, қишлоқ хўжалик соҳасида ишлатиладиган кўпчилик машина ва механизмларнинг ишлаш принципи асосида Ньютон қонунлари ётади. Қишлоқ хўжалик соҳасида донларни тозалаш ва навларга ажратиш учун мўлжалланган машиналарда оғирлик кучи таъсирида тушаётган дон зарраларига ҳаво оқими таъсир қиласди (17-расм). Ҳаво оқимининг таъсир кучи ҳар хил массали дон зарраларига турлича тезланиш беради. Массаси катта, йирик дон зарралари нисбатан кичик тезланиш олади ва яқинроққа тушади. Массаси кичик, майда дон зарралари эса катта тезланиш олиши натижасида узоқроққа тушади, натижада доннинг майда бўлаклари алоҳида, йирик бўлаклари алоҳида йигилади.

10-§. Ньютоннинг учинчи қонуни

Ньютоннинг биринчи ва иккинчи қонунларини ўрганишида, таъсир остида бўлган жисмнинг таъсир берувчи жисм билан динамик боғланиш қонунияти назардан четда қолди. Таъсир остида бўлган жисмнинг таъсир берувчи жисм билан динамик боғланиш қонуни «таъсир ва акс таъсир» қонунидан иборат бўлиб, Ньютоннинг учинчи қонунининг мазмунини ташкил этади.

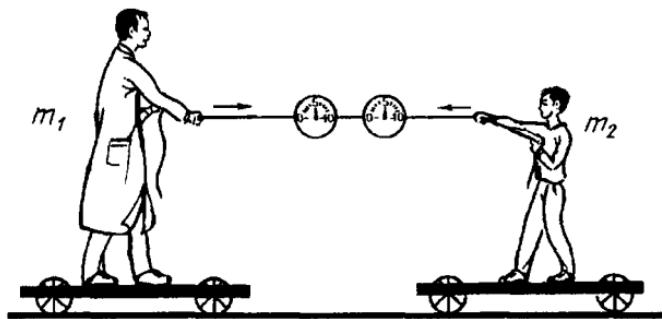
Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, паровознинг тортиш кучи катта бўлса, вагонга катта тезланиш берар эди. Агар паровознинг двигатели билан фиддиракларини рельсларга теккизмай кўтариб қўйсан, паровознинг ўша қувватли двигатели вагонга тезланиш бера оладими? Албатта, йўқ. Нега? Бу ҳолда Ньютоннинг иккинчи қонуни бажарилиши учун, яъни паровоз вагонга таъсир эта олиши ва Ерга нисбатан бирор йўналишда тезланиш олиши учун у Ерга таяниши ва унга тескари йўналишида тезланиш бериши керак. Рельс билан фиддираклар орасидаги ишқаланиш туфайли паровоз Ерни ўзидан итаради ва Ер паровозга куч билан таъсир этиб тезланиш беради. Ньютоннинг иккинчи қону-

нига кўра, Ернинг массаси нисбатан жуда катта бўлганлиги учун унинг ҳаракат ҳолати деярли ўзгармайди. Шунингдек, автомобиль асфальт йўлда керакли тезланиш олиши мумкин, қор ёки муз билан қопланган йўл бўлагида эса двигатель тортиш кучи ўзгармаган ҳолда катта тезланиш олиши қийин. Ернинг акс таъсири кучи бўлмаса, паровоз ёки автомобиль ҳаракатга кела олмайди.

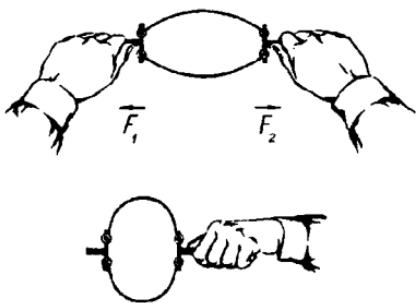
Демак, кучлар жисмларнинг ўзаро таъсирида намоён бўлади. Жисмларнинг таъсирилашуви эса ўзаро бўлиб, таъсири ва акс таъсиридан иборатdir. Бинобарин, Ер сиртида тинч турган жисм ўз вазнига кўра тагликка P босим кучи билан таъсири этса, таглик томонидан жисмга \bar{N} реакция кучи таъсири этади. Ипга осилган жисм оғирлиги ипга таъсири этади ва уни бирор тарангликда чўзади, ўз навбатида ип юкни сон жиҳатдан унинг оғирлигига teng куч билан юқорига кўтаради; бу сўнгги куч бўлмаганда жисм Ерга тушиб кетган бўларди.

Хуллас, кучлар жисмларнинг ўзаро таъсири маҳсулидир. Механикада ягона куч, ягона таъсири бўлмайди, фақат жуфт кучлар мавжуд бўлиб, жисмларнинг таъсири ўзаро, яъни таъсири ва акс таъсиридан иборат бўлади. Таъсири ва акс таъсирининг моҳияти шундан иборатки, бир жисм иккинчи жисмга бирор куч билан таъсири этса, иккинчи жисм ҳам ўз навбатида биринчи жисмга таъсири этади. Таъсири ва акс таъсири кучлар ҳар хил жисмларга қўйилган.

Тажрибалар шуни кўрсатадики, массалари қандай бўлишидан қатъи назар, икки жисмнинг ўзаро таъсири кучлари сон жиҳатидан бир-бирига тенг, йўналишлари эса қарамакарши бўлади (18-расм). Ньютоннинг иккинчи қонунига



18-расм.



19-расм.

бир хил, яъни таъсир ва акс таъсир кучлари teng. Ўзаро таъсирашувчи жисмларнинг тезланишлари қарама-қарши йўналишда бўлади.

19-расмда чўзилган ёйсимон пружина, иккала қўлга қийматлари teng, йўналишлари бўйича қарама-қарши бўлган \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучлар билан таъсир этади. Пружина бир қўлда тутиб турилганда деформацияланмайди ва куч ҳам таъсир этмайди.

Ньютон ўзаро таъсир қонуниятларини ўрганиб, ўзаро таъсира бўлган икки жисм бил-бирига сон қийматлари teng, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган кучлар билан таъсир қиласди, деган хуносага келади, яъни

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}. \quad (10.1)$$

бунда \vec{F}_{12} — биринчи жисмнинг иккинчи жисмга таъсир кучи, \vec{F}_{21} — иккинчи жисмнинг биринчи жисмга таъсир кучи.

\vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} куч векторлари икки жисмни туташтирувчи тўғри чизиқ устида ётади. (10.1) ифода Ньютоннинг учинчи қонунининг математик ифодасидир. Динамиканинг иккинчи қонунидан фойдаланиб, бу ифодани куйидагича ёзиш мумкин:

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2; \quad m_2 = -\left(\frac{\vec{a}_1}{\vec{a}_2}\right) m_1. \quad (10.2)$$

(10.1) ва (10.2) ифодалардаги минус ишораси таъсир ва акс таъсир кучларнинг йўналиши қарама-қаршилигини ва

таъсиrlашувчи жисмлар ҳаракатга келса, уларнинг олган тезланишлари қарама-қарши йўналишда бўлишилигини билдиради.

Ер устидаги ўзаро таъсиrlашувчи иккита жисмнинг бир йўналишдаги механик ҳаракати содир бўлишилиги учун фаяқат икки жисм ўзаро таъсиr кучларинигина бўлиши етарли эмас. Одатда, от аравани, электровоз вагонни, одам бирор юкни куч билан таъсиr этиб ҳаракатга келтиради, деб айтилади; бунда ўзаро таъсиr ва акс таъсиr кучлари билан биргалиқда ишқаланиш ҳамда қаршилик кучларини ҳам ҳисобга олиш керак бўлади.

Ҳар қандай жисм ўзидан бошқа ҳеч бўлмаганда битта ташқи жисм билан таъсиrlашмагунча ўз-ўзидан ҳаракатга кела олмайди, масалан, осиб қўйилган мотоцикл ва автомобиль фидирақлари қанчалик айланмасин ўрнидан қўзғалмайди; ракета ҳам ёнилғи газлари билан, Ер ва атмосфера билан таъсиrда бўлади. Келтирилган мисолларни ҳаётда у ёки бу кўринишда ҳар биримиз қузатганмиз. Ҳақиқатан ҳам, лой йўлда тиқилиб қолган автомобилга қўшимча одамлар ўтқазиб ёки юк ортиб ишқаланиш кучини $\vec{F} = k\vec{P}$ ортириш натижасида чиқиб кетиш ҳолларини кўрганимиз.

Икки киши куч синашмоқчи бўлиб, арқоннинг икки учидан қарама-қарши томонга тортади. Таъсиr ва акс таъсиr қонунига кўра, ҳар бир киши арқонни қандай куч билан тортса, арқон ҳам уни шундай, лекин қарама-қарши йўналишдаги куч билан тортади. Улардан қайси бирининг оёқлари билан Ер орасидаги ишқаланиш кучи катта бўлса, рақибини судраб кетади. Паровоз, электровозларнинг оғирлиги, одатда, оддий вагонларникига нисбатан катта бўлади. Чунки бир неча вагонлардан иборат бўлган катта юкни ҳаракатга келтириш учун уларнинг фидирақлари билан рельслар орасида етарлича ишқаланиш кучи бўлиши керак.

Таъсиr ва акс таъсиr кучларининг тенглиги милтиқ отилганда намоён бўлади. Порох газлари ўққа қанчалик куч билан таъсиr этса, шундай катталиктаги акс таъсиr кучи милтиққа тескари тезланиш беради. Милтиқ массаси ўқнинг массасига нисбатан минглаб маротаба катта бўлганлиги учун тепки кучи унчалик катта бўлмайди. Автоматик қуролларда: автомат, пулемёт, пистолетларда тепки кучидан қуролни қайта автоматик равишида ўқлаш мақсадида ҳам фойда-

ланиш мумкин. Порох газларининг босим кучи маҳсус меҳанизмни суриб, фойдаланилган патрон гильзасини чиқариб ташлайди ва стволга янги патронни киритади. Тепки кучининг камайиши пистолет ва автоматик қуроллардан нишонга тегиш аниқлигини оширади.

11-§. Ҳаракат импульси. Импульсининг сақланиш қонуни ва унинг баъзи бир татбиқлари

Оддий милтиқ, ўқининг массаси кичик бўлиб, тахминан 2 г келади. Бундай ўқни улоқтириб юборилса, осонгина тутиб оламиз. Лекин шу ўқ милтиқдан отилиб чиқса-чи? Кўл билан эмас, тўрт қават қўлқоп кийиб ҳам тута ололмаймиз. Демак, жисмнинг массаси кичик бўлса ҳам тезлиги катта бўлса, тўхтатиш қийин масала экан.

Агар биз томонга болалар ўйинчоқ аравачаси юриб келаётган бўлса, оёғимизни тўсиб осонгина тўхтатамиз. Агар худди шундай тезлик билан юк машинаси келаётган бўлса, оёғимизни олиб қочамиз. Нега? Чунки, тезлиги кичик бўлса ҳам массаси катта жисмни тўхтатиш қийин. Демак, жисм массасини тезлигига кўпайтмаси муҳим катталик экан. Жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмаси $\vec{p} = m\vec{v}$ алоҳида физик катталик бўлиб, ҳаракат импульси дейилади. Импульс вектор катталиkdir. Жисмнинг ҳаракат импульси уни тўхтатиш учун маълум вақт оралиғида қандай куч билан узлуксиз таъсир этиш кераклигини кўрсатади ёки тинч турган жисм шу тезлиги даражасига эришгунча қандай куч билан узлуксиз таъсир этиш кераклигини билдиради.

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, жисм ҳаракат импульсининг ўзгариши куч импульси билан ўлчанади (9.6 формулага қаранг). Ҳаракат импульси, унинг ифодасига кирувчи айрим m ва \vec{v} физик катталикларга нисбатан фундаментал катталик ҳисобланади ва сақланиш қонунига бўйсунади. Лекин импульс асосий, фундаментал физик катталик бўлишига қарамасдан унинг бирлиги маҳсус ном билан аталмаган. СИ системасида импульс — масса ва тезлик кўпайтмаси бирлиги $\text{kg} \cdot \text{m/s}$ да ўлчанади.

Штативга осилган математик маятник кўринишидаги, тўртта бир хил массали пўлат шарчадан (20-расм) ўнгдаги

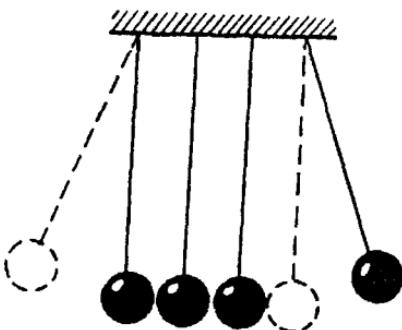
биттасини кичик бурчакка оғдириб қўйиб юборсак, қолган шарчаларга урилиб тўхтайди. Чапдаги энг сўнгги битта шарча эса ҳаракатга келади, ўнгдагисини қўтариб қўйиб юборилган шарча қандай бурчакка оғдирилган бўлса, бу шарча чап томонга шундай бурчакка оғади. Ўртадаги эластик шарчалар фақат таъсир кучини узатувчи жисмлар вазифасини ўтайди.

Қўйиб юборилган шарча тўқнашиш пайтида $\bar{p} = m\bar{v}$ импульсга эришади. Тўқнашгандан сўнг чапдаги шарча ҳаракатга келиб $\bar{p} = m\bar{v}$ импульс олади. Тажрибадан холоса қилиб шуни айтиш мумкинки, жисмлар системасининг импульси тўқнашгунча қандай бўлса, тўқнашгандан кейин ҳам шундайлигича сақланади.

Тажрибанинг аниқ чиқиши учун ҳар бир таъсирлашаётган жисмга уларнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсир кучларидан бошқа кучлар (ипларининг осилиш нуқтасида ишқаланиш кучлари) таъсир этмаслиги керак.

Кўриб ўтилган тажрибадан аниқ бир холосага келиш учун очиқ ва ёпиқ система тушунчаларини кўриб ўтайлик. Системага ташқи жисмлар томонидан таъсир кучи бўлмаса, бундай система ёпиқ система деб аталади. Система таркибидаги жисмларнинг ўзаро таъсир кучларини *ички кучлар*, системадан ташқаридаги жисмларнинг таъсир кучларини эса *ташқи кучлар* деб аталади.

Ер устидаги ўзаро таъсирлашувчи ҳар қандай жисмлар системасига Ернинг тортиш кучи таъсир қиласи. Шунинг учун назарий олганда, Ер устидаги бирор жисмлар системасини ёпиқ система деб бўлмайди. Бу жисмлар системасини Ер билан биргаликда қўшган ҳолда ёпиқ система дейиш мумкин. Лекин бундан деярли ҳеч нарса ўзгармайди, чунки Ер массаси жуда катта бўлганлиги учун, унинг тезлиги ва импульси деярли ўзгармайди. Шунинг учун кўп масалаларда Ернинг ёпиқ системага таъсири ҳисобга олинмайди. Ма-



20-расм.

салан, горизонтал йўналишдаги тўқнашув ҳодисаларида айрим системаларни ёпиқ система деб ҳисоблаш мумкин. Ер билан Ой орасидаги ўзаро таъсир кучини асосий, бошқа планеталар билан таъсир кучларини эса нисбатан кичик деб олинса, Ер ва Ойдан иборат системани ёпиқ система деб қараса бўлади. Системага бир неча ташқи кучлар таъсир этса ва улар ўзаро мувозанатлашса, бундай системани ёпиқ деб ҳисоблаш мумкин.

Юқорида келтирилган тажрибалардан хулоса қилиб, импульснинг сақланиш қонунини қўйидагича изоҳлаш мумкин. *Таъсир кучларининг табиатидан қатъи назар, ўзаро таъсирлашувчи икки жисем тўла ҳаракат импульси ўзгармас сақланади.* Бу қонуннинг математик ифодасини қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$p = p_1 + p_2 = m_1 \vartheta_1 + m_2 \vartheta_2 = \text{const.} \quad (11.1)$$

\vec{p}_1 ва \vec{p}_2 — мос равишида биринчи ва иккинчи жисем импульси векторлари.

Ёпиқ система ўзаро таъсирида бўлган N та жисмдан иборат бўлса ҳам, системанинг тўла импульси ўзгармас сақланади ва импульснинг сақланиш қонуни қўйидагича ифодаланади:

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \text{const}, \quad (11.2)$$

бунда i — системадаги жисмнинг тартиб номери, N — ўзаро таъсирашувчи жисмлар сони.

(11.2) кўринишда ифодаланувчи импульснинг сақланиш қонунини қўйидагича ҳам таърифлаш мумкин: ёпиқ система да барча жисмлар импульсларининг вектор йиғиндиси ўзгармас сақланади. Импульснинг сақланиш қонуни табиатда маълум бўлган асосий сақланиш қонунларидан биридир.

Тўқнашувчи жисмлар туфайли ёпиқ система таркибида-ги ҳар бир жисмнинг импульси албатта ўзгариб туради, лекин биринчисининг импульси камайса, иккинчисиники ортади, учинчисиники ортса, тўртинчисиники камаяди ва ҳоказо. Импульснинг сақланиш қонунига кўра, ички кучлар система айрим жисмларининг қисман ёки тўлиқ импульс алмашишига сабаб бўлади. Ўзаро импульс алмашувлар система тўла импульсининг ўзгаришига олиб келмайди.

Тўқнашувлар икки назарий ҳолда, абсолют эластик ва абсолют ноэластик кўринишда ўрганилади. Жисмлар тўқнашувида улар деформацияланса, лекин урилишдан сўнг аввалги шакли тикланса, тўқнашув эластик бўлади. Ноэластик урилишда эса аксинча, урилишдан сўнг ҳам жисмлар деформацияси сақланади. Эластилик даражаси юқори бўлган фил суяги, пўлат каби моддалардан иборат жисмларнинг урилиши абсолют эластик урилишга яқин бўлади. Лой, пластилин, қўрғошин каби моддалардан иборат жисмларнинг урилиши абсолют ноэластик урилишга мисол бўлади.

Абсолют эластик урилишда система импульсининг сақланиш қонуни (11.1) ва (11.2) кўринишда ифодаланса, ноэластик урилишда эса

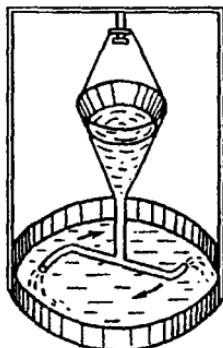
$$m_1 \bar{\vartheta}_1 + m_2 \bar{\vartheta}_2 = (m_1 + m_2) \bar{\vartheta} \quad (11.3)$$

кўринишга эга бўлади. Бунда $\bar{\vartheta}_1$ ва $\bar{\vartheta}_2$, жисмларнинг тўқнашувигача бўлган тезликлари бўлса, $\bar{\vartheta}$ — иккала жисм бирикмасидан иборат системанинг умумий тезлигидир.

Импульс сақланиш қонунининг баъзи татбиқлари

Аравачага ўрнатилган ва оғзини тиқин билан беркитилган сувли пробиркани қайнаш даражасигача иситилганда тиқиннинг бир томонга отилишини, аравачанинг эса пробирка билан биргаликда тескари томонга ҳаракатга келишини мактаб физика курсидан биламиз. Сегнер паррагида этилган найчалардан оқиб чиқаётган сув (21-расм) найчани оқим йўналишига қарама-қарши томонга итаради.

Импульснинг сақланиш қонуни кундалик ҳаётимизда кўплаб учраб туради. Қирғоққа яқин тинч турган ($\dot{p} = 0$) қайнайдан қирғоққа $\bar{\vartheta}_1$ тезлик билан сакрасак, қайиқ тескари йўналишда $\bar{\vartheta}_2$ тезлик билан қирғоқдан узоқлашади ($m_2 \bar{\vartheta}_2 = m_1 \bar{\vartheta}_1$). Милтиқдан отилган ўқ $\bar{\vartheta}_1$ тезлик билан стволдан чиқиб кетса,



21-расм.

милтиқ тескари йўналишда $\vec{\vartheta}_2$ тезлик билан ҳаракатга келади ва елкага тепки кучи таъсир этади. Отилиб чиққан енгил ўқнинг ҳаракат импульси сон жиҳатдан оғир милтиқнинг ҳаракат импульсига тенг. Ўқ ва милтиқнинг ҳаракат йўналиши эса уларнинг импульс векторларининг йўналишлари билан белгиланади.

Шу ҳодисага хос амалий масалани кўриб чиқайлик. Масаси 4,5 кг бўлган милтиқдан 11 г массали ўқ 800 м/с тезлик билан отилиб чиқади. Милтиқнинг тепки тезлигини топиш керак. Импульснинг сақланиш қонунига асосан

$$m_2 \vec{\vartheta}_2 = -m_1 \vec{\vartheta}_1$$

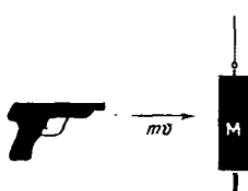
$$\vec{\vartheta}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \vec{\vartheta}_2 = \frac{0.011 \cdot 800 \text{ м/с}}{4.5 \text{ кг}} = 2 \frac{\text{м}}{\text{с}}. \quad (11.4)$$

Бундай тезлик етарлича катта бўлиб, қўндоқнинг елкага катта куч билан урилишини кўрсатади. Агар милтиқни елкага қаттиқ тираб туриб отилса, импульснинг сақланиш қонуни қўйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\vec{\vartheta}_1 = -\frac{m_2}{m_1 + m_3} \cdot \vec{\vartheta}_2. \quad (11.5)$$

Бу ерда m_3 одамнинг массаси бўлиб, уни 100 кг десак, $\vec{\vartheta} = -0,084 \text{ м/с}$ га тенг бўлади. Ҳақиқатан милтиқ массасига одамнинг массаси қўшилиши натижасида тепки кучининг кўп марта камайишини турмушдан биламиз.

Нисбатан кичик тезликларни, масалан, велосипедчи, мотоцикл ёки автомобиль тезлигини осонгина ўлчашни биламиз: бунинг учун босиб ўтган йўлни ва вақтни ўлчаш кифоя. Бу усул билан нисбатан катта тезликларни, масалан, ўқнинг тезлигини ўлчаш қийин. Бунинг учун эса импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиш мумкин. $\vec{\vartheta}$ тезлик билан отилган m массали ўқ массаси M бўлган оғир жисмга бориб урилиб, унинг ичига киради (22-расм). Ҳар иккала жисм биргаликда (ноэластик урилиши) ўнг томонга *и* тезлик билан ҳаракатга келади. Бу умумий тезликтин иккита фотоэлемент ва электрон соат ёрдамида осонгина ўлчаш мумкин. Ўқ тезлигини эса



22-расм.

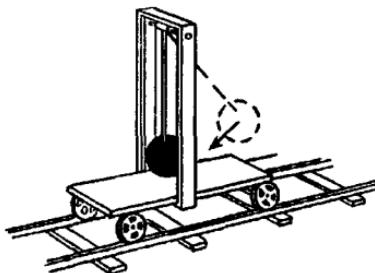
(11.4) формуладан ёки баллистик маятник тебранма ҳаракат қонунларидан осонгина ҳисоблаб топиш ҳам мумкин ($u = \omega_0 x_0$; $\omega_0 = 2\pi/T$, x_0 — силжиш).

Жисмга ёки жисмлар системасига ташқи мувозанатланмаган куч таъсир этса, ҳаракат импульси ўзгаради. Ҳаракат импульсининг ўзгариши ҳақидаги тушунчани қуйидаги амалий масалага татбиқ этайлик. Темир йўл станциясида юклари билан турган бир неча вагон тизмасининг массасини тарозига киритмасдан аниқлаш керак бўлсин. Поезд тизмаси импульсининг ўзгариши унга таъсир этувчи натижавий ташқи куч импульси билан белгиланади. Тепловоз билан вагонлар орасига динамометр ўрнатиб бирор вақтдаги ўртача тортиш кучини ва бу вақт охиридаги поезд тизмаси тезлиги ни ёзиб олсан, унинг массасини топиш қийин бўлмайди. Айтайлик, $\Delta t = 2$ минут давомида динамометр ўртача $F = 100,8$ т кучни кўрсатди, спидометр кўрсатиши $\vartheta = 57,08$ км/соат га етди дейлик. Ишқаланиш коэффициенти $k = 0,02$ бўлса,

$$m\vartheta = (F - kP)\Delta t \quad (11.6)$$

Бу ерда F — тортиш кучи, $F_{\text{ишк}} = kP'$ ишқаланиш кучи бўлиб, $\frac{P'}{9,8} \cdot 16 = (100,8 - 0,02 \cdot P') - 120$ га тенг. У ҳолда $P' = 3000$ тонна куч, $m \approx 300$ тонна экан.

Импульс вектор катталик бўлиб, импульснинг сақланиш қонуни вектор кўринишда ҳам бажарилиши керак. Бошқача айтганда, агар $P = \text{const}$ сақланса, унинг ташкил этувчилари P_x , P_y ва P_z ҳам сақланади. Масалан, системага вертикал йўналишда оғирлик кучи таъсир этгани билан бу кучнинг бирор горизонтал йўналишдаги ташкил этувчиси нолга тенг бўлса, $P_x = \text{const}$ шарт бажарилиши керак, яъни система импульснинг горизонтал ташкил этувчиси ўзгармас сақланади. Бунга қуйидаги оддий ҳаётий тажриба асосида ишонч ҳосил қилиш мумкин. Горизонтал рельса деярли ишқаланишсиз ҳаракатланиши мумкин бўлган аравачага массаси етарлича каттароқ бўлган маятник ўрнатилган (23-расм). Аравачани тутиб турив маятникни бирор бурчакка оғдирамиз ва ҳар иккаласини бараварига қўйиб юборамиз. Маятник тебраниши билан аравача ҳам рельслар бўйлаб қайтма-илгариланма ҳаракатга, яъни тебранма ҳаракатга келади. Аравача тезлиги ҳар доим маятник масса маркази тезлигининг го-ризонтал ташкил этувчиси йўналишига тескари йўналишда бўлади. Маятник шарчаси теб-



23-расм.

ранишнинг чекка нуқталарида бир он тўхтаб, тебраниш йўналишини ўзгартирганда, аравача ҳам тўхтаб ҳаракат йўналишини ўзгартиради.

Отилган снаряд ҳавода портласа, унинг айрим бўлаклари шундай ҳаракат қиласади, уларнинг импульсларининг вектор йигиндиси системанинг тўла импульс векторига тенг бўлади. Табиатда шундай ҳодисалар рўй беради, уларни бевосита кузатиш қийин. Хусусан, микродунё ҳодисаларини билвосита ўрганамиз. Физика қонунларини билиш атом ва ядро физика соҳасидаги содир бўлаётган кўзга кўринмас ҳодисаларни тушуниш ва баъзи ҳодисаларни олдиндан айтиб бериш имкониятини беради. Импульс сақланиш қонунининг ядрорий реакцияларга татбиқи янги зарра «антинейтрино»нинг очилишига олиб келди.

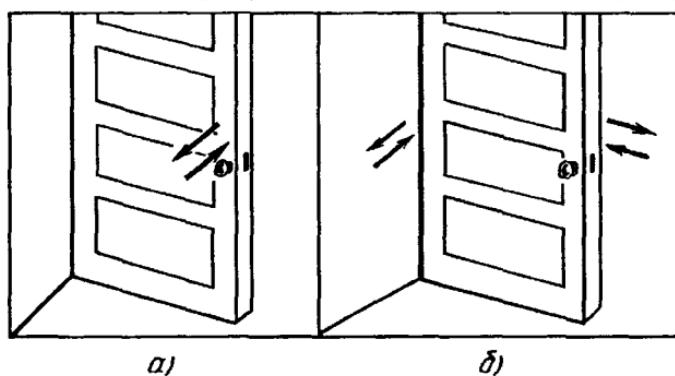
НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Динамика нимани ўргатади?
2. Инертлик деганда нимани тушунасиз ва унга кундалик ҳаётдан қандай мисоллар келтира оласиз?
3. Куч, масса ва уларнинг ўлчов бирликларини айтиб беринг.
4. Ньютон қонунларини таърифланг.
5. Инерциал ва поинерциал саноқ системаларини айтиб беринг.
6. Ньютон қонунлари қандай саноқ системасида бажарилади?
7. Жисмнинг массаси ўзгарувчан бўлганда Ньютоннинг иккичи қонуни қандай кўринишга эга бўлади?
8. Ҳаракат импульси ва унинг сақланиш қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг.
9. Импульснинг сақланиш қонуни қандай шароитларда бажарилади?
10. Элементар зарралар динамикасида импульснинг тезликка боғлиқлигини ҳисобга олиш нима учун зарур?

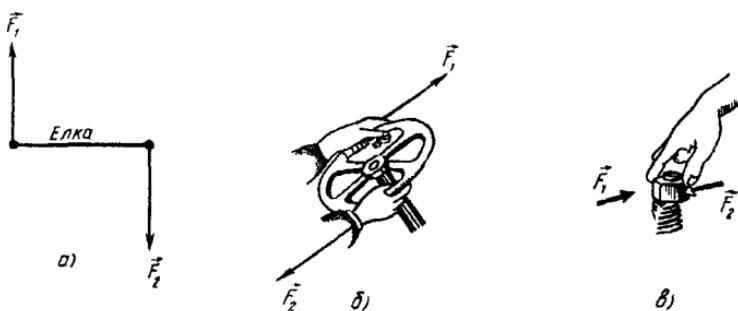
III б о б. АЙЛАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ

12-§. Күч моменти

Илгариланма ҳаракат динамикасида ҳаракат ҳодисала-рини ҳаракатлантирувчи күч катталиги ва йўналиши белги-лар эди. Айланма ҳаракат динамикаси қонунлари эса күч моменти ва импульс моменти тушунчалари билан боғлик. Кўзғалмас ўққа ўрнатилган дискка унинг айланиш ўқидан ўтувчи чизиқ йўналишида бирор \bar{F} күч билан таъсир эт-сак, жисм айланма ҳаракатга келмайди. Ташқи таъсир кучи жисмни ва унинг ўқини фақат бир оз деформациялаши мумкин, холос. Агар таъсир кучи йўналиши айланиш ўқидан ўтмаса, жисм айланма ҳаракатга келади. Уйдаги эшик дас-тасини тортиш ёки итариш билан эшикни очиш ёки ёпиш мумкин (24-а расм). Агар таъсир кучимиз йўналиши ошиқ-мошиқларни туташтирувчи вертикал чизиқ (айланиш ўқи) дан ўтса, эшикни оча олмаймиз ҳам, ёпа олмаймиз ҳам (24-б расм). Демак, жисмни айланма ҳаракатга келтириш учун таъсир этувчи мувозанатлашмаган натижавий кучнинг ўзигина етарли бўлмай, бу күч йўналиши билан айланиш ўқи орасидаги масофа ҳам нолга тенг бўлмаслиги керак экан. Айланиш ўқидан таъсир этувчи күч йўналишига ту-ширилган перпендикуляр узунлиги күч елкаси дейилади. Куч-нинг күч елкасига кўпайтмаси сон жиҳатдан күч моментига тенг. Күч моменти қанчалик катта бўлса, жисмни айланма ҳаракатга келтириш шунчалик осон бўлади. Масалан, оддий қудуклардан сувли чеълакни тортиб олиш учун ричагдан фой-даланамиз. Ричаглар мувозанати икки ва ундан кўп кучлар



24-расм.



25-расм.

моментларининг мувозанатидан иборат бўлиб, табиатда ва техникада кўп ишлатилади. Хусусан, ҳайдовчи тормоз педалини босиш билор куч моментини яратади.

Иккита ўзаро параллел, сон қийматлари тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган (жуфт) кучларнинг тенг таъсир этувчisi нолга тенг. Шунга қарамасдан, \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 жуфт кучлар таъсирида жисм айланма ҳаракатга келади (25-а, б, в расм). Чунки бу кучлар моменти ҳеч қачон нолга тенг бўлмайди.

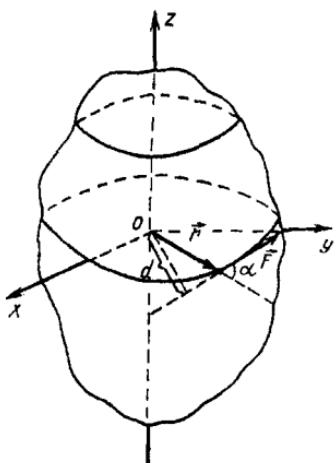
Айланма ҳаракат динамикасида жисмни ҳаракатга келтирувчи ташқи сабабнинг миқдорий характеристикиси сифатида куч тушунчаси эмас, куч моменти тушунчасидан фойдаланилади. Куч моменти ҳар қандай моментлар каби вектор катталиқдир. Қаттиқ жисмнинг бирор нуқтасига куч таъсир

этаётган бўлсин (26-расм). Бу кучнинг қўзғалмас О нуқтага нисбатан M моменти деганда О нуқтадан кучнинг қўйилиш нуқтасига ўтказилган радиус- вектор (\vec{r}) ва \vec{F} кучнинг вектор кўпайтмаси тушинилди, яъни

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}] \quad (12.1)$$

куч моментининг модули $M = Fr\sin\alpha$ ифодани расмдан осонгина ҳосил қилиш мумкин.

Куч моменти СИ системасида $H \cdot m$ (Ньютон-метр) бирликларида ўлчанади ва унинг ўлчамлиги — L^2MT^2 .



26-расм.

13-§. Моддий нуқтанинг айланы бўйлаб ҳаракати. Инерция моменти

Моддий нуқта айланы бўйлаб ҳаракатланиши учун марказга интилма куч уни айланага уринма йўналишидан доимо буриб туриши керак. Марказга интилма куч чизикли тезликка перпендикуляр бўлгани учун моддий нуқта тезлигининг фақат йўналишини ўзгартириб, қийматини ўзгартирмайди.

Моддий нуқтанинг айланы бўйлаб ҳаракати учун Ньютон тенгламаларига ўхшаш тенгламани ҳосил қиласли. Бунинг учун $r = OA$ радиусли айланада (27-расм) вазнсиз стержень ёрдамида тутиб турилган m массали A моддий нуқтанинг ҳаракатини кўриб чиқайлик. Айтайлик, A нуқтага доимий куч таъсир этаётган бўлсин. Агар бу куч йўналиши A моддий нуқтанинг радиус вектори билан α бурчак ҳосил қилаётган бўлса, у ҳолда унинг $F_n = F \cos \alpha$ нормал ташкил этувчиси бевосита стерженни қисади. $F_t = F \sin \alpha$ тангенциал ташкил этувчиси эса моддий нуқта тезлиги катталигини ўзгартирувчи α , тангенциал тезланиш ҳосил бўлишига олиб келади. Бу тезланиш траекторияга уринма бўйлаб йўналган. Тангенциал тезланиш учун Ньютоннинг иккинчи қонунини қўйидагича ёзиш мумкин:

$$ma_t = F \cdot \sin \alpha. \quad (13.1)$$

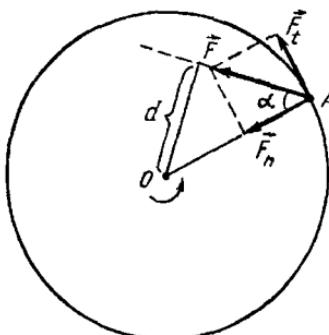
Бурчакли тезланиш ва тангенциал тезланиш орасидаги $\alpha_t = r\omega$ боғланишга асосан (13.1) тенглик қўйидаги кўришига келади:

$$F \sin \alpha = mr\omega^2. \quad (13.2)$$

Бу тенгламанинг иккала томонини r радиусга кўпайтириб, қўйидаги тенгликни ҳосил қиласли:

$$Fr \sin \alpha = mr^2\omega^2. \quad (13.3)$$

Куч йўналишига айланиш марказидан туширилган перпендикуляр узунлиги $d = r \cdot \sin \alpha$ га тенг. Сон қиймати F кучининг куч елкаси $r \sin \alpha$ га кўпайтмасига



27-расм.

тeng бўлган $M = F \cdot r \cdot \sin\alpha$ катталикни O нуқтага нисбатан куч моменти дейилади.

Моддий нуқта массасининг унинг айланиш марказигача масофаси квадратига кўпайтмасига teng бўлган $I = mr^2$ катталикка моддий нуқтанинг O нуқтага нисбатан инерция моменти дейилади, у ҳолда

$$M = I \cdot \varepsilon \quad (13.4)$$

тентглама моддий нуқтанинг айланана бўйлаб ҳаракати учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалайди.

Ҳақиқатан ҳам, моддий нуқтанинг илгариланма ҳаракати учун динамиканинг иккинчи қонуни $F = ma$ ифодасидағи куч ўрнида, айланма ҳаракатда жисмни ҳаракатга келтирувчи ташқи сабабнинг миқдорий характеристикаси бўлган куч моменти, чизиқли тезланиш ўрнида бурчакли тезликнинг вақт бирлиги ичидаги қанчалик ўзгаришини ифодаловчи катталик — бурчакли тезланиш бор. У ҳолда инерция моменти I ҳам, илгариланма ҳаракатдаги масса инерция ўлчови бўлгани каби, жисмнинг айланниш вақтидаги инертилик ўлчови ҳисобланади.

Жисмнинг массаси ўзгармас бўлса, унинг инерция моментини осонгина ўзгартириш мумкин. Бинобарин, юқорида кўрилган моддий нуқтадан иборат оядий ҳолда ҳам, инерция моменти фақат масса катталигигагина эмас, балки унинг айланниш ўқидан қанчалик узоқ жойлашганига ҳам боғлиқ эди. Шунинг учун моддий нуқтани стержень бўйлаб айланниш ўқидан узоқлаштириш йўли билан бундай системанинг инерция моментини орттириш мумкин ва аксинча. Инерция моменти ўлчамлиги $L^2 M$ бўлиб, СИ системасида $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ бирликларда ўлчанади.

14-§. Қаттиқ жисмларнинг инерция моментлари

Қаттиқ жисм деганда зарралари ораларидаги масофалар ўзгармайдиган моддалар тушунилади. Шунинг учун қаттиқ жисмни фикран массалари Δm , ҳажми ΔV бўлган майда элементар бўлакчалар тўплами деб қарашиб мумкин. У ҳолда, кўзғалмас айланниш ўқига эга бўлган қаттиқ жисмнинг инерция моменти, унинг ҳар бир элементар бўлакчаларининг мазкур ўққа нисбатан инерция моментларининг йигинидисига teng, яъни

$$I = \sum_{i=1}^N \Delta m_i \cdot r_i^2 \quad (14.1)$$

бунда Δm_i — жисмнинг i — бўлаги массаси, r_i — унинг айланиш ўқигача бўлган масофаси. Қаттиқ жисмнинг инерция моменти шу жисм массасининг қўзғалмас ўққа нисбатан тақсимоти билан характерланади. Жисмнинг массаси айланиш ўқига яқин жойлашса, инерция моменти кичик бўлади. Жисмнинг массаси ундан қанчалик узоқда жойлашса, инерция моменти шунчалик катта бўлади. Масалан, симметрия марказидан ўтувчи айланиш ўқига нисбатан ҳалқасимон қаттиқ жисмнинг инерция моменти унинг айрим бўлакчалари инерция моментлари йиғиндисига teng:

$$I = \sum_{i=1}^N I_i = \Delta m_1 r^2 + \Delta m_2 r^2 + \dots = (\Delta m_1 + \Delta m_2 + \dots) r^2. \quad (14.2)$$

Жисм айрим бўлаклари массаларининг йиғиндиси қаттиқ жисмнинг массасига teng (14.2) ифодани

$$I = mr^2$$

кўринишида ёзиш мумкин; бунда m — қаттиқ жисмнинг тўла массаси, r — ҳалқа радиуси.

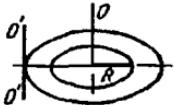
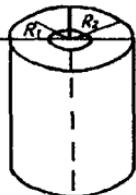
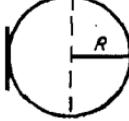
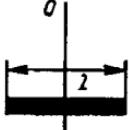
Кўпчилик масалаларда қаттиқ жисмни ўзининг масса марказидан ўтувчи ўқ атрофида айланishi ўрганилади. Думалаётган жисмлар инерция моментларини ҳисоблашда, уларнинг оний айланиш ўқига нисбатан ҳисоблаш қулай бўлади. Маълумки, оний айланиш ўқи жисмнинг тагликка тегиб турган нуқтаси орқали ўтади. Бундай ҳолларда Штейнер теоремасидан фойдаланиш қулай бўлади: жисмнинг бирор OO' ўққа нисбатан инерция моменти I_o' шу ўққа параллел бўлиб, жисм масса марказидан ўтувчи OO' ўққа нисбатан инерция моменти I_o билан жисм массасининг ўқлар орасидаги d масофа квадратига кўпайтмасининг йиғиндисига teng, яъни

$$I_{o'} = I_o + md^2 \quad (14.3)$$

Штейнер теоремасига асосан дискнинг оний айланиш ўқи OO' га нисбатан инерция моменти:

$$I_{o'} = \frac{1}{2} m R_o^2 + m R_o^2 = \frac{3}{2} m R_o^2 \quad (14.4)$$

Жисмларниң инерция моментлари

Жисм шакли	Жисмнинг күриши	Инерция моменти	
		Масса марказидан ўтувчи ўққа нисбатан	Сирт нуқтасидан ўтувчи ўққа нисбатан (оний айл. ўқи)
Халқа		mR^2	$2mR^2$
Қалип деворли цилиндр		$\frac{1}{2} m(R_1^2 + R_2^2)$	$\frac{1}{2} m(R_1^2 + 3R_2^2)$
Бир жинсли яхлит диск		$\frac{1}{2} R^2$	$\frac{2}{3} mR^2$
Еовак шар		$\frac{2}{3} mR^2$	$\frac{5}{3} mR^2$
Яхлит шар		$\frac{2}{5} mR^2$	$\frac{2}{3} mR^2$
Бир жинсли юпқа стержень		$\frac{1}{12} ml^2$	$\frac{1}{3} ml^2$

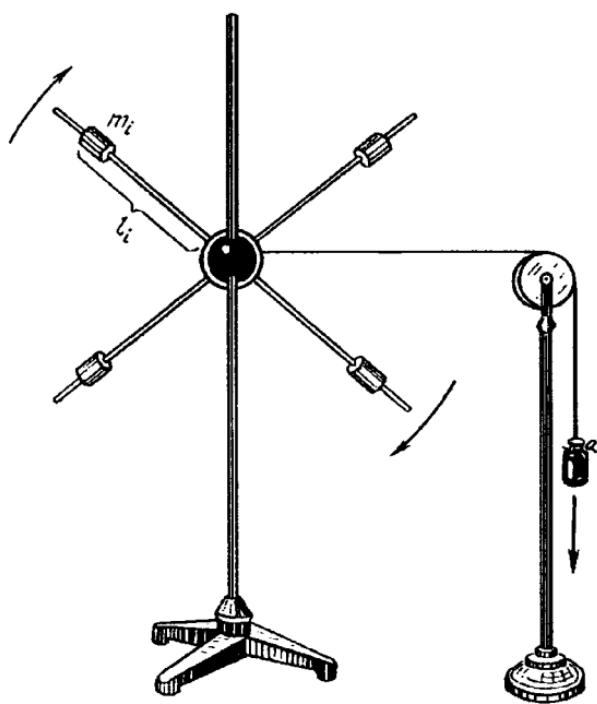
Шу усулда аниқланган турли шаклдаги жисмларнинг инерция моментлари 5-жадвалда берилган.

Жисм айланма ҳаракатда бўлиш ёки бўлмаслигидан қатъи назар, у ихтиёрий ўққа нисбатан бирор инерция моментига эга. Инерция моменти жисмнинг айланниш вақтидаги инертлик ўлчови ҳисобланади ва илгариланма ҳаракатдаги масса ролини бажаради. Илгариланма ҳаракат ҳодисаларида жисмнинг массаси ўзгармас бўлса, айланма ҳаракат ҳодисаларидан жисм инерция моменти осон ўзгариши мумкин: Берилган жисмда массасининг ўққа нисбатан тақсимотини ўзgartириш натижасида жисмнинг айланниш вақтидаги инертлик ўлчови ўзгариади.

15-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси

Ушбу мавзуда қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати деғанда, унинг оғирлик марказидан ўтувчи қўзғалмас ўқ атрофида айланниши назарда тутилади. Бунда қаттиқ жисмнинг барча нуқталари айланалар чизади, барча айланалар марказлари бир тўғри чизиқ устида ётади, бу чизиқни *айланниш ўқи* дейилади. Қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатини ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида, техникада, саноатда, қишлоқ хўжалигида ва бошқа соҳаларда кузатиш мумкин. Ҳар хил машиналарда валлар, маховиклар, станокларнинг шкивлари, қишлоқ хўжалиги техника воситаларининг барабанлари, вентиляторлари, турли чиғириқлар, тегирмон тошлари айланма ҳаракат қиласди.

Ташқи таъсир бўлмаса, қаттиқ жисм ўзининг оғирлик марказидан ўтувчи ўқ атрофида мувозанатда тинч туради. Уни айланма ҳаракатга келтириш учун нолга тенг бўлмаган бирор куч моменти ёки жуфт куч моменти таъсир этиши лозим. Қаттиқ жисмнинг ўқларида ишқаланиш кучлари мавжуд бўлиб, жисмга ташқи куч ҳамда ишқаланиш кучидан иборат жуфт куч моменти таъсир этади. Кўпчилик ҳолларда ўқларни мойлаш ва подшипниклар қўйиш билан ишқаланиш кучларини камайтиришга ҳаракат қилинади. Қуйида ишқаланиш кучларини ўйқа даражада деб ҳисоблаб, қаттиқ жисмнинг куч моменти таъсирида, қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракати динамикаси билан танишайлик. Обербек маятниги юкларини суриб стерженларнинг учларига махкамлайлик (28-расм). Мазкур ҳолатда маятник энг катта



28-расм.

инерция моментига эга бўлади. Жисм инерция моменти ўзгармас бўлганда жисмга таъсир этувчи куч моменти билан унинг бурчакли тезлигининг ўзгариши орасидаги боғланишни кўрайлик. Кичик диаметрли шкивга ўралган ипнинг учига P юк осайлик; секундомер ёрдамида юкнинг Ерга тушиш вақтини ўлчаймиз. Ипнинг учидаги P юкни икки, уч ва ҳоказо марта орттириб, тажрибани такрорлаймиз. Ўлчашлар кўрсатадики, таъсир этувчи куч ва демак, куч моменти икки марта ортса, маятник бурчакли тезлигининг ўзгариши ($\Delta\omega = \varepsilon\Delta t$) ҳам икки марта ортади. ε бурчакли тезланиш M куч моментига пропорционал $\varepsilon \sim M$ равишда ўзгаради. Ипнинг учига осилган юкни ўзгартирмаган ҳолда, ўралган ипни диаметри биринчи шкив диаметридан икки марта катта бўлган иккинчи шкивга ўтказиб, тажрибани такрорласак ҳам юқоридаги натижага келамиз. Бу ҳолда юк ўзгармас қолса ҳам куч елкаси икки марта ортганлиги учун куч моменти ва бурчакли тезланиш икки марта ортади.

Юкларни стерженларнинг ўртасига силжитиб, жисмнинг инерция моментини тахминан тўрт марта камайтирамиз ва тажрибани айнан такрорлаймиз. Ҳар бир ҳолда маятникнинг тезлиги аввалгига нисбатан ортиб боради, юкларнинг Ергача тушиш вақти тахминан тўрт марта камаяди. Демак, маятникнинг бурчакли тезланиши шунча марта ортади. Ўлчашлар кўрсатадики, маятникнинг бурчакли тезланиши унинг инерция моментига тескари пропорционал $\varepsilon \sim 1/I$ равишда ўзгаради. Ҳар иккала тажриба натижаларини умумлаштирган ҳолда қўйидаги қонуният ҳосил бўлади:

$$\varepsilon \sim M/I \text{ ёки } M \sim I\varepsilon \quad (15.1)$$

яъни қаттиқ жисмнинг бурчакли тезланиши унга таъсир этувчи куч моментига тўғри пропорционал, жисмнинг инерция моментига эса тескари пропорционал равишда ўзгаради.

Бу тенглама қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси дейилади. Бу тенгламани илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси:

$$F = ma \quad (15.2)$$

билин таққослайлик. Кўриниб турибдик, ушбу ҳолда чизиқли тезланиш, масса ва куч ролини мос равишда бурчакли тезланиш, инерция моменти ва куч моменти ўтайди. M куч моменти, ε бурчакли тезланиш илгариланма ҳаракатни тавсифлашдаги уларга мос катталиклар — куч, чизиқли тезланишлар каби вектор катталиклардир. Бу M ва ε векторлар айланаш ўқида ётади, уларнинг йўналиши парма қоидасидан аниқланади, яъни дастаси жисм билан бир хил йўналишда айланаштган парманинг илгариланма ҳаракати йўналишига тўғри келади. У ҳолда (15.1) муносабат вектор кўринишда қўйидагича ёзилади:

$$\ddot{M} = I \cdot \ddot{\varepsilon}. \quad (15.3)$$

Агар жисмга ташқи куч моменти таъсир этмаса $\ddot{M} = 0$, $\ddot{\omega} = \text{const}$ ва демак, жисм ўзининг тинч ёки текис айланма ҳаракат холатини сақлади. Бу хулоса Ньютоннинг биринчи қонунини эслатади.

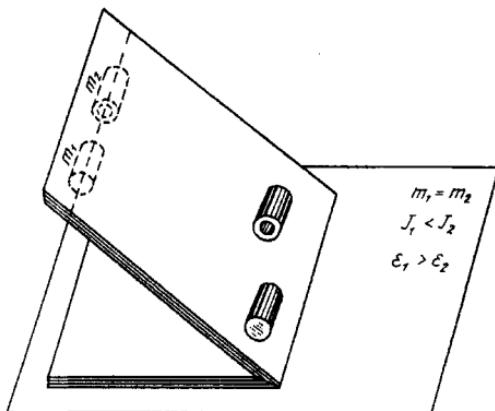
Реал шароитда, айланма ҳаракат қилаётган жисм ишқалиниш кучлари моменти таъсирида секин-аста тўхтайди.

Жисм текис айланма ҳаракат ҳолатини сақлаши учун ишқаланиш кучлари моментига мувозанатловчи ташқи куч моменти таъсир этиб туриши лозим. Ҳақиқатан ҳам, автомобиль текис айланма ҳаракатда бўлиши учун ҳайдовчининг оёғи акселератор педалидан бутунлай узилмайди, аксинча, кичик куч билан таъсир этиб, ишқаланиш кучлари моментини мувозанатловчи ташқи куч моменти яратиб туради.

Айланма ҳаракат динамикаси асосий қонунининг баъзи татбиқлари. Айланма ҳаракат динамикасининг асосий қонунига кўра, бир хил куч моменти таъсирида ҳар хил инерция моментига эга бўлган жисмлар турлича бурчакли тезланиш олади: инерция моменти катта бўлган жисмнинг бурчакли тезланиши кичик, яъни бундай жисм ўзининг тезлигини осонликча ўзгартира олмайди, инертлиги катта бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, қуйидаги ҳаётий тажриба юқорида қайд этилган фикрларни тасдиқлайди. Қия текисликда диаметри ва массаси бир хил бўлган иккита цилиндрни, уларнинг ўқлари бир тўғри чизиқ устида ётадиган қилиб ушлаб туриб бараварига қўйиб юборамиз (29-расм). Улардан бири ёғочдан ясалган бутун цилиндр бўлиб массаси ҳажм бўйича текис тақсимланган. Иккincinnisi эса, юпқа металдан ясалган ичи бўш цилиндр, массаси айланиш ўқидан анча узоқда жойлашган. Тажриба кўрсатадики, ёғочдан ясалган бутун цилиндр катта тезланиш олади ва металл цилиндрдан анча ўзиб кетади. Цилиндрлар диаметрлари бир хил ва қия текислик улар учун умумий бўлганлиги учун ҳар иккала цилиндрга таъсир этувчи айлантирувчи куч моменти ҳам бир хил бўлади ва $M_1 = M_2 = [\bar{r}\bar{P}]$ га teng. Жисмларнинг бир хил куч моменти таъсирида ҳар хил тезланиш олишини, уларнинг инерция моментларининг ҳар хиллиги билан тушунтириш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, металл цилиндрнинг массаси айланиш ўқидан анча узоқда жойлашган бўлганлиги учун унинг инерция моменти ёғоч цилиндрга нисбатан анча катта, айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасига кўра унинг бурчакли тезланиши аксинча, анча кичик бўлади. Жисмнинг ташқи куч моменти таъсирида олган бурчакли тезланиши инерция моментига тескари пропорционал бўлганлиги учун жисм массаси айланиш ўқига яқин жойлашган ва



29-расм.

кучнинг қўйилиш нуқтаси ўқдан узоқда бўлса, уни айланма ҳаракатга келтириш осон бўлади.

Ўрнидан осон қўзғалувчи, тез орада юқори тезликка эришиш имкониятига эга бўлган енгил автомобиль фидиракларини нисбатан кичик диаметрли бўлишлиги ҳам бежиз эмас, уларнинг инерция моментининг кичик бўлиши тезланиш олишини осонлаштиради. Фидиракнинг баллонларни тутиб турувчи дисклари массаси ҳам иложи борича кичик бўлгани маъқул. Бунинг учун қаттиқ ва енгил материалдан фойдаланилади. Дисклардаги тешикчалар ҳам уларга фақат чирой бериш учунгина эмас, балки уларнинг чидамлилигини сақлаган ҳолда массаси ва инерция моментини кичрайтириш мақсадида қолдирилади. Шу нуқтаи назардан қаралганда маҳовикнинг асосий массасини айланиш ўқига яқин жойлаштириш лозимдек туюлади. Аслида эса аксинча, асосий массаси ўқдан узоқроқда жойлашган бўлади. Маҳовикнинг тезда катта бурчакли тезликка эришиши муҳим масала бўлмай, унинг асосий вазифаси двигателлар ёки баъзи механизмларнинг силкинмай, бир меъёрда ишлашини таъминлашдан иборат ва шунинг учун унинг инерция моменти билан бир қаторда айланма ҳаракат кинетик энергиясининг катта бўлиши ҳам мақсадга мувофиқдир.

Илгариланма ҳаракат динамикаси қонунларига кўра жисм ташқи куч йўналишида тезланиш олар эди. Агар куч таъсири тўхтатилса, жисм ўзининг инерциясига кўра тўғри чизиқли текис ҳаракатни сақлар эди. Шунингдек, айланма ҳаракат

динамикасининг асосий тенгламасидан кўринадики, куч моменти таъсири тўхтаса ($M = 0$), жисм ўзининг бурчакли тезлиги вектори йўналишини ва ҳаракат ҳолатини сақлади.

Ҳақиқатан ҳам, тез айланма ҳаракатга келтирилган жисмнинг бурчакли тезлиги ҳамда айланиш ўқининг фазодаги вазияти сақланади. Масалан, болалар ўйинчоқлари — пилдироқ, бизбизакни айлантириб Ерга қўйиб юборсак, оғирлик маркази таянч нуқтасидан анча юқорида бўлишига қарамасдан йиқилмайди. Айланма ҳаракатда бўлмаган фиддиракни ерга қўйсак йиқилади, думалатиб юборсак йиқилмайди, чунки айланма ҳаракатда инерция моменти инерция ўлчови ролини ўтайди ва ҳаракат ҳолати сақланади. Юриб кетаётган велосипед ҳам бурчакли тезлик ва тезланиш векторлари йўналишининг сақланиши эвазига қулаб тушмайди.

Барқарор айланма ҳаракатдаги қаттиқ жисм сифатида Ерни мисол қилиб келтириш мумкин. Ер Қуёш атрофида эллиптик орбита бўйлаб кўчиб юргандан ўз ўқи атрофида айланма ҳаракат қиласи ва ўқининг фазодаги вазияти сақланади. Унинг инерция моменти $I = \frac{2}{5} mR^2$ га тенг бўлиб, айланма ҳаракатда инерция ўлчови вазифасини ўтайди. Ернинг ҳозирги барқарорлашган ҳаракатида унга таъсири этувчи айлантирувчи куч моменти деярли йўқ даражада ва шунинг учун у ўзгармас бурчакли тезлик ($\omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$) билан ҳаракат қиласи. Унинг айланиш даври $T = 24$ соат = = 86400 с бўлиб, 1 сутка вақт оралиғига тенг. Аниқроқ фикрлаш учун Ойнинг Ерга таъсирини, океан сувларининг кўтарилиши ва қайтиши натижасида ҳосил бўладиган ишқаланиш кучларининг моментини ҳисобга олиш керак.

Милтиқ стволи ички томондан винтсимон ўйилган бўлиб, отилган ўқ стволдан маълум бурчакли тезликка эга бўлиб чиқади. Айланиш ўқига нисбатан *Инерция моментига эга бўлган ўқ ўз инерциясига кўра айланиш ўқи йўналишини сақлашга интилади*, натижада узоқ масофага ва мўлжалга етиб боради. Спортчи велосипедчилар мусобақасида велосипеднинг орқадаги фиддирагини массив ва дисксимон фиддирак билан алмаштириб олганларини учратамиз, бу билан фиддиракнинг инерция моменти катта бўлишига эришилади. Старт бошида тезланиш бирмунча қийин бўлсада, инерция моментининг ортиши спортчининг катта тезликка эришиб олгандан кейин барқарор тезлигини узоқ

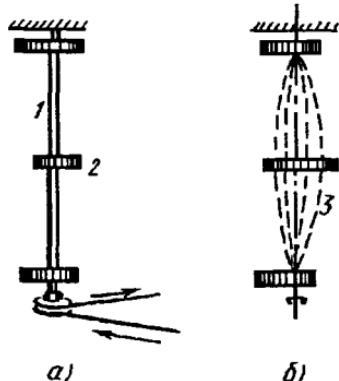
муддат сақлашига ёрдам беради ва нисбатан узокроқ масо-фаларда ёки каттароқ вақт оралығыда юқори ўртаса тезлик қийматларини сақлаш имкониятини беради.

Айланиш ўқига нисбатан жисмнинг массаси симметрик тақсимланган бўлиши керак, акс ҳолда, айланма ҳаракатдаги жисм турли қисмларининг инерция моментлари турлича бўлиши оқибатида бу айрим қисмларига таъсир этувчи марказдан қочма кучлар ҳам турлича бўлиб, улар бир-бирини мувозанатлай олмайди, оқибатда жисмнинг айланишида ўқса қўшимча куч таъсир этади.

Марказдан қочма кучни мувозанатлаш учун қаттиқ жисмнинг турли қисмларининг ўқса нисбатан инерция моментларини тенглаштирилади. Бунинг учун, массанинг носимметрик тақсимотини тўғрилаш мақсадида қўшимча юкчалар кўйилади. Жисмнинг ўқса нисбатан қайси қисмida масса камроқ бўлса, шу томонга қўшимча юкча кўйилади; албатта юкчанинг ўрни ва массаси ҳам танлаб қўйилади. Автомобиль фидиракларини балансировка қилиш моҳияти ҳам шунинг ўзгинасидир.

Машина ва механизмлар айланувчи қисмлари ўқларининг йўналиши, масса марказидан ўтувчи геометрик ўқи йўналиши билан устма-уст тушадиган қилиб ясалади. Агар геометрик ва айланиш ўқлари устма-уст тушмаса, бурчакли тезликнинг катта қийматларида айланиш ўқига ва ўқнинг подшипник ҳамда шарнирларига катта динамик нагрузка тушади. Дарҳақиқат, кўпчилик машина ва механизмларнинг қисмлари катта бурчакли тезлик билан айланади. Масалан, оддий комбайн барабанининг минутига айланишлар сони мингдан ортади, техник вентиляторлар 150000 айл/мин, буғ турбинасининг ишчи фидиракаги 30000 айл/мин бурчакли тезликлар билан айланади.

Динамик нагрузжани камайтириш мақсадида, жуда тез айланувчи, массив механизмлар ва ишчи фидираклар эгилувчан, эластик I валга ўрнатилади (30-а расм). Катта айланишларда I валнинг эгили-



30-расм.

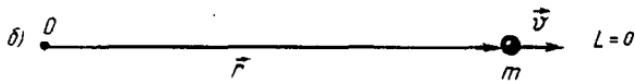
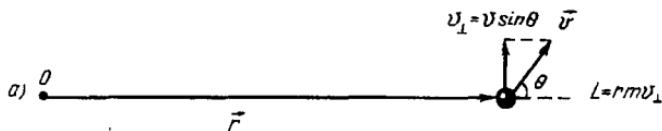
ши (30-брасм) натижасида айланувчи жисм оғирлик маркази унинг 1 геометрик ўқига яқинлашади. Ҳар қандай жисмларда уларниң масса марказидан ўтувчи ва ўзаро бир-бирига перпендикуляр бўлган эркин ўқлар мавжуд бўлиб, жисмнинг бу ўқлари атрофида айланиси энг барқарор ҳаракат бўлади.

16-§. Моддий нуқта импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни

Илгариланма ҳаракат динамикасидан моддий нуқтага таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг бўлса, унинг импульси ўзгармас сақланади, деган муҳим сақланиш қонунини биламиз. Табиатда жуда муҳим бўлган сақланиш қонунларидан яна бири импульс моментининг сақланиш қонуни бўлиб, бу қонун айланма ҳаракат ҳодисаларида муҳим аҳамиятга эга.

Массаси m га тенг бўлган моддий нуқта \vec{r} тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (31a-расм). Моддий нуқтанинг импульс моменти ундан айланиси ўқигача бўлган масофа билан импульснинг перпендикуляр ташкил этувчиси қўпайтмасига тенг:

$$L = r \cdot p_{\perp} = rm\vartheta_1 \cdot \sin\theta, \quad (16.1)$$



31-расм.

бунда θ тезлик вектори $\vec{\vartheta}$ йўналиши билан \vec{r} радиус-вектори орасидаги бурчак бўлиб, $\vartheta_1 = \vartheta \cdot \sin\theta$ га тенг бўлади. Чизиқли ва бурчакли тезликлар орасидаги $\vartheta = \omega r$ боғланишдан фойдаланиб (16.1) ифодани

$$L = mr^2 \omega \sin \theta = I \omega \sin \theta \quad (16.2)$$

кўринишда ёзиш мумкин. $I = mr^2$ — моддий нуқтанинг айланиш ўқига нисбатан инерция моментидир. Агар $\theta = 0^\circ$ бўлса, (31-б расм) $L = 0$ ва $\theta = 90^\circ$ бўлса (31-в расм), импульс моменти қўйидагича бўлади:

$$L = I\omega = rm\vartheta. \quad (16.3)$$

Барча моментлар каби \vec{L} импульс моменти ҳам вектор катталик бўлиб, моддий нуқта \vec{r} радиус вектори билан \vec{p} ҳаракат импульси векторларининг вектор қўпайтмасига тенг.

$$L = [\vec{r}\vec{p}] = [\vec{r}m\vec{\vartheta}] = I\vec{\omega} \quad (16.4)$$

Импульс моменти \vec{L} вектори айланиш ўқи устида ётади ва унинг йўналиши ўнг винт қоидасига асосан аниқланади. Импульс моментидан вақт бўйича олинган ҳосила импульс моментининг вақт ўтиши билан ўзгариш қонуниятини беради:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \vec{p} \right] + \left[\vec{r} \frac{d\vec{p}}{dt} \right] \quad (16.5)$$

(16.5) да $\vec{\vartheta}$ тезлик ва \vec{p} импульс векторлари йўналишлари бир хил бўлганлиги учун биринчи қўшилувчи ҳад нолга тенг. Иккинчи қўшилувчи ҳадда $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ моддий нуқтага таъсир этаётган куч вектори бўлиб

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r}\vec{F}] = \vec{M} \quad (16.6)$$

тенглик ҳосил бўлади. \vec{L} вектор импульс моменти вектори бўлса \vec{M} таъсир этувчи куч моменти векторидир. Демак, импульс моментининг ўзгариши таъсир этувчи кучнинг моменти билан белгиланади. Агар моддий нуқтага таъсир этувчи кучнинг моменти нолга тенг бўлса, унинг импульс моменти ўзгармас сақланади ва қўйидагича белгиланади:

$$\vec{L} = I\vec{\omega} = I_1\vec{\omega}_1 = I_2\vec{\omega}_2 = \text{const.}$$

$$L = mr_1^2\omega_1 = mr_2^2\omega_2 = \text{const}; \quad \omega_1 r_1^2 = \omega_2 r_2^2. \quad (16.7)$$

Моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонуни (16.7) ни қўйидаги тажрибада текшириб кўрайлик. Енгил стержень бўйлаб осонгина силжийдиган m массалари тенг бўлган иккита шарча стерженга кийдирилган. Шарчалар айланниш ўқидан бир хил узоқликда жойлашган бўлиб, ўзаро ингичка ип билан боғланган. Стержень шарчалари билан қаттиқ тагликка ўрнатилган. Курилмани бирор ω , бурчакли тезлик билан айлантирайлик. Бу ҳолда шарчалар $L_1 = mr_1^2\omega_1$ импульс моментига эга бўлади. Агар ипни ёқиб юборсак, шарча сирпаниб стержень учларига кўчади. Уларнинг инерция моментлари ортади ва импульс моментлари $L_2 = mr_2^2\omega_2$ га тенг бўлади. Ишқаланиш кучлари кичик бўлган ҳолда, ташқи куч моменти нолга тенг бўлса, $L_2 = L_1 = \text{const}$ ўзармас сақланади. Ҳақиқатан ҳам, курилманинг бурчакли тезлиги камайиб $\omega_2 = \omega_1 \frac{r_1^2}{r_2^2}$ тенгликка бўйсунади. Тажрибани тескари тартибда бажариб кўриш ҳам мумкин. Шарчаларни пружина билан туташтирамиз. Дастрекни ҳолатда умумий ип орқали шарчаларни стержень учларига яқин жойлаштирамиз ва курилмани айланма ҳаракатига келтирамиз. Ипни ёқиб юборилса шарчалар айланниш маркази томон пружина таъсирида кўчади ва инерция моменти камаяди. Импульс моментининг сақланиш қонуни (16.7) га кўра эса уларнинг бурчакли тезлиги, аксинча, ортади.

Импульс моменти сақланиш қонупининг қўлланиши. Моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонунини Күёш системаси таркибидаги планеталар ҳаракатига татбиқ этайлик. Планеталарнинг ўлчамлари уларнинг Күёшгача бўлган масофаларга нисбатан кўп марта кичик бўлиб, уларнинг ҳар бирини моддий нуқта деб қараш мумкин (32-расм). Барча планеталар ҳаракатини Күёшга нисбатан қаралганда айланниш ўқи Күёш марказидан ўтади. Күёш томонидан планеталарга таъсир этувчи кучлар Күёш маркази томон йўналган бўлганлиги учун уларнинг моментлари нолга тенг бўлади. У ҳолда барча планеталарнинг Күёш марказидан ўтувчи айланниш ўқига, нисбатан импульс моменти ўзармас сақланади:

$$L = mJr = \text{const}. \quad (16.8)$$

Ихтиёрий планета учун унинг массаси ўзгармаган ҳолда

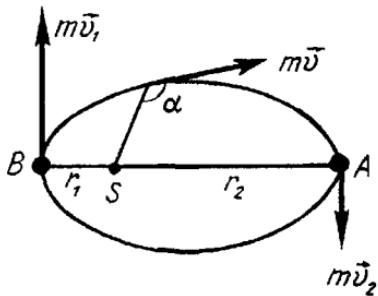
$$\vartheta_1 r_1 = \vartheta_2 r_2 = \dots = \text{const} \quad (16.9)$$

тengлик ўринли бўлади, яъни планетадан Қуёшгача бўлган масофа r энг кичик r_1 га teng бўлганда (перигелий) унинг тезлиги энг катта ва r энг катта $r = r_2$ бўлганда (афелий) энг кичик бўлади. \bar{r} радиус векторнинг бирлик вақт ичидаги чизган юзасини асоси ϑ га ва баландлиги r га teng бўлган учбурчак юзаси деб қараш мумкин. У ҳолда (16.9) тенгликка асосан траекториянинг ихтиёрий нуқталарида радиус векторнинг бирлик вақтда чизган юзалари ўзаро teng бўлиб, (16.9) тенглик эса Кеплернинг иккинчи қонунини ифодалайди, яъни Қуёшдан планеталар томон ўtkazilgan радиус вектор teng вақтлар оралиғида teng юзалар чизади.

Афсуски, Кеплерга импульс моментининг сақланиши қонуни маълум эмас эди. Агар бу қонун билан таниш бўлганида ўзининг планеталар ҳаракати ҳақидаги иккинчи қонунини оддий кичик ип бўлаги ва кичик шарча ёрдамида кашф этиши ҳам мумкин эди. Масалан, кичикроқ найча ичидан ўtkazilgan ипнинг учига шарчани боғлаб айлантирайлик. Шарча r_1 радиусли айлана бўйлаб ϑ_1 тезлик билан ҳаракат қиласи ва $L = m\vartheta r$ импульс моментига эга бўлади. Найча ичидаги ийни бироз тортиб r_2 айлана радиусигача кичрайтирилса, шарча $L_2 = L_1 = m\vartheta_1 r_2$ импульс моментига эга бўлади. Айлана радиуси неча марта камайиса, шарчанинг тезлиги шунча марта ортади ва $\vartheta_2 = \vartheta_1 \frac{r_1}{r_2}$ га teng бўлади, инерция моментининг камайиши ўз навбатида бурчакли тезликнинг ортишига олиб келади.

Ернинг сунъий йўлдошлари ҳам эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракат қиласи. Ерга энг яқин ва энг узоқ нуқталарда сунъий йўлдошнинг тезлиги, мос равишда, энг катта ва энг кичик қўйматларга эришади.

Импульс моментининг сақланиши қонуни универсал қонун бўлиб, уни ҳаётнинг турли соҳаларида кузатиш мумкин. Кундалик турмушда Ер устида ҳаракатда бўлган поездлар, авто-



32-расм.

мобиллар, тракторлар, ҳайвонлар ва одамлар ҳаракати ҳам импульс моментининг сақланиш қонунига бўйсунади. Ер сирти бўйлаб қадам қўйишимиизда, Ерни бироз орқага итарамиз, ўзимизни эса олдинга итарамиз, лекин бу билан фақат ўзимиз ҳаракат қиласалмиз деб ўйлаймиз. Аслида Ернинг импульси ва импульс моменти ҳам ўзгаради ва фақат системанинг тўла импульс моменти ўзгармай қолади. Лекин Ернинг массаси жисмлар ва одамлар массасидан кўп марта катта бўлганлиги учун унинг импульс моментининг ўзариши кўп марта кичик бўлиб, деярли сезилмайди.

Планеталар ҳаракатига оид мисоллардан кўринадики, Кеплернинг биринчи ва иккинчи қонунлари импульс моментининг сақланиш қонунини ўз ичига олар экан. Куёш системасини ёпиқ система деб қаралса, унинг импульс моменти ўзгармас сақланади. Икки жисм — Куёш ва планетадан иборат системани тахминан ёпиқ система деб қараш мумкин. Аниқ ҳисоблашлар учун бошқа планеталарнинг ҳам таъсирини ҳисобга олиш зарур. Юпитер, Венера ва бошқа планеталар таъсири натижасида Ернинг орбитаси ўзгаради. Тақрибан 25000 йилдан сўнг Ернинг орбитаси доиравий кўринишга келиши мумкин. Планеталарнинг ўзаро таъсири натижасида деярли барча планеталарнинг импульс моменти Куёш системасининг тўла моменти атрофида бурилади. Планеталар орбита текислигининг бурилиш ҳодисаси *прецессия* дейилади.

Шундай қилиб импульс моментининг сақланиш қонуни табиат ҳодисаларини тушунишга имкон беради.

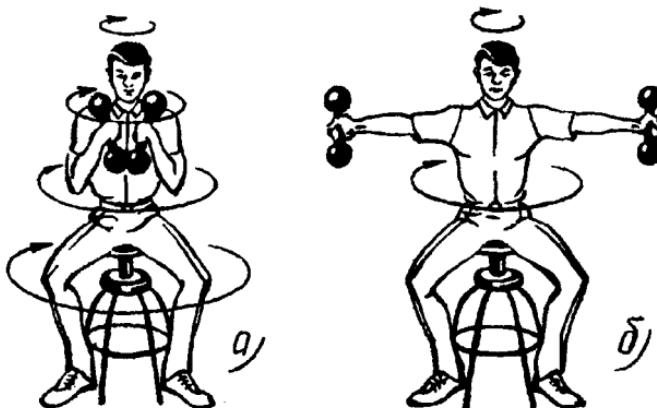
17-§. Қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни

Ҳар биримиз фигурачиларнинг муз майдонидаги чиқишлигини, жозибали тугаллашларини ҳайратланиш ва завқ билан кузатганимиз. Улар битта конькиларини айланиш марказига қўйиб, қўлларини кенг ёйганларича иккинчи конькилари билан итарилиб, анчагина бурчакли тезликда айланышга эришадилар ва кейин тезгина қўлларини таналарига ёпишириб оладилар. Шундан сўнг айланиш бурчак тезлиги кескин ортади. Бунинг сабаби нимада? Фақат қўлларини танасига ёпишириб ва қўшимча ҳеч қандай куч сарфламай фигурачи ўз айланиш бурчак тезлигини қандай қилиб кескин оширишга эришади?

Бу саволга қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни жавоб беради. Қонуннинг моҳиятини тушуниш учун қуйидаги тажрибага мурожаат этайлик. Вертикал ўқ атрофида шарикли подшипникларда деярли ишқаланишсиз эркин айланы оладиган курсида (Жуковский курсисида) ўтирган одам айланма ҳаракатга келсин (33-расм). Курси билан биргаликда у бирор ω_0 бурчакли тезлик билан айланади. Агар у қўлларини ёзиб юборса бурчакли тезлиги камайиб ω га генг бўлади. Тажриба эфектини кучайтириш учун одам қўлларига оғир гантел тошларини олади. Тошларни айланниш ўқидан узоклаштирганда (33-б расм) инерция моменти бир неча марта ортади, лекин бурчакли тезлиги эса шунча марта камаяди. Бу ҳолатдаги инерция моментини I_2 ва бурчакли тезлигини ω_2 деб белгилайлик. Одам тошларни танасига ёпиштириб олса (33-а расм) инерция моменти камайиб I_1 бўлиб қолади, бурчакли тезлиги, аксинча, бир неча марта ортади ва ω_1 га тенг бўлади. Тажриба натижаларига кўра айланма ҳаракатдаги жисмнинг бурчакли тезлиги инерция моментига тескари пропорционал $\omega \sim \frac{1}{I}$ ўзгаради:

$$I\omega = \text{const}; I_1\omega_1 = I_2\omega_2 = \dots = \text{const}. \quad (17.1)$$

(17.1) муносабат ишқаланиш кучлари ва қаршилик кучлари қанчалик кичик бўлса, шунчалик ўринли бўлади, яъни айланма ҳаракатдаги жисмга ташқи таъсир бўлмаса, унинг



33-расм.

инерция моменти билан бурчакли тезлигининг кўпайтмаси ўзгармас сақланади.

Илгариланма ҳаракатда жисм массасининг унинг тезлигига кўпайтмасини ҳаракат импульси деб аталар эди. Айланма ҳаракатда m масса ролини I инерция моменти ўтаса, чизиқли тезлик v ролини бурчакли тезлик ω ўтайди. Шунинг учун $I\omega$ ни айланма ҳаракат импульси деб аталиши керакдек туюлади. Лекин $I\omega$ ни L билан белгиланади ва жисмнинг импульс моменти деб аталади. Демак, тажриба натижаларига кўра, айланма ҳаракатдаги жисмга ташқи таъсир бўлмаса унинг импульс моменти ўзгармас сақланади.

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини келтирайлик:

$$\ddot{M} = I\ddot{\omega} = I \frac{d\omega}{dt}. \quad (17.2)$$

Қаттиқ жисмнинг қўзғалмас ўққа нисбатан инерция моменти ўзгармаслигини назарга олиб, (17.2) тенгликни қўйидагича ёзиш мумкин:

$$\ddot{M} = \frac{d(I\omega)}{dt} = \frac{dL}{dt}. \quad (17.3)$$

(17.3) тенглама моментлар тенгламасидир; қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан импульс моментидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила, шу ўққа нисбатан жисмга таъсир этувчи ташқи кучлар моментига тенг.

Агар айланма ҳаракатдаги жисмга унинг айланиш ўқига нисбатан таъсир этувчи ташқи кучлар моменти \ddot{M} нолга тенг бўлса, жисмнинг айланиш ўқига нисбатан \ddot{L} импульс моменти ўзгармас сақланади:

$$\ddot{L} = I\ddot{\omega} = \text{const.} \quad (17.4)$$

Бу қонун қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни бўлиб, тажриба натижаларини тасдиқлади. (17.4) ифодада I — қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти; L — қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан импульс моменти.

Қаттиқ жисмни фикран айрим элементар бўлакчаларга ажратиш мумкин. Элементар бўлакчалар ўлчамлари айла-

ниш ўқигача бўлган масофаларга нисбатан жуда кичик ва уларни моддий нуқта деб қаралади. У ҳолда қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан тўла импульс моменти, унинг айрим элементар бўлаклари импульс моментларининг алгебраик йиғиндисига teng:

$$L = \sum_{i=L_1}^N L_i = \sum_{i=1}^N r_i m_i \vartheta_i. \quad (17.5)$$

Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, муз устида айланаётган фигурачи қўлларини танасига ёпиштириб олса унинг бурчакли тезлиги тўрт мартадан кўпроқ ортар экан. Фигурачи бурчакли тезликларининг ҳар хил бўлишлиги унинг инерция моментининг ўзгаришига боғлиқ. Фигурачи қўлларини танасига ёпиштириб олганда импульс моментининг сақланиш қонунига асосан инерция моментининг камайиши натижасида бурчакли тезлиги ортади. Аксинча, қўлларини ёзганда унинг инерция моменти ортади, бурчакли тезлиги эса камайди; ҳар иккала ҳолда ҳам I ва ω кўпайтмаси ўзгармас сақланади.

Импульс моменти сақланиши қонунининг қўлланишига мисоллар. Кундалик турмушда ҳар биримиз бирор ариқ устига ташланган тахтача ёки тўсин устидан ўтишда беихтиёр қўлларимизни ён томонга чўзиз оламиз, инерция моментимизни орттириб тўсин атрофида бурчакли тезлигимизнинг камроқ бўлишига, яъни йиқилиб кетмасликка олдиндан тайёргарлик кўрамиз. Дорбозларнинг таёғи инерция моментини оширади, сим ёки арқонга нисбатан бурчакли тезлигини эса камайтиради, яъни дорбознинг сим устида турғуналигини таъминлади.

Биз яшаб турган Ер шари ҳам Жуковский курсисини эслатади. Ернинг инерция моментининг ўзгариши айланиш бурчакли тезлигини ўзгаришига олиб келади, назарий қаралганда тоғларнинг йўқолиши, пайдо бўлиши, вулканлар, одамларнинг бир жойдан кўплаб, ер массасини олиб бошқа жойда баланд бинолар қуриши, метеоритларнинг тушиши, денгиз ва океанларда сув сатҳининг тебраниб туриши ва ҳоказолар унинг инерция моментининг ва демак, бурчакли тезлигининг ўзгаришига олиб келади. Ернинг бурчакли тезлигини, яъни кеча ва кундуз давомийлигини ўзгаришига

кўпроқ ташқи таъсирлар сабаб бўлади. Асосан, Ой Ерга тормоз беради. Унинг гравитацион тортиши билан боғлиқ денгиз ва океанлардаги сув сатҳининг кўтарилиши ва тушиши натижасида ҳосил бўладиган ишқаланиш кучлари моменти таъсир қиласи.

Ҳисоблашлар кўрсатадики, кеча ва кундуз давомийлиги юз йилда тахминан $1,64 \cdot 10^{-3}$ секундга узаяди. Шунинг учун, кириш қисмida айтилгандек, вақт эталони «секунд» бирлиги Ернинг ўз ўқи ёки Қуёш атрофида айланиш давридан олинмасдан, кварц кристали панжарасининг тебраниши ҳамда атом ва молекулаларнинг спектрал чизиклар нурланнишига мос тебранишлари ёрдамида белгиланади. Балки қачонлардир Ер ҳам ўз навбатида Ойга таъсир кўрсатиб, ўз ўқи атрофида айланиш тезлигининг камайишига сабабчи бўлгандир. Ойнинг массаси ва ўз ўқига нисбатан инерция моменти нисбатан кичик бўлганилиги учун у айланишдан тўхтаб улгурган, натижада, биз томонга фақат бир томони билан қараб қолган.

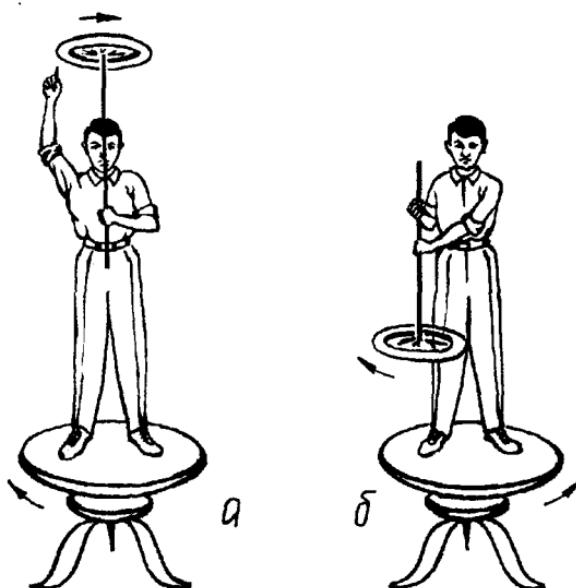
Алоҳида қайд қилиб ўтиш лозимки, импульс моментининг сақланиш қонунини жисмлар системасига татбиқ этилганда, кўпчилик ҳолларда, жисмларни моддий нуқта деб қараш тўғри бўлмайди. Чунки қаттиқ жисм ўз ўқи атрофидан айланиши мумкин ва уни моддий нуқта деб қараш оқибатида жисмнинг хусусий импульс моменти назардан четда қолиб кетади. Кўрилган мисолларда биз, асосан, импульс моментининг миқдорий сақланиши билан танишдик.

Импульс моменти векторининг сақланишини қўйидаги тажрибаларда кузатиш мумкин. Жуковский курсисида демонстратор қўлида оғирлаштирилган гардишли велосипед филдирагини унинг ўқини вертикал ҳолатда тутиб турибди (34-расм). Бу система импульс моментига эга бўлиши мумкин бўлган икки қисмдан, яъни одами билан биргаликда Жуковский курсиси ва ўз ўқи атрофида айланиши мумкин бўлган велосипед филдирагидан иборат (34-а расм). Дастраслабки ҳолатда системанинг тўла импульс моменти \bar{L} нолга teng, чунки унинг ҳар бир қисмларининг импульс моментлари \bar{L}_1 ва \bar{L}_2 нолга teng. Демонстратор филдиракни соат стрелкаси йўналиши бўйича қаттиқ айлантирса, унинг ўзи курси билан биргаликда филдиракнинг айланишига тескари

йўналишда айлана бошлайди. Системанинг бирор қисмида $\tilde{L}_2 = I_2 \tilde{\omega}_2$ импульс моменти ҳосил бўлса, тўла импульс моменти \tilde{L} , ўзгармас сақланиши учун, бошқа қисмида унга сон жиҳатидан teng, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган $\tilde{L}_1 = I_1 \tilde{\omega}_1$ импульс моменти ҳосил бўлади: $\tilde{L}_1 = -\tilde{L}_2$, бўлиб, яъни $\tilde{L}_1 \tilde{\omega}_1 = -I_1 \tilde{\omega}_2$ бўлиб, тўла импульс моменти $\tilde{L} = \tilde{L}_1 + \tilde{L}_2$ га тенг бўлади.

Демонстратор кўли билан айланадиган фиддиракни тутиб қолса, унинг ўзи ҳам фиддирак билан бир зумда айланишдан тўхтайди, яъни \tilde{L} ўзгармас сақланади. Агар тинч турган демонстратор кўлида айланадиган фиддиракни 34-брасмда тасвирланган ҳолга бурса, фиддиракнинг импульс моменти $I_2 \tilde{\omega}_2$ тескарига ўзгаради. Системадаги импульс ўзгариши ички кучлар таъсирида рўй берганлиги учун курси ва одам фиддиракнинг дастлабки йўналишида, импульс моменти олади.

Тажрибалардан кўринадики, айланма ҳаракатда бўлган жисм ёки жисмлар системасининг тўла импульс моменти вектори ўзгармас сақланади. Турли пиддироқлар, ўйинчоқлардан тортиб, катта кемалар чайқалишини пасайтирувчи,



34-расм.

замонавий техник гироскоплар ҳаракати асосида импульс моменти векторининг сақланиш қонуни ётади.

Мактаб физика курсидан маълумки, ўзининг геометрик ўқи атрофида тез айланувчи, ўқига нисбатан симметрик жисм *гироскоп* деб аталар эди. Айланаётган гироскоп ўзгармас импульс моментига эга, бу импульс моментининг вектори гироскопнинг ўқи бўйлаб йўналади. Импульс моменти векторининг сақланиш қонунига кўра, гироскоп айланиш ўқи йўналиши сақланади ва шунинг учун у йиқилмайди. Гироскопнинг бундай хоссаси жуда хилма-хил навигация асбоблари гирогоризонт, гирокомпас ва бошқаларни ясашда муҳимдир. Механика соҳасида гироскопнинг бу хоссасидан битта рельсда юрувчи, икки фидиракли вагонларнинг мувозанатини сақлашда фойдаланилади. Францияда битта рельсли йўлда поездлар соатига 130 км дан ортиқ тезлик билан ҳаракат қиласди.

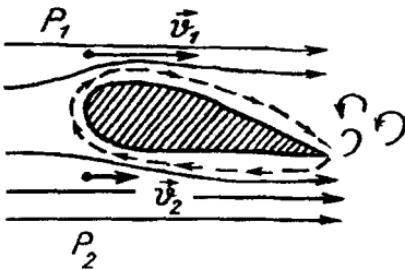
Агар гироскоп қия ҳолатда айлантириб юборилса, унга \vec{P} оғирлик кучи ва реакция кучларидан иборат жуфт \vec{M} куч моменти таъсири қиласди. Бу момент гироскопнинг вертикал ўқи атрофидаги прецессиясини вужудга келтиради. Прецессия ҳаракати йўналиши Грюз-Жуковский қоидасига асан аниқданади: гироскоп ўз айланеш ўқи йўналишини ташки куч моменти йўналиши томон буради. Гироскопнинг прецессион ҳаракати техникада турли мақсадларда қўлланилади.

Ер ҳам ўз ўқи атрофида айланувчи гироскопнинг ўзгинасидир. Ойнинг таъсири натижасида унинг айланеш ўқи фазода прецессия ҳаракати қиласди ва айланеш ўқи билан орбита текислиги орасидаги бурчак ўзгариб туради.

Импульс моментининг сақланиш қонунини татбиқ этиб самолёт қаноти қўтариш кучининг ҳосил бўлишини осонгина тушуниш мумкин (35-расм). Тинч турган қанот ва ҳаво системаси тўла импульс моменти \vec{L} нолга тенг. Парраклар айланishi натижасида қанотлар томон тўғри йўналган ҳаво оқими ҳосил бўлади. Қанотлар орқа қирраси яқинида эса соат стрелкасига тескари йўналишда ҳавонинг кучли, уюрмавий айланма ҳаракати ҳосил бўлади, уюрмавий айланма ҳаракатдаги ҳаво массаси \vec{L} импульс моментига эга бўлади.

Парраклар айланышлар со-
ни катта қийматларга эриш-
ганда қанотлар томон йў-
налган кучли ҳаво оқими
қанот орти уормавий ҳара-
катни олиб кетади. Импульс
моментининг сақланиш
қонунига биноан, йўнали-
ши уормавий ҳаво оқими
ҳаракатига тескари йўна-
лишда, қанотни сирпаниб
айланувчи кучли ёпиқ ҳаво оқими ҳосил бўлади. Унинг им-
пульс моменти \vec{L}_2 сони қиймати \vec{L}_1 нинг сон қийматига
тeng ва йўналиши қарама-қаршидир. Қанотнинг уст қисми-
даги сирпаниб айланувчи ёпиқ ҳаво оқимининг тезлик век-
тори йўналиши парракнинг қанот томон йўналтиргандага ҳаво
оқими тезлиги йўналиши билан бир хил бўлиб, улар қўши-
лади. Қанот тагида эса, аксинча, бу оқимлар тезликлари
қарама-қарши йўналган. Гидродинамика қонунларига бино-
ан $\vec{\vartheta}$ тезлик катта бўлган қанотнинг уст қисмida p_1 босим
кам бўлиб, қанот остида эса p_2 босим катта бўлади. Қанот
юзасига таъсир этувчи натижавий босим кучи юқорига
йўналган бўлиб, кўтариш кучини ташкил этади.

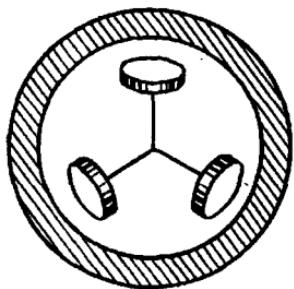
К. Э. Циолковский ракетанинг фазода йўналишини ўз-
гартириш учун импульс моментининг сақланиш қонуни-
дан фойдаланиш йўлларини кўрсатиб берган эди. Космик
кема ичидаги ўзаро перпендикуляр бўлган ўқларга ўрнатил-
ган учта маҳовикни галма-гал айлантириш натижасида ке-
мага керакли йўналиш бериш мумкин (36-расм). Шу усулда
бошқарилувчи гирокскопик системалар галма-гал ишга ту-
ширилиб, «Луна-3» да ўрнатилган объективлар доимо Ойга
аниқ йўналтирилиб турилиши натижасида Ойнинг орқа то-
мони суратлари олинишига муваффақ бўлинди.



35-расм.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Қандай жисмларни “абсолют қаттиқ жисмлар” деб қабул қилинган?
2. Айланма ҳаракатда куч елкаси, куч моменти ва инерция моменти деганда шимани тушунасиз?



36-расм.

3. Жисмларнинг инерция моментларини уларнинг шаклига боғлиқлиги қандай тушунтирилади?

4. Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини тушунтиринг ва унинг қўлланишига мисоллар келтиринг.

5. Айланма ҳаракат динамикаси асосий тенгламасини илгарилайма ҳаракат динамикаси асосий тенгламаси билан солиштиринг.

6. Моддий нуқтанинг импульс моменти нима ва у қандай аниқланади?

7. Импульс моментининг сақланиш қонунини ёзинг.

8. Планеталар ҳаракатини импульс моментининг сақланиш қонуни асосида қандай тушунтирилади?

9. Қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонунини таърифланг.

10. Гирокоплар нима ва уларга ҳаётдан қандай мисоллар келтира оласиз?

IV б о б. ИШ, ҚУВВАТ, ЭНЕРГИЯ

18-§. Иш ва қувват

Кундалик турмушда ва ишлаб чиқаришда иш ҳақида кўп гапирилади: айланаётган мотор ёки станок иш бажаради, юк ташувчи ишчи ёки юк кўтараётган кран иш бажаради ва ҳоказо. Иш тушунчаси энергия тушун таси билан узвий боғланган. Мотор ёки станок иш бажариши учун электр манбаига уланган бўлиши ва ундан энергия олиши керак. Ишчи ишлай олиши учун овқатланиши автомобиль ёки самолёт иш бажариши учун бензин ёқилиши, паровоз ёки пароход иш бажариши учун кўмир ёқиши керак ва ҳоказо.

Иш бажариш жараёнида жисмларнинг кучлар ёки куч моментлари воситасида ўзаро таъсирилашиши рўй беради. Уларнинг таъсирилашуви натижасида жисмлар кўчади ёки айланма ҳаракатга келади. Агар F куч тъсирида жисм бирор s масофага кўчган бўлса, у ҳолда F куч билан таъсири

қилган жисм иш бажарган ҳисобланади. F куч ўзгармас бўлган ва жисм шу куч йўналишида кўчган энг содда ҳолда ишни шу катталиклар кўпайтмаси аниқлади:

$$A = F \cdot s \quad (18.1)$$

Агар куч кўчиш векторига нисбатан а бурчак остида йўналган бўлса (37-расм), у ҳолда уни икки ташкил этувчига: кўчиш вектори бўйлаб йўналган $F_{\perp} = F \cos \alpha$ бўйлама ташкил этувчига ва унга тик йўналган $F_{\parallel} = F \sin \alpha$ кўндаланг ташкил этувчига ажратиш мумкин. Бўндай ҳолда кучнинг иши фақат унинг бўйлама ташкил этувчиси билан аниқланади:

$$A = F_{\parallel} s = F s \cdot \cos \alpha. \quad (18.2)$$

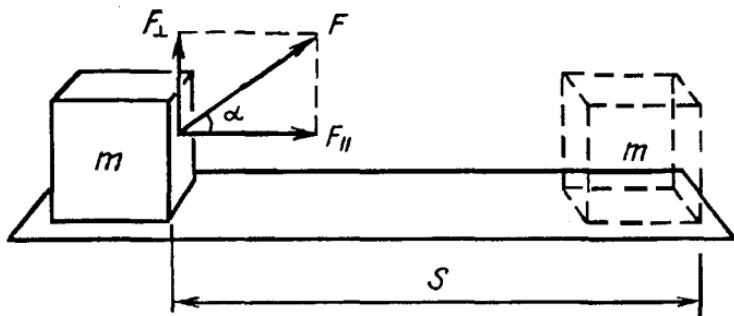
(18.2) формула \bar{F} ва \bar{s} векторларининг скаляр кўпайтмасидир:

$$A = (\bar{F} \cdot \bar{s}).$$

Шундай қилиб, ўзгармас \bar{F} кучнинг жисмнинг \bar{s} кўчишида бажарган иши ўша икки векторнинг скаляр кўпайтмасига тенг бўлган скаляр катталиkdir.

Жисм буровчи M куч моменти таъсирида ϕ бурчакка бурилса, бажарилган элементар иш:

$$dA = M \cdot d\phi \quad (18.3)$$



37-расм.

га тенг бўлади. У ҳолда тўла иш $A = \int_0^\phi M \cdot d\varphi$ ифодага кўра аниқланади.

Агар ишчи вагонеткага куч билан таъсир этса, лекин уни ўрнидан силжита олмаса ҳеч қандай иш бажармаган бўлади. Шунингдек, (18.2) ифодага асосан жисмга куч таъсир қилиб кўчиш рўй берса, аммо $\alpha = 90^\circ$ бўлса, кучнинг иши нолга тенг бўлади, чунки, $\alpha = 90^\circ$ бўлганида кучнинг кўчиш йўналишига проекцияси ҳам нолга тенг бўлади ва иш бажарилмайди.

Демак, айлана бўйлаб ҳаракатланаётган жисм кўчишида тик йўналган марказга интилма кучнинг иши ҳамма вақт нолга тенг. Ишнинг таърифига асосан хонада оғир яшикни қанча кўтариб турсак ҳам таъсир кути йўналиши билан горизонтал йўналиш орасидаги, бурчак $\alpha = 90^\circ$ бўлгани учун бажарилган иш $A = F \cdot s \cdot \cos 90^\circ = 0$ га тенг. Ҳеч қандай иш бажарилмаслиги тўғрими? Ҳар биримиз мабодо шундай иш билан шуғуллансан, қанчалик чарчашлигимизни, мускуларимизнинг оғришини биламиз.

Горизонтал йўналишда иш бажарилмаслиги ва (18.2) иш ифодаси тўғри формуладир. Жисмни кўтариб юриш учун унга вертикал йўналишда куч билан таъсир этамиз. Жисмни кўтариб туриш учун бизнинг мускуларимизга куч тушади ва кичик силжишлар рўй бериши мумкин. Кўллардаги ҳар бир ричаг ишида бир нечтадан мускул қатнашади. Ричаг ишлаганда мускуллар таранглашган бўлиб, бир-бирига қарама-қарши йўналишда таъсир қиласди. Акс таъсирашувчи мускулларнинг узлуксиз бўшашиб ва таранглостиб туришида кичик силжишлар рўй бериб туради. Кичик силжишлар бўлмаган тақдирда ҳам, юкни тутиб туриш учун қўл мускуллари юкнинг оғирлик кучига қарши иш бажаради. Шунинг учун чарчаймиз, мускуларимиз ҳақиқатан оғрийди. Лекин бу чарчашлик юкка горизонтал йўналишда тезлашиш бериш ва уни кўчиришда бажарилган иш эвазига бўлмайди.

Иш тушунчаси системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида механик энергиянинг ўзгариши билан боғлиқ. Система энергиясининг ўзгариши таъсир этётган ташқи кучлар бажарган ишга тенг бўлади. Механик иш фақат механик энергияга эмас, балки бошқа турдаги энергияларга

ҳам ўтади. Масалан, ишқаланиш кучлари бажарган иш иссиқлик энергиясига ўтса, динамомашина ротори айланганда бажарилган иш эса электромагнит энергияга айланади. СИ системасида иш бирлиги $1\text{Н}\cdot1\text{м}=1\text{Ж}$.

Техникада иш бирлиги сифатида 1кГм (килограммометр) бирлик ҳам кўп ишлатилади. $1\text{кГ}=9,8\text{ Н}$ бўлса, $1\text{кГм}=9,8\text{ Ж}$ га тенг. Берилган иш ҳажмини ҳар хил кишилар ёки турли механизmlар ҳар хил вақтларда бажаради. Бинобарин, эски уйдаги лифт сизни бешинчи қаватга кўтариши учун бир минут талаб этилса, баланд бинолардаги замонавий тезкор лифтлар учун бир неча секунд кифоя. Иккала механизмнинг оғирлик кучига қарши бажарган иши бирдай бўлсада, лекин у ҳар хил вақт ичидаги бажарилган. Кишиларнинг ва механизmlарнинг ишни бажариш тезлигини қувват тушунчаси орқали ифодаланади. Қувват ишнинг бажарилиш тезлигини ифодалайди. Бир бирлик вақт ичидаги бажарилган иш қувват дейилади. А ишни бажариш учун t вақт кетган бўлса,

$$\overline{N} = \frac{A}{t} \quad (18.4)$$

ўртача қувват дейилади.

Оний қувват

$$\overline{N} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (18.5)$$

ифодадан аниқланади.

СИ системасида қувват бирлиги $[N] = \frac{1\text{Ж}}{1\text{с}} = 1\text{Вт}$.

Буғ машинасининг саноатда қўлланишига сабабчи бўлган Шотландиялик инженер Жеймс Уатт (1736—1819) қувват бирлиги сифатида «1 от кучи» бирлигини киритган:

Бир от кучи (1 о.к.) $= 746\text{ Вт} \equiv \frac{3}{4}\text{ кВт} = 0,75\text{ кВт}$.

Бир от кучи қувват бирлигини тасаввур этиш учун менинада қўлланиладиган 1 кГм иш бирлигини эслайлик. 1 кГм иш бирлиги 1 кГ юкни 1 метр баландликка кўтаришда бажарилган ишга тенг эди. Оғирлиги 75 кг бўлган юкни 1 м баландликка 1 секундда кўтара оладиган одам ёки механизм қувватини «1 от кучи» дейилади:

$$1\text{ о.к.} = 75 \frac{\text{кГ}\cdot\text{м}}{\text{с}} \equiv 746 \frac{\text{Н}\cdot\text{м}}{\text{с}} = 746\text{ Вт.}$$

(18.4) формуладаги ишни (18.1) тенгликка асосан ифодаласак:

$$\overline{N} = \frac{F \cdot s}{t} = F \cdot \bar{\vartheta} \quad (18.6)$$

$\bar{\vartheta}$ — ўртача тезлик бўлиб, қувват ҳаракатлантирувчи кучнинг ҳаракат тезлигига кўпайтмаси билан ифодаланади.

(18.6) формулага кўра, ҳаракатланувчи қисмлар тезликларининг яратувчи кучга кўпайтмаси механизминг қувватини ифодалайди. Қувватни ошириш учун ҳаракатланувчи қисмлар яратувчи кучни ёки уларнинг тезлигини ошириш керак. Кучни ошириш учун эса ҳаракатланувчи қисмлар ўлчамларини ошириш керак. Тишли узатмаларда ўлчамлари турлича фидираклар ҳар хил бурчакли тезликларга эга бўлади: тезлиги катта фидирак кичик буровчи момент яратади, катта фидирак эса катта буровчи момент яратади, лекин унинг тезлиги кичик бўлади.

Масалан, қия текисликда автомобилнинг кўтарилиши учун катта тортиш кучи талаб этилади. Қувват формуласи (18.6) га асосан автомобиль тортиш кучини ошириш учун унинг тезлигини пасайтириш зарур бўлади ва шунинг учун тезликлар алмаштириш қутисининг қуий узатиш ҳолатига ўтилади.

19-§. Энергия турлари

Ерда тинч ётган тош иш бажармайди. Лекин уни бирор баландликка кўтарсак, пастига тушиб иш бажариши мумкин. Баландликка кўтарилган оғир жисмларнинг иш бажара олиш қобилиятидан иморатлар қурилиши мўлжалланган ерларни шиббалаш, у ерларга иморат ости қозикларини қоқиш мақсалларида фойдаланилади. Юқорига кўтарилган болға михга урилиб уни тахтага киритади ва иш бажаради. Сиқилган ёки чўзилган пружина қўйиб юборилганда, унга маҳкамланган юкни суриб иш бажаради. Ҳаракатдаги ҳаво тегирмоннинг паррагини ва тошни айлантириб донни майдалайди ва унга айлантириб беради.

Автомобиль двигатели цилиндрларидаги ёнилгининг ёниши натижасида двигатель иш бажаради. Бунда сиқилган газ юқори босим остидаги поршёнларни суриб иш бажаради.

Соғлом ҳар бир киши иш бажариши мумкин, лекин уларнинг иш бажариш қобилиялари турлича ва чекланган. Иш бажариш қобилиятига эга ҳар бир жисм ва ҳар бир киши энергияга эга дейилади. Энергия жисм ёки жисмлар системасининг иш бажара олиш қобилиятини кўрсатади.

Табиатда жисмлар энергияларининг чегаравий қийматлари билан б-жадвалдан танишиш мумкин.

б-жадвал

Табиатда энергиянинг ўзгариши

Жоуль	
10^{52}	Квазарнинг чақнаши
10^{48}	
10^{44}	
10^{-40}	Юлдузнинг чақнаши
10^{36}	
10^{32}	Қүёшнинг йиллик нурланиш қуввати
10^{28}	Ернинг айланиш энергияси
10^{24}	Ернинг Қуёшдан олган йиллик энергияси
10^{20}	Кучли Ер қимирлаши
10^{16}	Водород бомбаси
10^{12}	Биринчи атом бомбаси Ракетанинг учирилиши
10^8	Чақмоқ
10^4	Рентген нурининг ўлдирувчи дозаси Милтиқ ўқи
1	1 метр баландликдан 50 тийинлик танганинг тушиши
10^{-4}	Учувчи ҳашаротнинг қанот қоқиши
10^{-12}	Уран ядросининг бўлиниши
10^{-16}	Водород атомидаги электрон
10^{-20}	Химиявий боғланиш

Табиатда бир неча энергия турлари мавжуд: механик энергия, электр ва магнит майдон энергияси, нурланиш энергияси, иссиқлик, химиявий ва ядровий энергиялар.

Иссиқлик, химиявий ва ядервий энергиялар моддаларнинг асосан ички тузилиши билан боғлиқ бўлиб, ички энергия дейилади.

Жисмларнинг иссиқлик энергияси уларнинг таркибий қисмлари — атом ва молекулаларнинг кинетик, потенциал ва тебранма ҳаракат энергияларидан иборат. Химиявий энергия эса жисмда мужассамланган бўлиб, бирор кимёвий ҳодиса ёки реакция рўй берганда ажралиб чиқади. Масалан, портловчи моддалар, ёқилғи модда энергияси, зарядланган аккумулятор, сўндирилмаган оҳак энергиялари химиявий энергиядир. Электр токи, зарядланган конденсатор, магнит ва электромагнитлар электр ва магнит майдон энергияларига эга.

Радио тўлқинлари, иссиқлик нурланиши, ёруғлик, рентген нурлари ва бошқалар эса табиатан электромагнит энергияга эга бўлсада, нурланиш энергиясига эга деб айтилади. Атом ёки ядервий энергия ядроларнинг радиоактив парчаланишида ёки ядервий реакцияларда ажралади. Қуёш ва кўпчилик юлдузлар нурланишлари уларнинг ичидаги ядервий реакциялар билан боғлиқ бўлиб, ядервий энергия нурланишларидир.

Биз бу бобда, асосан, механик энергия турлари, кинетик ва потенциал энергия билан батафсилроқ танишамиз. Бошқа тур энергиялар ҳақида фақат тегишли бўлимларда фикр юритамиз. Жисмнинг ёки жисмлар системасининг механик энергияси деганда, уларнинг вазиятига ва ҳаракат ҳолатига боғлиқ энергиялари, яъни потенциал ва кинетик энергиялари тушунилади.

Жисмнинг потенциал энергияси унга турли кучларнинг таъсири натижасидир. Макроскопик жисмга, асосан, гравитация кучи ва электрик кучлар таъсир қилади. Шунинг учун жисмнинг потенциал энергияси икки хил: гравитацион потенциал энергия E_p^{gp} ва электрик потенциал энергия E_p^{el} дан иборат бўлади.

Жисмнинг масса маркази кўчганда у илгариланма ҳаракат кинетик энергияси $E_k^{““}$ га эга бўлади. Жисмнинг масса маркази тинч қолиб, унинг ўзи қўзғалмас ўқ атрофида айланиши мумкин. Бу ҳолда жисмнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергияси $E_k^{““} = 0$. Аммо жисмнинг айланишида

унинг айрим элементар бўлаклари айланалар бўйлаб ҳаракатда бўлади. Жисмнинг айланниши билан боғлиқ энергияси айланма ҳаракат кинетик энергияси E_k дейилади. Жисмнинг айланма ҳаракатида унинг масса маркази ҳам кўчса, кинетик энергияси икки қисмдан: ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат кинетик энергияларидан иборат бўлади. Жисм энергияси унинг иш бажариш қобилиятини кўрсатади, деган эдик. Механик энергия жисмларнинг механик ҳолатига боғлиқ бўлади: думалаётган фиддирак катта тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлса, катта иш бажара олади, кичик тезлик билан думалаётган бўлса, кичикроқ иш бажара олади. Тўхтаб турган фиддирак энергияга эга бўлмаганлиги учун иш бажара олмайди.

Чўзилган пружина чўзилиши катта бўлса, катта иш бажариши мумкин, кам чўзилган пружинанинг иши ҳам озгина бўлади. Умуман чўзилмаган пружина эса иш бажармайди, яъни энергияга эга эмас дейилади. Жисмнинг иш бажариши жараёнида унинг иш бажариш қобилияти, яъни энергияси ўзгариб боради: бажарилган иш миқдори ортиб бориши билан жисмнинг энергияси камайиб боради. Мисол учун узоқ масофага югурувчи спортчининг босиб ўтган йўли ва демак, бажарган иш миқдори ортган сари унинг иш бажара олиш қобилияти ва тезлиги камайиб боради. Иш бажарувчи машина ва механизмларда эса иш узлуксиз бажарилади: уларнинг иш бажариш қобилияти, яъни энергияси ўзгармас сақланиши учун энергия манбаидан узлуксиз энергия келиб туради.

Иш қандай бирликларда ўлчанса, энергия ҳам ўшандай бирликларда ўлчанади. СИ системасида энергия бирлиги ҳам 1 жоуль = 1 Ж. Иssiқлик энергияси бирлиги сифатида, одатда калория (кал.), килокалория (ккал) бирликлари ишлатилади. 1 кал иссиқлик энергияси 0,24 жоуль ишга эквивалентdir:

$$1 \text{ кал} = 0.24 \text{ Ж}; \quad 1 \text{ Ж} = 4,18 \text{ кал.}$$

20-§. Кинетик энергия

Илгариланма ҳаракатда кинетик энергия. Жисмнинг ҳаракат энергияси кинетик энергия дейилади. Ҳаракат қилаётган жисм кинетик энергияга эга бўлади; ҳаракатдан тўхта-

са, кинетик энергияси йўқолади. Кинетик энергия ҳаракат тезлигига боғлиқ. Бир хил тезлик билан кетаётган, массалари ҳар хил бўлган шарчалар бирор тўсиққа урилса, турлича иш бажаради: массаси кичик жисм тўсиққа урилиш натижасида тўхтаб қолса, массаси катта жисм тўсиқни йиқитиб ўз ҳаракатини давом эттириши ҳам мумкин. Демак, массаси катта жисмнинг кинетик энергияси ҳам катта бўлади.

Ховли дарвозасидан ҳар куни кириб чиқиб юрган енгил машина тасодифан дарвоза деворига тегиб кетса, девор унчалик шикастланмаслиги мумкин. Юк машинаси эса (айниқса, юки билан) дарвоза деворига кичик тезлик билан тегиб ўтса ҳам анча «катта иш» бажариб кетиши мумкин: ҳаракатдаги жисмнинг иш бажариш қобилияти унинг фактат тезлигигагина эмас, балки массасига ҳам боғлиқ.

Жисмнинг кинетик энергияси унинг массаси ва тезлигига қандай боғлиқ эканлигини кўриб чиқайлик. Тинч турган жисм F куч таъсирида тезланиш олиб, s масофани босиб ўтади ва бирор $\vartheta = \sqrt{2as}$ тезликка эришади. Жисм тезланиши $a = F/m$ бўлса, $\vartheta^2 = 2 \frac{F}{m} s$ ёки $F \cdot s = \frac{m\vartheta^2}{2}$ га тенг бўлади. Ишқаланиш ва қаршилик кучлари бўлмагандан, F кучнинг s кўчишда бажарган иши $A = F \cdot s$ эвазига жисм ϑ тезликка ва $E_k = A$ кинетик энергияга эга бўлади:

$$E_k = \frac{m\vartheta^2}{2} \quad (20.1)$$

Демак, жисмнинг кинетик энергияси массанинг биринчи даражасига ва тезликнинг квадратига пропорционал бўлади: жисмнинг массасига боғлиқ бўлган ҳолда, асосан тезликнинг ўзгариши билан белгиланади. Жисмнинг олган кинетик энергияси унинг устида бажарилган иш миқдори билан аниқланади. Масалан, миљтиқ отилганда порох массасининг ёнишидан ҳосил бўлган F босим қути ўққа тезланиш бериб, уни стволдан чиққунча $s = \frac{a t}{2}$ масофага кўчириб иш бажаради ва унга $E_k = F \cdot s = \frac{m\vartheta^2}{2}$ кинетик энергия беради. Ствол узунлиги s катта бўлган милтиқда F куч ўққа узоқ муддат таъсир этиб катта тезланиш, тезлик ва демак, катта кинетик энергия беради. Бинобарин, узун стволли милтиқ-

дан отилган ўқ тезлиги кичик стволли тўпончадан отилган ўқ тезлигидан катта бўлади.

Айланма ҳаракатда кинетик энергия. Жисм айлана бўйлаб ёки ўз ўқи атрофида айланма ҳаракатда бўлганида кинетик энергияга эга бўлади. Айланиш ўқидан r масофада бўлган моддий нуқтанинг чизиқли ва бурчакли тезликлари $\vartheta = \omega r$ боғланишда бўлиб, инерция моменти $I = mr^2$ га тенг. Унинг кинетик энергияси:

$$E_k^{a\ddot{\omega}, i} = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{I\omega^2}{2}. \quad (20.2)$$

Қаттиқ жисм элементар бўлакчасининг кинетик энергияси

$$E_i = \frac{\Delta m_i \vartheta_i^2}{2}$$

бўлганлиги учун айланадиган жисмнинг кинетик энергияси шу жисмни ташкил этувчи элементар бўлакчалари кинетик энергияларининг йифиндисига тенг:

$$E_k = \sum_{i=1}^N E_i = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2.$$

$I = \sum_{i=1}^N \Delta m_i r_i^2$. қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти эканлигини ҳисобга олиб, қуйидаги ифодани ёзамиш:

$$E_k^{a\ddot{\omega}, i} = \frac{I\omega^2}{2} \quad (20.3)$$

Кўзгалмас ўқ атрофида айланувчи қаттиқ жисмнинг кинетик энергияси унинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти I билан бурчакли тезлиги ω квадрати кўпайтмасининг ярмига тенг бўлади. Илгариланма ҳаракатда кинетик энергия жисм массаси билан чизиқли тезлиги квадратига пропорционал ўзгарса, айланма ҳаракатда масса ролини ўтовчи инерция моменти билан бурчакли тезлиги квадратига пропорционал ўзгарар экан.

Умумий ҳолда, қаттиқ жисмнинг тўла кинетик энергияси илгариланма ва айланма ҳаракат кинетик энергиялари йифиндисига тенг:

$$E_k = E_k^{a\ddot{\omega}} + E_k^{a\ddot{\omega}, i} = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (20.4)$$

Милтиқ стволидан отилган ўқ айланмасдан чиқса, кинетик энергияси $\frac{m\theta^2}{2}$ га тенг, айланма ҳаракатланиб чиқса, унинг қинетик энергияси $\frac{I\omega^2}{2}$ қадар катта бўлар экан.

Демак, милтиқ стволи ичкӣ қисмининг винтсимон қилиб ясалиши бир томондан ўқнинг нишонга бориб тегиши аниқлигини оширса, иккинчи томондан ўқнинг умумий энергияси ва зарб кучини ошириш имконини беради. Техника соҳасида кўпчилик машина ва механизмлар стационар ҳолатда ишлайди ва уларнинг асосан айланувчи қисмлари иш бажаради. Газ турбиналари, электромоторлар, токарь, фрезер ҳамда дурадгорлик станоклари ва бошқа қирқиш ҳамда йўнишга мўлжалланган қурилмалар айланувчи қисмларининг энергияси уларнинг бурчакли тезликларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун ҳам бундай қурилмалар айланувчи қисмлари, одатда, катта бурчакли тезликларга эга бўлади.

Жисмларнинг массаси ортиши билан ҳам кинетик энергияси ортади. Масалан, милтиқдан отилган ўқ ва замбарак ўқи тезликлари бир хил бўлган ҳолда, замбарак ўқнинг массаси милтиқ ўқнинг массасидан неча марта катта бўлса, унинг кинетик энергияси ҳам шунча марта катта бўлади. Машина ва механизмларда массасининг ортиши билан уларнинг ўлчамлари ортади, ихчамлиги йўқолади, инерция ортиши натижасида тезкорлиги сусаяди ва ўзларининг энергия сарф қилиши ортади.

Қайд қилиб ўтиш лозимки, энергия тушунчasi нисбий тушунча бўлиб, жисмнинг кинетик энергияси ҳам нисбий катталиkdir. Жисмнинг ҳаракат тезлиги турли саноқ системалари учун ҳар хил қийматларга эга бўлганлиги сабабли кинетик энергияси катталиги ҳам саноқ системаларига боғлиқ бўлади. Масалан, ҳаракатдаги автомобилнинг йўл чеккасида турган кузатувчига нисбатан тезлиги $\vartheta_0 = 36$ км/соат бўлса, у билан ёнма-ён кетаётган худди шундай тезликдаги автомобилга нисбатан тезлиги $\vartheta' = 0$ га тенг. Кинетик $E_k = \frac{m\theta^2}{2}$ энергия ифодасида қатнашувчи v тезлик нисбий тезлик бўлиб, энергия қиймати қайси саноқ системасига нисбатан олинишига боғлиқ.

Автомобилнинг турган кузатувчига нисбатан кинетик энергияси, тахминан,

$$E_k = \frac{10^2 \text{ кг} \cdot 10^2 \text{ м}^2}{2c^2} = 50 \text{ кЖ}$$

бўлса, ўзи билан ёнма-ён кетаётган автомобилга нисбатан эса $E_k^1 = 0$ га тенг.

Демак, турли саноқ системалари учун жисмнинг кинетик энергияси турлича бўлиб, унинг иш бажариш қобилиятини кинетик энергиянинг қиймати эмас, унинг ўзгариши белгилар экан. Ҳақиқатан, милтиқдан отилган ўқ унга нисбатан тинч турган жисм учун катта энергияга эга ва катта иш бажариши мумкин. Лекин ўқ йўналишида ўқнинг тезлигига тенг тезлик билан ҳаракатдаги ракетада ўтирган одам қўллари билан ўқни бемалол тутиб олиши мумкин, чунки ўқнинг нисбий тезлиги ва нисбатан иш бажариш қобилияти нолга тенг. Шунга ўхшаш мисолларни кундалик турмушдан кўплаб келтириш мумкин. Футболчи зарб билан теглан тўпни дарвозабон қўллари билан тутганда даставвал қўлларини тўпнинг ҳаракат йўналишида бироз ҳаракатга келтиради. Бу билан у тўпнинг нисбий тезлигини ва иш бажариш қобилиятини бироз бўлсада, камайтиради.

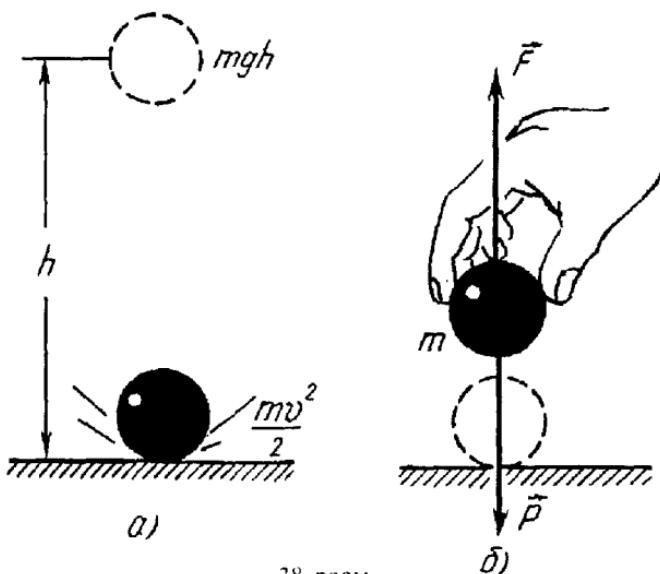
21-§. Потенциал энергия

Ер сатҳидан h баландликда турган жисмга $P = mg$ оғирлик кучи таъсир этади. Агар жисм қўйиб юборилса бу куч таъсирида Ерга тушади. Ерга урилиш пайтида ϑ тезликка ва оғирлик кучининг h кўчишда бажарган иши эвазига $E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$ кинетик энергияга эга бўлади (38-а расм):

$$A = P \cdot h = mgh = \frac{m\vartheta^2}{2}. \quad (21.1)$$

(21.1) тенгликка асосан h баландликда турган $E_p = mgh$ потенциал энергияли жисм иш бажара олиш қобилиятига эга дейиш мумкин.

Ер сиртида турган m массали жисмни жуда секинлик билан кўтаратайлик. \vec{F} мускул кучи dh масофада $dA = Fdh$ иш



38-расм.

бажаради (38-б расм). Жисм секин, тезланишсиз күтарилиганда ҳар бир дақиқаларда мускул кучи йўналиши \bar{P} га қарама-қарши ва сон жиҳатдан оғирлик кучи \bar{P} га тенг бўлади:

$$dA = -\bar{P}dh.$$

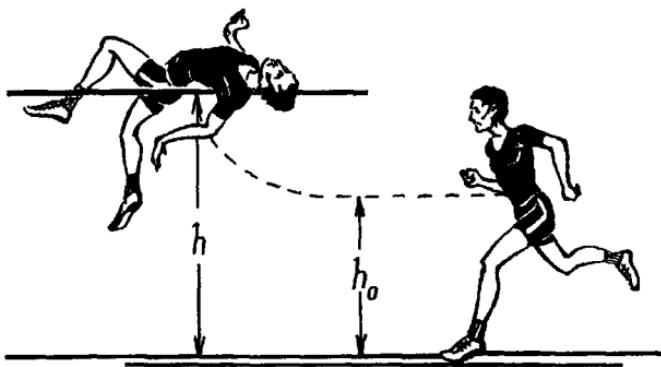
Шу йўсинда жисмни h баландликка күтарилиганда бажарилган тўла иш жисмнинг оғирлик кучини енгиш учун сарф қилиниб,

$$A = \int dA = - \int_0^h \bar{P} dh = -mgh \quad (21.2)$$

га тенг бўлади.

Бу ҳолда биз жисм устида $A = mgh$ иш бажарган бўламиз. Оғирлик кучи таъсирида жисмнинг h баландликдан тушибшида бажарилган иш эса биз бажарган ишга сон жиҳатидан тенг, лекин ишораси қарама-қарши бўлади. Спортчи баландликка сакраганда унинг оёқлари мускул кучлари оғирлик кучига қарши $A = P(h - h_0)$ иш бажаради ва уни (21.2) ифодага асосан h баландликка кўтаради. Бунда h баландлик сифатида спортчи оғирлик маркази баландлигининг ўзгариши $(h - h_0)$ тушунилади (39-расм).

Қадим замонлардан механиканинг «кучдан ютсанг, ма-софадан ютқазасан» деган олтин қоидаси маълум. Масалан,



39-расм.

юк қия текислик бүйича күтарилса, оғирлик кучига қарши күч иш бажаради (ишқаланиш күчларига қарши бажариладын ишни кичик деб ҳисоблаймиз). Агар қия текислик ётиқроқ бўлса, у ҳолда йўл узун, лекин юкка кичикроқ күч қўйиш мумкин. Тикроқ текислик бүйича юкни кўтариш оғирроқ лекин шунинг эвазига йўл қисқароқ бўлади. m массали жисмни h баландликка кўтариш учун бажарилган A иш ҳамма ҳолларда бир хил бўлиб, mgh га teng. Бу оғирлик кучининг Энг муҳим хоссасидир: иш йўлнинг шаклига боғлиқ эмас, балки у фақат жисмнинг бошланғич ва охирги вазиятлари билан аниқланади. Шундай хоссага эга бўлган күчлар потенциал күчлар ёки консерватив күчлар дейилади. Улар учун потенциал энергияни аниқлаш мумкин. Одатда, Ер сиртида потенциал энергия қийматини нолга тенг деб танлаб олинади. У ҳолда ихтиёрий нуқтада потенциал энергия жисмни Ер сатҳидан шу нуқтага кўчиришда бажарилган ишга teng бўлади.

Фақат оғирлик күчларигина эмас, балки электростатик ўзаро таъсир күчлари ҳам потенциал күчлардир. Кулон қонуни ($F \approx q_1 q_2 / r^2$). Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонунига ($F \approx m_1 m_2 / r^2$) жуда ўхшаш бўлиб, ҳаттоқи потенциал энергия формулалари ҳам деярли бир хил: иккала ҳолда ҳам энергия ўзаро таъсирлашаётган жисмлар орасидаги ма-софага тескари пропорционал ($F \approx q_1 q_2 / r$) ва ($F \approx m_1 m_2 / r$). Аммо ишқаланиш күчлари иши йўлнинг шаклига боғлиқ ва бундай күчлар нопотенциал күчлар ёки ноконсерватив күчлар дейилади.

Сиқилган ёки чўзилган пружина потенциал энергияси E_p милитиқларда, тўппонча ва тўпларда тепкини ҳаракатга келтиришда қўлланилади. Буралган пружиналар потенциал энергияси соатлар, граммофон, болалар ўйинчоқлари ва турли ёзув асбобларининг ишлашини таъминлайди. Осма соатларда эса P юкни h баландликка кўтариб қўйилади. Юкнинг $E_p = mgh$ потенциал энергияси осма соат механизмларини ҳаракатга келтиради. Тўғонларда h баландликка кўтарилиган сувнинг потенциал энергияси гидростанциялар турбиналарини ҳаракатга келтиради. Қисилган пружина, эгилган рессоралар, таранг тортилган камон ва бошқа эластик деформацияланган жисмлар эластиклик $E_p^{''}$ потенциал энергияга эга бўлади.

Эластик деформацияланган жисмлар потенциал энергияси жисмдаги атомларнинг ўзаро силжиши билан боғлиқ бўлиб, табиатан электрик $E_p^{'''}$ потенциал энергиядан иборат. Ердан h баландликка кўтарилиган ва Ерга нисбатан $E_p^{''''} = mgh$ энергияга эга бўлган барча жисмлар потенциал энергияси эса, уларнинг Ерга тортилиш кучига қарши бажарилган иш билан боғлиқ бўлиб, табиатан гравитацион $E_p^{''''}$ потенциал энергиядан иборатдир.

Барча энергия тушунчалари каби потенциал энергия ҳам нисбий тушунчадир. Жисм потенциал энергияси нимага тенг деганда, « mgh » га тенг деб айтиш тўғри бўлавермайди. Чунки h баландликнинг қаердан ҳисобланиши аниқ эмас. Жисмни қудуққа ёки шахта чукурлигига ташлаб юборсак, у қўшимча кинетик энергияга эга бўладику? Демак, Ер сиртидаги жисм потенциал энергияси, аслида, нолга тенг эмас. Шу боисдан ихтиёрий нуқтадаги жисмнинг абсолют потенциал энергияси тушунчаси физик маънога эга эмас. Фақат икки нуқта, икки баландлик орасидаги потенциал энергиялар айирмаси мазмунга эга. Жисмнинг иш бажариш қобилияти эса унинг дастлабки ва охирги ҳолатлари потенциал энергиялари айирмаси билан белгиланади.

22-§. Энергиянинг сақланиш қонуни

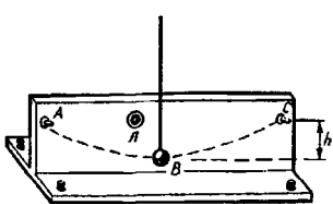
Жисмнинг механик энергияси унинг кинетик ва потенциал энергиялари йифиндисидан иборат эканлигини кўрдик. Тажрибалар кўрсатадики, ташқи таъсир бўлмагандан

жисмнинг ёки жисмлар системасининг тўла механик энергияси доимий сақланади:

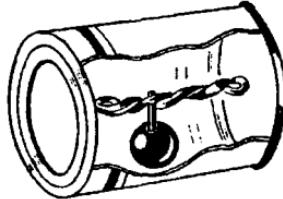
$$E_k + E_p = \text{const.} \quad (22.1)$$

Система потенциал энергиясининг камайиши унинг кинетик энергиясининг ортишига ва аксинча, кинетик энергиясининг камайиши потенциал энергиясининг ортишига олиб келади. Бу механик энергиянинг сақланиш қонунини бўлиб, уни қўйидаги тажриба мисолида кузатиш мумкин (40-расм). Узун ирга осилган B жисмни h баландликка оғдириб, C нуқтадан қўйиб юборайлик. Жисм ўзининг энг пастки нуқтасидан ўтишда тезлиги максимал қийматга эришади ва ҳаракатини давом эттириб, яна h баландликдаги A нуқтага кўтарилади. Жисмнинг кўтарилиган h баландлигини шу сатҳда ўрнатилган L лампочканинг ёниши кўрсатади. Дастребки C ва охирги A нуқталарда $E_p = mgh$, $E_k = 0$ бўлса, ўртадаги энг пастки B нуқтада $E_p = 0$; $E_k = \frac{mv^2}{2}$ га тенг. A ва C нуқталардаги потенциал энергия B нуқтада кинетик энергияга айланади. CB оралиқда потенциал энергиянинг камайиши билан кинетик энергия ортиб борса, BA оралиқда аксинча, потенциал энергия ортиб бориши билан кинетик энергия камайиб боради. Ҳаракат траекторияси CBA чизигининг ҳар бир нуқтасида эса $E_k + E_p = \text{const}$ бўлади.

Механик энергиянинг сақланиш қонунига оид қўйидаги курилмани (41-расм) уй шароитида ҳам ясашимиз мумкин. Како ёки қаҳвадан бўшаган цилиндр шаклидаги идишнинг ўқи бўйлаб авиамоделнинг моторчаларидаги ишлатиладиган резиналаридан чирмов қилинади. Чирмовнинг учлари идиш-



40-расм.



41-расм.

нинг тубига ва қопқоғига маҳкамланади. Резина чирмовининг ўртасига қўрғошин ючча боғланади. Идишни полга кўйиб, итариб юборсак, думалаб бориб, бир ерда тўхтайди ва ҳаммани ҳайратда қолдириб, орқага думалай бошлайди. Чунки идиш думалаганда ючча вертикал осилиб туради ва у айланганда резина буралади. Идишнинг кинетик энергияси резинанинг буралиш потенциал энергиясига айланади ва у тўхтайди. Сўнгра резина ечила бошлайди ва идишни орқага ҳаракатлантиради: бунда потенциал энергия кинетик энергияга айланади. Бу тажрибада энергиянинг сақланиш қонуни энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланиши нуқтаи назаридан кузатилади. Идишнинг ҳаракати мобайнида энергиянинг бир қисми йўқолади ва охир оқибатда идиш ҳаракатдан тўхтайди.

Ёпиқ системанинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси ўзгармас сақланади. Бу қонун механик энергиянинг сақланиш қонунидир. Юқоридаги тажрибаларга асосан, система га ташқи таъсир жуда кичик деб ҳисобланганда, яъни ҳавонинг қаршилик кучи ва ишқаланиш кучлари етарлича кичик бўлганда, жисм кинетик энергиясининг ортиши билан потенциал энергияси камаяди ва аксинча, жисм ҳаракат траекториясининг ҳар бир нуқтасида кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси эса ўзгармас сақланади.

Хусусан, Ер ва ундан h баландликда турган жисмдан иборат системада уларга ташқи кучлар таъсир этмаса, система нинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси ўзгармас сақланади. h баландликда тош $E_p = mgh$ потенциал энергияга эга бўлса, Ерга тушганда $E_k = \frac{mv^2}{2}$ — кинетик энергияга эга бўлади.

Тош ергача тушиш жараёнида, ҳаракатнинг ҳар бир нуқталарида тўла энергия $mgh + \frac{mv^2}{2} = E_p + E_k$ ўзгармас сақланади.

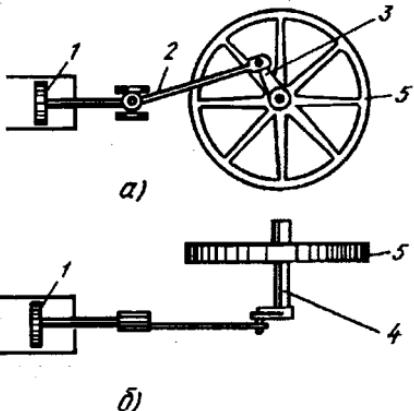
Энергиянинг сақланиш қонуни умуман табиатда мълум бўлган барча турдаги энергияларга оид бўлиб, табиатда муҳим бўлган сақланиш қонунларидан биридир. Табиатда содир бўладиган хилма-хил ҳодисаларда механик энергия қис-

ман электр энергияга, иссиқлик ва нурланиш энергиясига, химиявий ва ядовий энергиялар иссиқлик ва механик энергияларга ва аксинча, электр ва магнит майдон энергиялари ўз навбатида механик, нурланиш энергияларига айланиши мумкин.

Энергиянинг бир турдан иккинчи турга ўтишида биринчи тур энергия қанча камайса, иккинчи тур энергия шунча ортади ва барча турдаги энергиялар учун қуйидаги сақланиш қонуни ўринли бўлади: энергия йўқдан бор бўлмайди, бордан йўқ бўлмайди, фақат бир турдан иккинчи турга айланаб, бир жисмдан (ёки жисмлар системасидан) бошқа жисмга (ёки жисмлар системасига) ўтади. Бу қонун табиат умумий қонунларидан бири — материя ва ҳаракат сақланиш қонунининг намоён булишидир.

Энергиянинг сақланиш қонуни — амалда. Табиатда ҳар бир тирик организм овқатланади, ҳазм қилган озуқадан ажralиб чиқсан энергия ҳисобига механик ҳаракат қиласди, юради, туради, яшайди.

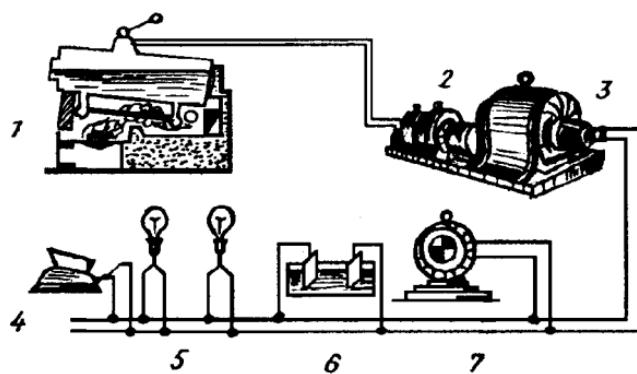
Қадим замонларда ҳам кишилар механик энергияни иссиқлик энергиясига айлантиришни билганлар — чақмоқ тошни бир-бирига уриб олов ёқсанлар. Қуёш нурлари энергияси Ер, сув ва ҳавони иситади ва бизга ҳёт бағишлайди. Сўндирилмаган оҳакка сув қуйилса, химиявий энергия иссиқлик энергиясига айланади, сувга сульфат кислота ёки спирт қўшилса исиди ва ҳоқазо. Автомобиллар, тракторлар, қишлоқ хўжалиги ва транспорт соҳасида ишлатиладиган турли машина ва механизмларнинг механик ҳаракат энергияси уларнинг ички ёнув двигателларидаги ёнилғининг ёнишидан ҳосил бўлган иссиқлик энергияси эвазига ҳосил бўлади (42-расм). Ёнилғининг ёниши натижасида босим ортади ва газ кенгайиб, (1) поршени цилиндр бўйлаб итаради. Буровчи момент таъсирида эса (2) шатун ва (3) кривошип ёрдамида (4) тир-



42-расм.

сакли вал айланма ҳаракатга келади. Тирсакли валга ўрнатилган (5) маҳовик энергияси валнинг бир текисда айланишини тарьминлайди. Валнинг етарлича бир текисда айланишига ҳамда катта қувватга эришиши учун двигателларни кўп цилиндрли одатда, тўрт цилиндрли қилиб ясалади. Двигатель цилиндрларидағи газнинг кенгайишидан ҳосил бўлган қувват ёнилгининг таркибига, унинг солиштирма ёниш иссиқлигига боғлиқ. Бу қувватнинг бир қисми ишқаланиш кучларини енгиш учун кетса, асосий қисми двигатель ёрдамчи механизмларини ҳаракатга келтириш учун ва поршенин дастлабки ҳолатига қайтариш учун сарф бўлади. Машинанинг механик энергияси айланувчи тирсакли валнинг қуввати билан белгиланади.

Турмушда фойдаланиладиган оддий электр чироқларидан тарқалаётган ёруғлик энергияси, токарь ёки дурадгорнинг станиногини юритаётган электр энергияси бир неча энергия айланышлари натижасида ҳосил бўлади ГРЭСлар мисолида (43-расм) (1) буғ қозони ўтхонасида ёнаётган ёқилгининг химиявий энергияси иссиқлик энергиясига айланади ва қозон деворлари орқали сувга берилади. Қайнаш натижасида ҳосил бўлган буғ босим остида қувурлар орқали (2) турбинага боради ва буғнинг иссиқлик энергияси турбина роторининг механик айланма ҳаракат энергиясига айланади. Турбина ротори айланиши натижасида (3) электр генераторининг якори айланма ҳаракатга келади. Ҳосил қилинган электр энергия (4) лазмолларда иссиқлик, (5) лампочкаларда ёруғлик, (6) эле-



43-расм.

тролитик ваннада химиявий ва (7) моторда механик энергияси сифатида сарф бўлади.

Табиатда кузатиладиган ҳар бир ҳодисада энергиянинг бир турдан иккинчи турга ёки бир вақтнинг ўзида бир неча турларга айланиши рўй бериб туради. Энергиянинг сақланиш ва айланиш қонуни табиатнинг муҳим сақланиш қонунларидан бири бўлиб, оқибатда, материя ҳаракатининг йўқ бўлмаслигини, ҳаракатнинг фақат бир турдан бошқа турга ўтишини кўрсатади.

23-§. Оддий механизмлар. Механиканинг олтин қонуни

Иш ва энергия тушунчалари кундалик турмушда oddий механизмларнинг ишлаш жараёнида яққол намоён бўлади. Оддий механизмлар деганда, кучнинг қийматини ёки йўналишини алмаштириб берувчи қурилмалар тушунилади. Блок ва полиспаст, ричаг, винт, домкрат, пона, чигир ва бошқалар oddий механизмлардир. Ишқаланиш ва қаршилик кучлари кичик бўлганда oddий механизмнинг бажарган иши унинг устида бажарилган ишга тенг бўлади. Масалан, кўзгалмайдиган блок ипининг бир учидан тортаётган ишчининг бажарган иши ип иккинчи учининг юкни кўтаришда бажарган иши ломнинг тошни кўтаришда бажарган ишига тенг.

Иш катталиги кучнинг йўлга кўпайтмасидан иборат бўлганлиги учун йўл қанчалик катта бўлса, куч шунчалик кичик бўлади ва аксинча. Демак, йўлдан қанча ютқазсак, кучдан шунча ютамиз. Хусусан, ишчининг кўли ҳаракатлантираётган ломнинг уни тошни кўтараётган иккинчи учига қараганда уч марта катта йўл юрса, ишчи кўли тошнинг оғирлигидан уч марта кам куч сезади. Барча машина ва механизмлар учун ўринли бўлган бу қонун механиканинг олтин қонуни дейилади ва қисқача «кучдан қанча ютилса, йўлдан шунча ютқазилади ва аксинча, йўлдан қанча ютилса, кучдан шунча ютқазилади» деб юритилади.

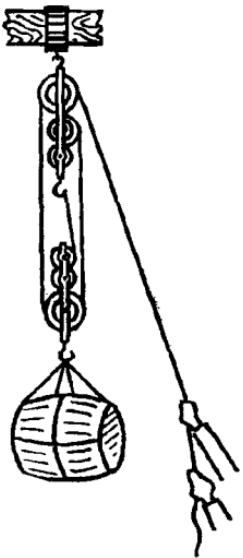
Блок ва полиспастлар. Кўзгалмас блок oddийгина дисксимон фидирақдан иборат бўлиб, унинг гардиши тарнов шаклида ясалган. Блок устидан ўтказилган сим арқоннинг бир учига юк осилади. Блоклар, одатда, юкларни кўтариш

мақсадларida қўлланилади. Блок ипининг бўш учидан пастга тортиб юкни юқорига кўтарилади. Бунда ипнинг ҳар иккала уни ҳамда юк бир хил йўл босади. Ипнинг юкни кўтаришда бажарган иши ишчининг ипни тортишдаги бажарган ишига тенг. Демак, кўзғалмас блокдан фойдаланиш кучдан ҳам, йўлдан ҳам ютуқ бермайди. Юқорига тортишдан кўра пастга тортиш қуай бўлганлиги учунгина бу тоифа блоклардан фойдаланиш мақсадга мувофиқ ҳисобланади.

Кўчар блокдан фойдаланиш кучдан икки марта ютуқса олиб келади. Блокдан ўтказилган ипнинг уни маҳкамлаб қўйилади. Ипнинг бўш учидан кўтарилиганда йўлдан икки марта ютқазамиз. Механиканинг олтин қонунига кўра эса кучдан икки марта ютилади,

Бир қисқичга кетма-кет ўрнатилган бир неча блоклар тўплами *полиспаст* дейилади. 44-расмда кўрсатилган полиспастнинг учта блоки қўзғалувчан бўлганлиги учун ипнинг бўш учининг юрган йўлига қараганда кўтарилаётган юкнинг юрган йўли $2 \times 3 = 6$ марта кўп. Юкни кўтариш учун керак бўлган куч эса, аксинча, юкнинг оғирлик кучидан 6 марта кичик бўлади.

Кучдан янада кўпроқ ютиш учун полиспастларнинг маҳсус тури — айирма полиспастлардан фойдаланилади. Айирма полиспаст битта кўчар блок ва битта кўчмас блокдан иборат. Айирма полиспастлар автомобиль устахоналарида, гаражларда ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида оғир юкларни кўтаришда қўлланилади.



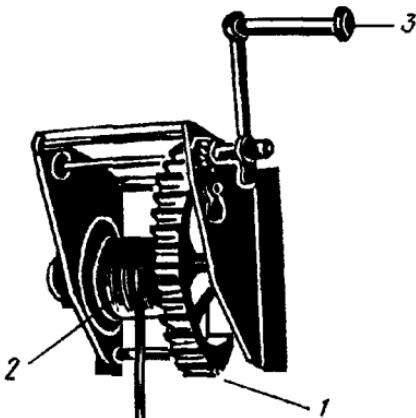
44-расм.

Чиғир. Чиғир (1) тишли узатма билан (2) сим ўралувчи фалтак биримасидан иборат бўлиб, катта юкларни кўтаришда ишлатилади. Чиғир (3) дастаси кичик диаметрли тишли фидиракни айлантиради. Тишли узатманинг катта фидираги фалтак ўқига ўрнатилган (45-расм). Бу қурилмада йўлдан ютқазиш ва кучдан ютиш, биринчидан, чиғир дастаси узунлиги билан фалтак радиуси орасидаги фарқقا боғлиқ бўлса, ик-

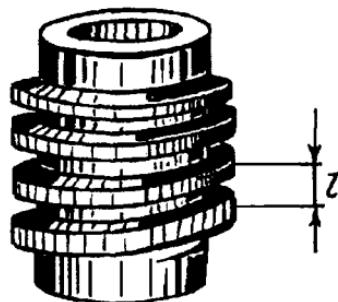
кинчидан, тишли узатма филдираклари радиуслари фарқига боғлиқ. Чифирдаги эришиш мумкин бўлган кучдан ютиш катталиги чифир дастаси узунлигининг фалтак радиусига нисбати билан узатма тишли филдираклари радиуслар нисбатининг кўпайтмасига тенг. Чифирлар ишлаб чиқариш корхоналарида, юк кўтариш кранларида, юк ташувчи кемаларда уларнинг якорлари ва юкларини кўтариш ҳамда туширишда қўлланилади.

Винт. Домкрат. Винт ўймали цилиндр бўлиб, унинг ҳар бир ўймаси цилиндрга ўралган қия текисликни эслатади. Ёнма-ён икки ўймалар орасидаги 1 масофа винт қадами дейилади (46-расм). Болт бир марта тўла бурагандан унинг гайкага кириш масофаси винтнинг қадамига тенг бўлади. Қия текислик билан таққосланганда винтнинг қадами қия текислик баландлигини эслатса, винт айланаси узунлиги эса қия текислик узунлигига мос келади.

Домкрат винтдан ва уни айлантириш учун зарур бўлган ричаг-дастадан иборат. Домкрат дастасини ҳаракатлантириш билан вертикал ўрнатилган винтни гайкага киритилади ёки чиқарилади, натижада домкрат автомобилни юқорига кўтарди ёки туширади. Домкрат дастасини ҳаракатлантирувчи кучнинг баражган иши винтнинг юкни кўтаришда баражган ишига тенг. Домкрат дастасининг босиб ўтган йўли винт қадамдан неча марта катта бўлса, винтнинг гайкага босим кучи ҳам дастани ҳаракатлантирувчи кучдан шунча марта



45-расм.



46-расм.

катта бўлади. Винтли домкрат ёрдамида жуда катта кучларни ҳосил қилиш мумкин. Шунинг учун винтли домкратлардан оғир юкларни, иморатларни қўтаришда, қадимий ёдгорлик бинолари деворларини ўрнидан силжитиш, баъзи тиклаш ишларини бажаришда ва бошқа мақсадларда фойдаланилади.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Иш ва энергия тушунчалари бир-биридан нима билан фарқ қиласди?
2. Ишни таърифланг ва уни турли жараёнларга татбиқ қилинг.
3. Консерватив ва ноконсерватив кучлар деганда нимани тушунасиз?
4. Кувват нима ва у қандай бирликларда ўлчанади? Машина ва механизмларнинг қуввати қандай аниқланади?
5. Энергиянинг қандай манбаларини биласиз?
6. Механик энергиянинг қандай турлари мавжуд?
7. Илгариланма ва айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси ифодасини ёзинг.
8. Ернинг тортиш кучи майдонида жисмнинг кўчирилишида бажарилган иш унинг потенциал энергиясини қандай ўзгаришига олиб келади?
9. Механик энергиянинг сақланиш қонунини ёзинг ва уни амалда қўлланишига мисоллар келтиринг.
10. “Механиканинг олтин қонуни”ни таърифланг ва уни оддий механизмларда бажарилишини тушунтиринг.

V бўб. БУТУН ОЛАМ ТОРТИШИШ ҚОНУНИ

24-§. Табиатда фундаментал кучлар. Ер билан Ойнинг ўзаро таъсир кучи ҳақида

Кундалик турмушда турли куч тушунчаларига дуч келамиз. Амалда биз ишлатадиган барча кучлар, уларнинг номлари қанчалик турли-туман бўлишилигидан қатъи назар, табиатда мавжуд бўлган тўрт хил фундаментал кучларнинг турли шароитлардаги кўринишларидир. Табиатдаги барча воқеа ва ҳодисаларни бошқарувчи бу кучлар — гравитацион таъсир кучи, электромагнит таъсир кучи, ўта қисқа ма-софаларда намоён бўлувчи кучли ядервий таъсир кучи ва заиф таъсир кучларидир.

Турли-туман ҳодисаларда, асосан, гравитацион таъсир кучи ҳамда электромагнит таъсир кучлари кўпроқ намоён бўлади. Масалан, Ернинг Ойга таъсири гравитацион таъсир бўлса, ишқаланиш кучлари, газ молекулаларининг барометрга ва бошқа жисмларга босим кучлари, аккумуляторнинг электр юритувчи кучи ва бошқалар электромагнит таъсир кучларининг намоён бўлишидир. Бу кучлар узоқдан таъсир этувчи кучлар ҳисобланади ва анча катта масофаларда ҳам эфектив таъсир кўрсатади.

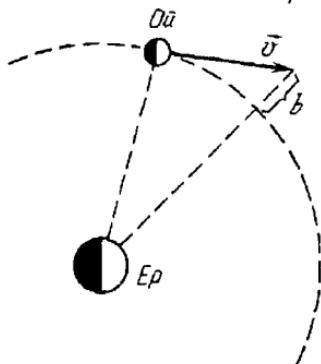
Ядровий кучли таъсир ва кучсиз таъсир кучлари, асосан, атомлар дунёсида, ядро ўлчамларига яқин бўлган қисқа масофаларда намоён бўлади. Шу боис бу кучлар яқиндан таъсир кучлари деб юритилади. Яқиндан таъсир кучлари ядровий реакцияларни бошқаради ва инсон ҳаётида жуда катта аҳамиятга эга. Бинобарин, Ер устидаги ҳаёт, Қуёшдан тарқалаётган энергия ундаги бўлаётган ядровий реакциялар натижасидир. Хуллас, мураккаб дунё, табиат қонунлари ва ҳаракат ҳодисалари атиги тўрт хил фундаментал кучлар билан бошқарилиб туради. Балки, бу тўрт хил куч ҳам ўз навбатида иккита ёки битта умумий фундаментал кучнинг турли кўринишидир, деган фикрга ҳам келиш мумкин.

Дарҳақиқат, юқори энергияли элементар зарралар устидаги олиб борилган сўнгги тажрибалар электромагнит таъсир, кучли ядровий таъсир ҳамда заиф таъсир кучлари орасида ўзаро боғланиш борлигини кўрсатади. Классик механика қонунлари, жумладан гравитацион қонунлар ҳам, маҳсус нисбийлик назарияси механикасининг хусусий ҳолларидир.

Маълумки, «электр» бўлими қонунлари ва алоҳида «магнетизм» бўлими қонунлари ўрганилади. Оқибатда электр ва магнетизм бўлимлари қонунлари Максвеллнинг ягона электромагнит назариясининг хусусий ҳоллари эканлигига ишонч ҳосил қиласиз. Шу боис, гравитацион таъсир ҳамда электромагнит таъсир қонунлари ҳам, юқоридаги дек, бирор ягона фундаментал таъсир қонунларининг хусусий кўринишилари эмасмикан? Гравитацион таъсир қонуни билан электр зарядлари орасидаги таъсир қонунларининг ўхшашлиги, ўз навбатида масса ва энергия орасидаги боғланишни гравитацион ва электромагнит таъсиirlар эса

майдонлар таъсирлари эканлигини ҳамда материянинг модда ва майдон кўриниши, майдоннинг моддага ва модданинг майдон кўринишига ўтишини эсласак, юқоридаги фикрларни тўғрилигига ишонгимиз келади. Бақт ўтиши билан илму фан ва табиатнинг ривожланиши натижасида дунё ва табиат ҳодисаларини иккита ёки битта фундаментал куч асосида изоҳлаш мумкин бўлса, ажаб эмас. Лекин бугунги кунда табиатдаги барча ҳаракат ҳодисаларни юқорида келтирилган тўрт хил фундаментал кучлар бошқаради деб тушунамиз.

Ер билан Ойнинг ўзаро таъсири. И. Ньютон Вулстхоп боғида сайр қилиб юриб, дараҳтдан узилиб тушган олманинг Ерга тушишини кузатар экан: «Агар ҳеч нарсага боғланмаган эркин олма Ерга тушса, нега ҳеч нарсага боғланмаган эркин Ой Ерга тушмайди?» — деб ўйланиб қолади. У Ойнинг Ер атрофини айлана бўйлаб 27,3 кунда бир марта айланиб чиқишини билар эди. Лекин у бундай ҳаракатнинг сабабини, моҳиятини тушуна олмас эди. Юксак фикрлаш қобилиятига эга бўлган Ньютон, Ойнинг Ерга нисбатан ҳаракатини кинематик ва динамик таҳдил қилишга киришади. Унинг фикрича Ой Ерга томон тўғри йўналишда ҳаракат қилмайди, балки доиравий чизик бўйлаб Ер атрофида айланади. Унинг айланиш даври $\tau = 27,3$ кеча-кундузга тенг. Траекториянинг ҳар бир нуқтасида чизиқли тезлиги қиймати деярли ўзгармайди. Лекин эгри чизиқли ҳаракатда у марказга интилма $a_n = \frac{\dot{\theta}^2}{r}$ тезланишга эга. Шунинг учун ҳам у



47-расм.

ё йўналишда узоқлашиб кета олмай Ерга «тушади» ва айлана бўйлаб ҳаракат қиласи (47-расм). Ньютонда олманинг Ерга тушиши билан Ойнинг b «тушиши» га сабаб Ернинг тортиш кучи эмасмикин деган савол туғилади ва Ойнинг «тушиш» тезланишини унинг орбитаси параметрларидан аниқлашга киришади. Ердан Ойгача бўлган масофа Ер радиусидан 60 марта катталиги ($r = 60 R$) Ньютонга маълум эди.

Ойнинг чизиқли тезлиги қуидагида ҳисобланади:

$$\vartheta = \frac{2\pi r}{\tau} = \frac{2\pi \cdot 3,84 \cdot 10^8 \text{ м}}{27,3 \cdot 86400 \text{ с}} = 1,02 \cdot 10^3 \text{ м/с}$$

У ҳолда Ойнинг марказга интилма тезланиши

$$a_n = \frac{\vartheta^2}{r} = \frac{(1,02 \cdot 10^3 \text{ м/с}^2)^2}{3,84 \cdot 10^8 \text{ м}} = 2,72 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$$

га тенг, яъни Ой $a_n = 2,72 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2$ га тенг бўлган, кичик тезланиш билан «тушар» экан.

Ойнинг «тушиш» тезланиши жисмларнинг Ер сиртига яқин нуқталардаги эркин тушиш тезланишидан кўп марта кичик. Ер сирти яқинида барча жисмлар бўшлиқда бир хил ($g = 9,8 \text{ м/с}^2$) тезланиш билан тушишлиги Галилей тажрибалиридан маълум эди. Ньютоннинг ўзи ҳам олтин, кўрғошин, шиша, қум, туз, сув, ёғоч, буғдой каби моддаларнинг тўпламидан фойдаланган ҳолда тажриба ўтказиб, барча жисмлар ҳавосиз фазода бир хил тезланиш билан тушишини аниқлаган.

Тезланишлар фарқини тушуниш учун Ньютон ўзининг оптика соҳасидаги билимларига таянди. Унга маълум эдики ёруғлик интенсивлиги манбадан узоқлашган сари масофа квадратига тескари пропорционал $I \sim 1/r^2$ равишда камайиб боради.

Ньютон Ернинг гравитацион таъсир кучи унинг сиртига яқин турган жисмларга ва Ойга фазода ёруғлик каби текис тарқалиши керак деб ҳисоблайди. Бундан Ернинг гравитацион тортиш кучи ҳам масофа квадратига тескари пропорционал ўзгаради деган холосага келади ($F \sim 1/r^2$). Ер билан Ой орасидаги r масофа уларнинг масса марказлари орасидаги масофа бўлишигини кўрсатади. Ньютон Ернинг тўла массаси жисмларга ва Ойга гравитацион таъсир этишини тушунди. Ер марказидан Ойнинг марказигача бўлган масофа r , Ер марказидан унинг сиртигача бўлган R масофадан 60 марта катта. Шунинг учун Ернинг Ойга таъсир кучи Ер сиртидаги нуқтада бўлган жисмга таъсир кучидан 60 марта кичик бўлишилиги керак.

Ушбу мулоҳазалар асосида Ойнинг «тушиш» тезланиши

$$a = \frac{1}{(60)^2} \cdot g = \frac{9,8 \text{ м/с}^2}{3600} = 2,72 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2.$$

Демак, Ер билан Ойнинг ўзаро гравитацион тортишиш кучининг улар орасидаги масофа квадратига тескари пропорционал боғланишидан аниқланган, Ойнинг «тушиш» тезланиши билан унинг орбитаси параметрларидан аниқланган тезланиши бир-бирига аниқ мос келади. Ньютон ҳисоблашларининг бу натижалари, Ер билан Ой орасидаги гравитацион куч масофа квадратига тескари пропорционал ўзгарди, деган фаразининг тўғрилигини исботлайди. Бироқ, Ойнинг марказга интијма тезланишини жисмларнинг Ерга эркин тушиш тезланиши билан таққослашда масофалар ҳақиқатан ҳам Ернинг марказидан ҳисобланиши кераклигini аниқ исботлаб бера олмагани учун И. Ньютон барча ҳисоблашлар натижаларини у пайтда эълон қилишга шошилмади. Унинг бутун олам тортишиш қонуни орадан 21 йил ўтгач 1687 йили дунёга келади.

25-§. Кеплер қонунлари. Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонуни

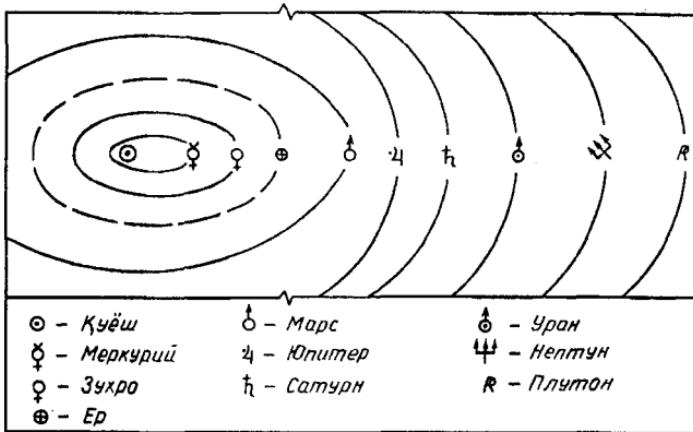
Немис олими Иоганн Кеплер, даниялик астроном Тихо Брагенинг кўп йиллар давомида Қуёш системасидаги сайёralар ҳаракатини, хусусан, Марс ҳаракатини кузатишлари натижаларини қайта ишлаб чиқиб ўзининг учта қонунини яратди:

1-қонун, сайёralар эллиптик орбиталар бўйлаб ҳаракатланади; эллипс фокусларидан бирида Қуёш туради (48-расм).

2-қонун, Қуёшдан сайёрага ўтказилган радиус-вектор тенг вақтлар оралиғида тенг юзалар чизади (49-расм).

3-қонун, эллипслар катта ярим ўқлари кублари айланиш даврлари квадратларига пропорционалдир.

Кеплер қонунларига ҳамда ўзининг динамика қонунларига таянган ҳолда И. Ньютон осмон жисмлари ҳаракатларини ўрганди. У ўзининг яратган дифференциал ва интеграл ҳисоби математик амаллари ёрдамида бир жинсли сферик жисмлар массаларини уларнинг марказида мужассамланган деб қараш мумкинligини кўрсатди. Шу билан бирга у Ер



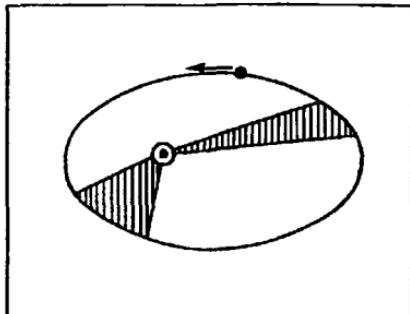
48-расм.

ва Ой, Күёш ва сайёralар орасидаги таъсир кучларини ҳисоблашдаги масофалар уларнинг масса марказлари орасидаги масофалар эканлигини исботлади.

Ньютон ўзи яратган динамика қонунларида, Ернинг m массасали жисмга таъсир кучи жисм массасига пропорционал $F_{tp} \sim m$ деб ҳисоблади. Динамиканинг учинчи қонунига қўра эса, жисмнинг ўз навбатида Ерга худди шундай $F \sim M$ куч билан таъсир кўрсатишни назарга олиб, у ўзининг бутун олам тортишиш қонунини яратди:

$$F_{tp} = G \frac{M \cdot m}{r^2} \quad (25.1)$$

Пропорционаллик коэффициенти гравитацион доимий дейилади ва $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/\text{кг} \cdot \text{с}^2$ га тенг. Бу қонун универсал қонун бўлиб, Ер билан Ой, Күёш билан сайёralар, юлдузлар билан юлдузлар ва умуман ихтиёрий икки жисм орасидаги гравитацион таъсир қонунидир: икки жисм орасидаги ўзаро гравитацион тортишиш кучи жисмлар массаларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар масса



49-расм.

марказлари орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалдир:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (25.2)$$

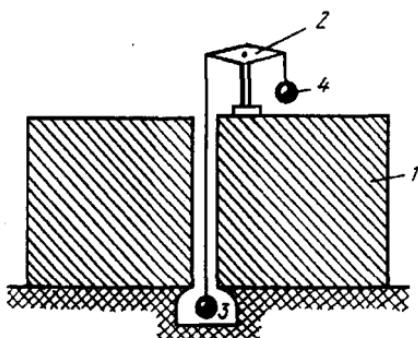
бунда m_1 ва m_2 ихтиёрий икки жисм массалари.

Ердан Ойгача бўлган масофа Ер радиусидан тахминан 60 марта катта бўлганлиги учун Ойнинг бир бирлик массасига Ер устидаги бир бирлик массага қараганда $r^2 = 60^2 = 3600$ марта кичик куч таъсир қилади. Демак, Ой устидаги жисмлар, асосан, Ойнинг гравитацион таъсир кучи остида бўлади ва у ерда қўлдан чиқиб кетган жисм Ойга тушади. Ихтиёрий жисмнинг массаси Ер устидаги ҳам, Ой устидаги ҳам бир хил. Лекин Ой устидаги жисмнинг Ойга тортилиш кучи унинг Ер устидаги Ерга тортилиш кучидан кичик, яъни жисмлар Ой устидаги Ердагига нисбатан енгил бўлади.

Ердаги жисмларга фақат Ернинг тортиш кучи таъсир қилиб қолмасдан, уларнинг орасида ўзаро тортишиш кучи ҳам мавжуддир. Фақат уларнинг массалари нисбатан кичик бўлганликлари учун ўзаро тортишиш кучларини сезиш қийин. Агар улардан бирининг массаси етарлича катта (масалан, бир неча ўнлаб тонналар миқдорида) бўлса, уларнинг ўзаро гравитацион таъсир кучини амалда лаборатория шароитларида ҳам сезиш мумкин.

Кўйидаги тажрибага мурожаат этайлик (50-расм). Массаси бир неча ўнлаб тонна бўлган (1) қўрғошин плитаси устидаги (2) тарози елкаларига массалари бир хил бўлган иккита

шарча осайлик. Тарозининг ўнг палласи босиб кетади: плита тагидаги (3) шарча оғирлигининг нисбатан кичклигини кузатамиз. Бу шарчага пастга йўналган Ернинг тортиш кучи билан бир қаторда юқорига йўналган плитанинг сезиларли гарвитацион тортиш кучи ҳам таъсир қилади. Унинг оғирлиги қиймати $P_1 = F_{Ep} - F_{pl}$ га тенг.



50-расм.

Юқоридаги (4) шарчага эса плита томонидан қўшимча гравитацион куч, Ернинг тортиш кучи йўналишида таъсир этади ва унинг оғирлиги $P_2 = F_{E_p} + F_{\text{пл}}$ га тенг. Плита массасини ва Ер радиусини билган ҳолда шарчалар оғирлигининг ўзгаришини аниқ ўлчаб Ер массасининг $M = 6 \cdot 10^{24}$ кг га тенглигини аниқлаймиз.

Ернинг массасини бутун олам тортишиш қонунидан назарий ҳисоблаб ҳам топиш мумкин, дарҳақиқат

$$F_{\text{тп}} = G \frac{M \cdot m}{R^2}; \quad F_{\text{тп}} = P = mg.$$

Иккала тенгликдан Ернинг массаси учун $M = \frac{gR^2}{G}$ ифода ҳосил бўлади. g , R ва G нинг сон қийматларини қўйсак,

$$M = \frac{9,8 \text{ м/с}^2 (6,38 \cdot 10^5 \text{ м})^2}{6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / \text{кг} \cdot \text{с}^2} = 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}.$$

Ернинг ўртача зичлиги эса қўйидагига тенг:

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{gR^2/G}{4/3\pi R^3} = \frac{3g}{4\pi GR} \equiv 5,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3.$$

Бутун олам тортишиш қонуни ифодасининг амалий исботи сифатида қўйидаги мулоҳазаларни келтириш мумкин. Қўйидаги $r = 3,84 \cdot 10^8$ м, $m_{\text{ои}} = 7,35 \cdot 10^{22}$ кг, $M_{E_p} = 5,98 \cdot 10^{24}$ кг катталикларни билган ҳолда, Ернинг Ойни тортиш кучини ҳисоблайлик:

$$F_{E_p} = G \frac{m_{\text{ои}} M_{E_p}}{r^2} = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2} \frac{7,35 \cdot 10^{22} \text{ кг} \cdot 5,98 \cdot 10^{24} \text{ кг}}{(3,84 \cdot 10^8 \text{ м})^2} = 2 \cdot 10^{20} \text{ Н}.$$

Айнан шу натижани, юқорида келтирилган Ойнинг марказга интилма тезланиши қийматидан фойдаланган ҳолда ҳам ҳосил қилиш мумкин (24-§ ға қаранг). Ойга таъсир қилувчи куч унинг массаси билан тезланиши кўпайтмасига тенг:

$$F_{M.u.} = m \cdot a_n = 7,35 \cdot 10^{22} \text{ кг} \cdot 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}^2 = 2 \cdot 10^{20} \text{ Н}$$

Демак, Ойга таъсир этиб уни Ер атрофида айланышга мажбур этувчи $F_{\text{м.и.}} = m\omega^2 r$ марказга интилма куч Ернинг гравитацион таъсир кучи $F_{\text{гр.}} = G \frac{m \cdot M}{r^2}$ экан.

Кўпчилик сайёralар орбиталарининг айланадан кўп фарқ қилмаслигини назарда тутилса, бутун олам тортишиш қонуни асосида $G \frac{m \cdot M}{r^2} = \frac{4\pi^2}{T^2} mr$ ифодадан $T^2 = \left(\frac{4\pi^2}{GM} \right) \cdot r^3$ қонуният келиб чиқади, яъни сайёralар айланиш даврларининг квадратлари улар орбиталари радиуслари кубига пропорционалдир. Бу қонун Кеплернинг эмпирик қонунини ўзгинасидир.

Гравитация кучи сезиладиган фазонинг бўлаги гравитация майдони дейилади. Ҳар қандай жисмлар ўз атрофида фазода гравитация майдонига эга. Ернинг узоқдаги Ойга таъсири Ернинг майдони орқали рўй беради. Массаси катта бўлган жисмлар атрофида кучли гравитация майдони, массаси кичик бўлган жисмлар атрофида эса кучсиз гравитация майдони мавжуд бўлади. Жисмдан узоқлашиб борган сари гравитацион куч сусайиб боради. Гравитацион куч фақат чексизлиқда нолга айланади. Гравитация майдонидаги ҳар қандай жисмга майдон томонидан гравитацион куч таъсир этади. Масса бирлигига таъсир этувчи куч қанчалик катта бўлса, майдон шунчалик кучли дейилади ва аксинча. Масса бирлигига таъсир этувчи куч катта бўлса, жисмнинг олган тезланиши ҳам катта бўлади. Майдоннинг берилган нуқтасида масса бирлигига таъсир этувчи $g = \frac{F_{\text{гр.}}}{m}$ кучни майдон кучланганлиги дейиш мумкин.

Ер сиртига яқин нуқталарда барча жисмлар эркин тушишида бир хил g_0 тезланиш олади. Ердан бирор h баландликда турган жисмларга Ернинг $F_h = G \frac{m \cdot M}{(R+h)^2}$ гравитацион тортиш кучи таъсир этади ва эркин тушиш тезланиши $g_h < g_0$ бўлади. Ердан $h = 6$ км баландликда;

$$\frac{g_h}{g_0} = \frac{R}{R+h} \cong 1 - 0,002 = 1 - 2 \frac{h}{R},$$

яъни эркин тушиш тезланиши, тахминан, ўзининг денгиз сатҳига мос қийматининг 0,002 қисмига камайди.

Ерда содир бўладиган кўпчилик ҳодисаларда тортишиш кучининг масофага боғлиқ ўзгариши, одатда, унчалик се-зиларли бўлмайди. Масофага боғлиқ бўлган гравитацион кучининг ўзгариши денгиз ва океанлардаги сув сатҳининг суткалик кўтарилиши ҳамда пасайишида муҳим роль ўй-найди. Ойнинг гравитацион тортиш кучи Ерга ва ундаги барча жисмларга тезланиш беради. Ернинг турли нуқталари Ойдан турлича масофаларда бўлганлиги учун турлича тезланишлар олади. Бу тезланишларнинг фарқи Ер сиртининг ҳар бир нуқтасида, бир кеча-кундуз давомида, сув сатҳининг икки марта кўтарилиши ва пасайишига олиб келади.

Ойнинг тортиш кучи таъсирида бутун Ер массасининг олган тезланишини Ер марказига жойлашган ва массаси Ер массасига teng бўлган моддий нуқта тезланиши билан алмаштириш мумкин:

$$g_0 = G \frac{m_0}{r_0^2}$$

бунда m_0 — Ойнинг массаси, r_0 — Ой ва Ер марказлари орасидаги масофа, G — гравитацион доимийлик.

Ернинг Ойга яқин томонида жойлашган сув массаси куйидагича тезланиш олади:

$$g_1 = G \frac{m_0}{r_1^2} = G \frac{m_0}{(r_0 - R)^2}.$$

бунда R — Ернинг радиуси, аксинча, Ернинг қарама-қарши томонидаги сув массаси эса

$$g_2 = G \frac{m_0}{r_2^2} = G \frac{m_0}{(r_0 + R)^2}.$$

тезланишига эга бўлади.

Бу ерда $g_1 > g_0 > g_2$ бўлганлиги учун Ернинг Ой томонидаги сув массаси Ернинг қаттиқ қобигидан ўзиб кетиши натижасида кўпроқ тортилиб, сув сатҳининг кўтарилишига сабаб бўлади ва сув дўнглигини ҳосил қиласи (51-расм). Қарама-қарши томондаги сув массаси эса кичик тезланиш-



51-расм.

га эга бўлганлиги учун Ернинг қаттиқ қобиридан аксинча, орқада қолиб кетади ва аввалги сув сатҳига нисбатан сувнинг кўтарилишига, сув дўнглигининг ҳосил бўлишига олиб келади.

Сув сатҳарининг

кўтарилиши ($g_1 - g_0$) ва ($g_o - g_2$) тезланишлар фарқи билан белгиланади:

$$g_1 - g_0 \approx g_0 - g_2 = Gm_0 \left(\frac{1}{(r_0 - R)^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) = \frac{2Rm_0G}{r_0^3} \quad (25.3)$$

Шундай қилиб, Ойнинг тортиш кучи таъсирида ва тортиш кучининг масофага боғлиқлиги туфайли Ернинг икки томонида сув сатҳининг кўтарилиши кузатилади. Ернинг ўзи атрофида даврий айланишида бу сув сатҳарининг кўтарилиши 12 соатлик давр билан такрорланиб туради. Ойнинг Ер атрофидаги силжишини ҳисобга олинганда, сув сатҳининг кўтарилиш даври 12 соат эмас, балки 12 соат-у 25 минут бўлади. Ернинг айланиши натижасида сув дўнгликларининг ўринлари ҳам Ер сирти бўйлаб силжиб боради. Сув дўнгликлари ўринида пасайишлар ва аксинча, пасайишлар ўринида дўнгликлар алмашиниб келади. Оқибатда Ернинг қаттиқ қобири билан сув қатламлари орасида ишқаланиш кучлари юзага келади.

Бу ишқаланиш кучлари ўз навбатида Ернинг бурчакли тезлигининг камайишига олиб келади. Шу нуқтаи-назардан қаралганда, қадимда Ой ҳам ўзи атрофида сезиларли айланишда бўлган, дейиш мумкин. У иссиқ суюқлик ёки пластик ҳолатидаги жисм бўлган даврларда Ернинг тортиш кучи туфайли суюқлик сатҳининг кўтарилиши ва пасайиши, суюқлик қатламлари билан марказий қаттиқ қобири орасидаги ишқаланиш кучлари унинг бурчакли тезлигини камайтириб келган. Оқибатда унинг ўзи атрофида айланиш даври, унинг Ер атрофида айланиш даврига тенг ҳолга келган. Ҳозирги кунда у бизга фақат бир томони билан қараб қолган бўлиб кўринади.

Шундай қилиб осмон жисмларининг ҳаракати заминида бутун олам тортишиш қонуни ётади. Гравитацион тортишиш кучи туфайли Ой Ернинг атрофида айланади. Аниқроқ қилиб айтганда, Ер билан Ой бир вақтнинг ўзида уларнинг умумий оғирлик маркази атрофида айланади. Улар орасида тортишиш кучи бўлмагандан, Ой ўзининг чизиқли тезлик вектори йўналишида Ердан ажралиб узоқлашиб кетган бўлар эди. Ернинг Гравитацион тортишиш кучи Ойга марказга интилма куч сифатида таъсир этиб, унинг тезлик вектори йўналишини буриб туради ва айланади бўйлаб ҳаратат ҳолатини яратади. Шунингдек, Қуёш системасининг бўлиниб, тарқалиб кетмаслигига сабаб қўёш билан сайёраплар орасидаги Гравитацион тортишиш кучидир.

26-§. Оғирлик кучи. Вазисизлик ва унинг қўлланиши

Ер сиртидан h баландликда турган жисмга Ернинг

$$F = G \frac{mM}{(R+h)^2}$$

гравитацион тортиш кучи таъсир этади. Бу куч жисмга тезланиш беради ва Ерга тушишга мажбур этади. Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан m массали жисмга

$$P = mg = G \frac{mM}{(R+h)^2}$$

куч таъсир этади.

Жисмнинг Ерга гравитацион тортилиш кучи

$$\vec{F}_{ep} = \vec{P} = \vec{mg}$$

унинг оғирлик кучи дейилади.

Демак, жисм Ердан узоқлашган сарі оғирлик кучи P ва эркин тушиш тезланиши g камайиб боради. Шунинг учун Ердан Ой қадар узоқликда бўлган жисмнинг эркин тушиш тезланиши Ер яқинидаги жисмга нисбатан 3600 марта кичик бўлиб, Ойнинг Ерга эркин тушиш тезланиши

$$a_h = g_h = 0,00272 \frac{M}{c^2} \text{ га тенг бўлади.}$$

Жисм ҳавода ёки бирор суюқлик ичида тушаётганда унга ҳавонинг қаршилик, ишқаланиш, Архимед кучлари таъсир қилади. Бу кучлар тезликнинг бирор қийматида Ернинг гравитацион тортиш кучини мувозанатлайди. Оқибатда $g = 0$ бўлади ва жисмнинг дастлабки тезланувчан ҳаракати текис ҳаракатга ўтади. Ёмғир томчиси, қор зарраси, парашютчи ҳам Ерга яқинлашгач, ўзгармас тезлик билан тушади.

Ер устида турган жисм унинг билан биргаликда айланма ҳаракатда қатнашганлиги сабабли жисмга марказдан қочма инерция кучи таъсир этади (52-расм). Бирор φ географик кенглиқдаги A жисмнинг натижавий оғирлик кучи $\bar{P}_\varphi = \bar{P}_0 + F_{m,k}$ бўлиб, унинг ўша кенглиқдаги оғирлигини ифодалайди ва

$$\bar{P}_\varphi = \bar{P}_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2 R}{g_0} \cos^2 \varphi \right) \quad (26.1)$$

га тенг бўлади. Бунда ω_0 — Ернинг доиравий айланиш частотаси, R — радиуси.

Демак, Ер сиртида турган жисмнинг оғирлик кучи кутбларда максимал

$$P = P_0 = G \frac{mM}{R^2}$$

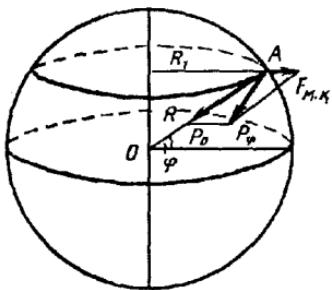
га тенг бўлиб, экваторда эса энг кичик

$$P = P_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2 R}{g_0} \right)$$

га тенг бўлади.

Эркин тушиш тезланиши ҳам мос равишда кутбларда энг катта $g = 9,832 \frac{m}{s^2}$, экваторда эса энг кичик $g = 9,780 \frac{m}{s^2}$ қийматга эга бўлади. Жисмнинг φ географик кенглиқдаги $\bar{P}_\varphi = \bar{P}_0 + F_{m,k}$ оғирлик кучи натижавий таъсир этувчи эфектив оғирлик кучи бўлиб, жисмнинг осмага таъсир кучини ифодалайди. Османинг йўналиши жисмнинг географик кенглиқдаги натижавий оғирлик кучи \bar{P}_φ йўналишида бўлиб, Ернинг айнан маркази томон йўналган эмас. Оғирлик кучининг йўналиши фақат қутбларда ва экваторда Ер радиуси

билин устма-уст тушади ва Ер маркази томон йўналган бўлади. Ер сиртининг бошқа нуқталарида эса, тикнинг йўналиши Ер радиуси чизиги билан устма-уст тушмайди. Микдор жиҳатидан марказда қочма инерция кучи Ернинг гравитацион тортиш кучидан кўп марта кичик бўлиб, бу нисбат экваторда тақрибан



52-расм.

$$\frac{F_{M.K.}}{P_0} \approx \frac{\vartheta^2}{R_0 g_0} = \frac{\omega_0^2 R}{g_0} \approx 0,00348$$

га тенг; бунда R — Ернинг радиуси, g_0 — эркин тушиш тезланиши, ω_0 — Ернинг доиравий айланиш частотаси.

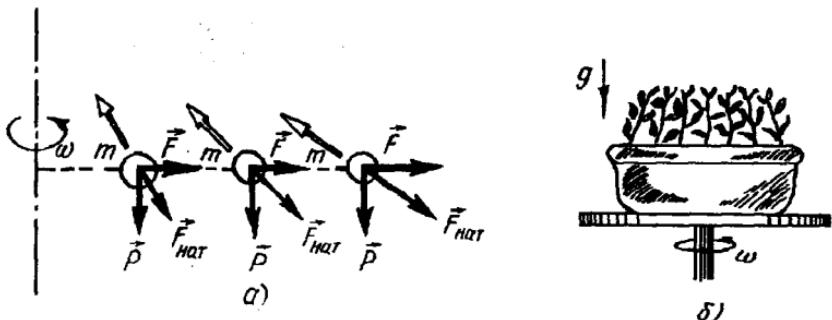
Аслида жисмнинг натижавий оғирлик кучи \vec{P}_φ вектори йўналиши гравитацион тортишиш кучи \vec{P}_0 йўналишидан кўп фарқ қилмайди. Шу сабабли юк боғланган ипнинг йўналиши деярли вертикаль йўналишни кўрсатади. У қурилишнинг турли соҳаларида, иморатлар ва улар деворлари ҳамда ускунларининг вертикалигини аниқлашда, техника ва халқ ҳўжалигининг айрим амалий масалаларида тош осилган ипдан фойдаланилади.

Жисмларнинг Ерга нисбатан ҳаракатларида марказдан қочма кучлар сезиларли даражада катта бўлиши мумкин. Етарлича катта бўлган $\frac{\omega^2 R}{g}$ нисбатга лаборатория шароитларида ҳам эришиш мумкин. Масалан, вертикаль ўққа ўрнатилган шарсимон шиша идиш ичига m массали шарчани қўйиб, идишни айлантирайлик. Ишқаланиш туфайли шарча идиш билан биргаликда айланади. Курilmанинг бурчакли тезлиги ортиши билан марказдан қочма инерция кучи $F_{M.K.} = m\omega^2 r$ ортиб боради ва жисм оғирлиги таъсирини енгиши натижасида шарча идишнинг ички деворлари бўйлаб айланади, юқорига кўтарилади. ω бурчакли тезликнинг бирор ўзгармас қийматида ўзгармас r_0 радиусли айлана бўйлаб ҳаракатга ўтади. Шарча оғирлик кучи реакция кучи ва мар-

каздан қочма күч таъсирида бўлади. Марказдан қочма күч етарлича катта бўлганда натижавий күч таъсири йўналиши горизонтал йўналишга яқинлашиб боради.

Циркларда баъзи аттракцион чиқишлиарни, вираж манежларида мотоцикл ҳайдовчининг вертикаль девор бўйлаб айланисиб юқорига кўтарилишларини кўриб ҳайратда қолгансиз. Марказдан қочма инерция кучи оғирлик кучидан катта $\frac{m\vartheta^2}{r} > mg$ бўлган ҳолда, яъни мотоциклчининг чизиқли тезлиги $\vartheta > \sqrt{gR}$ бўлганда, у худди шиша идишдаги шарча каби вертикаль девор бўйлаб бемалол айланиси чиқиши мумкин. Бунинг учун унинг тезлиги қиймати жуда катта бўлишлiği шарт эмас. Оддий ҳисоблашлар кўрсатадики, аттракцион хона радиуси (3—4) м атрофида бўлганда мотоциклчининг вертикаль текисликда ҳаракатлана олиши учун $\vartheta \approx (20 - 25) \frac{\text{км}}{\text{соат}}$ га тенг чизиқли тезлик етарли бўлади.

Агар Ердаги таглик айланаштган бўлса, ундаги ҳар бир жисмга гравитация $P_0 = mg$ ва марказдан қочма $F = m\omega^2 r$ кучлар таъсир этади (53-а расм). Бу кучларнинг йигиндисидан иборат натижавий күч жисмнинг оғирлигини ифодалайди. Расмда айланиш марказидан тури масофаларда бўлган учта бир хил жисм берилган. Уларга таъсир этувчи оғирлик кучлари бир хил бўлиб, марказдан қочма күч эса айланиш ўқидан узоқлашган сари ортиб боради. Бу жисмлар ҳар бирининг тагликка таъсири $\vec{F}_{нат}$ йўналишлари билан оғирлиги \bar{P} йўналишлари бир-биридан фарқ қиласи. Айланиш ўқидан узоқлашган сари, жисмга таъсир этувчи натижавий кучнинг йўналиши ўзгариб боради. Бунда $\vec{F}_{нат}$ билан \bar{P}



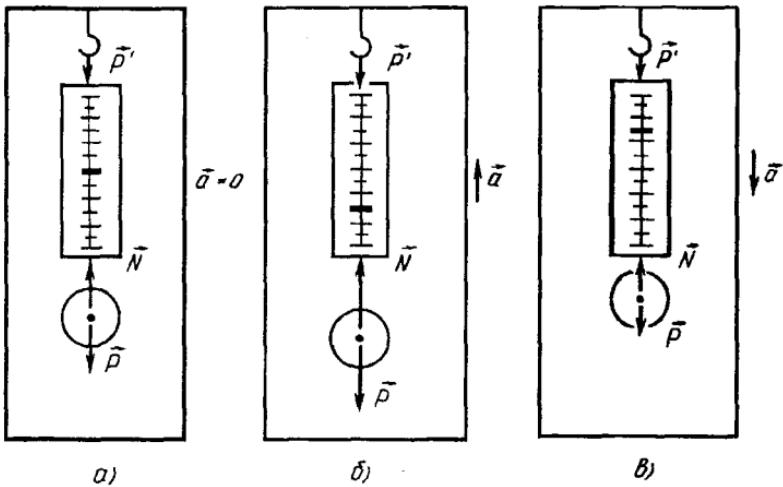
53-расм.

йўналиш орасидаги фарқ, ортиб боради. Етарлича катта ѧ бурчакли тезликда айланаётган жисм учун «вертикал» йўналиш Ерга нисбатан вертикал йўналишдан бутунлай фарқ қиласди.

Ҳақиқатан ҳам, айланувчи тагликдаги контейнерда ўстирилган ўсимликлар учун «вертикал» йўналиш айланиш билан боғлиқ бўлиб, Ерга нисбатан вертикал йўналишдан тубдан фарқ қиласди (53-б расм).

Вази ва вазнисизлик. Жисмнинг оғирлик кучи тушунчаси билан бир қаторда жисмнинг оғирлиги, вазни тушунчалари ҳам кўп ишлатилади. Жисмнинг оғирлиги, вазни деганда унинг ўзи турган тагликка ёки осилган осмага кўрсатадиган таъсир кучи тушунилади. Жисмнинг оғирлиги таянчга ёки осмага қўйилган куч бўлиб, куч бирликларида ўлчанади. Бир қараашда, жисмнинг оғирлигини унинг оғирлик кучи яратётгандай туюлади. Аммо, аслида ундай эмас: биринчидан, оғирлик кучи осмага қўйилган кучдир; иккинчидан, жисмнинг оғирлиги сон жиҳатидан оғирлик кучига фақат унинг Ерга нисбатан тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатларидагина тенг бўлади.

Ҳавосиз бўшлиқда Ерга эркин тушаётган жисмга нолдан фарқли P оғирлик кучи ҳар доим таъсир этиб туради ва у тезланувчан ҳаракатда бўлади. Лекин жисмнинг эркин тушиши жараёнида у таянчга эга эмас, оқибатда на таянчга, на осмага таъсир эта олади ва унинг P' оғирлиги нолга тенг бўлади. Жисмнинг оғирлиги унинг тагликка ёки осмага таъсир этганидагина намоён бўлади. Агар жисм Ерга нисбатан тезланиши ҳаракатда бўлса, унинг тагликка ёки осмага таъсир кучи тезланиш қийматига ва йўналишига кўра турлича бўлади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун куйидаги ча тажрибани ўтказайлик. Лифтнинг шипига маҳкамланган пружинали оддий тарози — динамометрнинг пастки учига массаси 5 кг бўлган тарози тоши осиб қўйилган (54-а расм). Тошга бир-бирини мувозанатлайдиган иккита куч: \bar{P} оғирлик кучи ва \bar{N} пружинанинг таранглик (реакция) кучи қўйилган бўлади. Осмага эса реакция кучига сон қиймати тенг, лекин йўналиши бўйича қарама-қарши бўлган $\bar{P} = -\bar{N}$ оғирлик таъсир этади.



54-расм.

Лифт Ерга нисбатан тинч турганда динамометр тошнинг осмага таъсир кучи $P' = 5$ кг эканлигини кўрсатади. Тошнинг оғирлиги унинг оғирлик кучига тенг $\bar{P}' = \bar{P}$ бўлади. Демак, жисм Ерга нисбатан тинч ёки тезланишсиз ҳаракатда бўлгандагина унинг оғирлиги оғирлик кучига тенг бўлади.

Энди лифтни ишга тушириб юқорига \ddot{a} тезланиш билан ҳаракатга келтирсак (54-брасм), дастлабки пайтда, тош инерциясига кўра аввалги ҳолатини сақлайди ва ҳали тезланиш олиб ултурмайди. Динамометр пружинаси чўзилиб боради, бу эса N ва \bar{P} кучларнинг ортишига сабаб бўлади. Вақт ўтиши билан тошнинг олган тезланиши лифтнинг тезланишига тенглашгандан сўнг кучлар ўзгариши тўхтайди. Илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий қонунига кўра тошнинг ҳаракат тенгламаси

$$m\ddot{a} = \bar{P} + \bar{N} \quad (26.2)$$

кўринишда бўлади. $\bar{N} = -\bar{P}'$ бўлганлиги учун

$$m\ddot{a} = \bar{P} - \bar{P}'$$

бўлади. Тенгламанинг скаляр $m\ddot{a} = \bar{P} - \bar{P}'$ кўринишидан юкнинг оғирлиги ифодасини ҳосил қиласиз:

$$\begin{aligned} P_1' &= P + ma = P + F, \\ P &= m(g + a). \end{aligned} \quad (26.3)$$

Демак, жисм Ерга нисбатан юқорига томон тезланиш билан ҳаракатда бўлса, унинг оғирлиги оғирлик кучидан инерция кучи $F = ma$ қиймати қадар катта бўлар экан. Лифт ичидаги тажрибани кузатувчи киши, дастлабки пайтда, Ерга нисбатан тинч ҳолатини сақлайди. Лифт кўтарилаётгандан тагликнинг оёқларга реакция кучининг ортишини сезади. Кузатувчи тезланиши лифт тезланишига тенглашгандан сўнг эса оёқларга ўзгармас таъсир сақланади.

Космонавтлар бу ҳодисани жуда аниқ сезишади. Космик кемани орбитага олиб чиқувчи ракета Ердан старт олгандан сўнг катта тезланиш билан юқорига кўтарилади. Бунда космонавтга ва кемага тезланиш берувчи жуда катта $F = ma$ инерция кучи таъсир этади. Космонавтнинг ўриндиққа таъсир кучи, яъни P' оғирлиги унинг P оғирлик кучидан $F_{\text{ин}} = ma$ қадар катта бўлади. Натижада космонавт жуда катта қўшимча оғирлик сезади.

Агар лифт a тезланиш билан пастга томон ҳаракатга келса (54-в расм), инерциясига кўра осилган тош дастлабки пайтда тезланиш олиб улгурмайди. Лифт билан биргаликда шипдаги осма пастга томон силжийди ва динамометр пружинасининг чўзилиши қамайиб боради, бу эса динамометр кўрсатишининг, яъни \bar{N} ва \bar{P} кучларнинг камайишига олиб келади. Тош тезланиши лифт тезланишига тенглашгандан сўнг кучлар ўзгариши тўхтайди ва қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$P' = m(g - a). \quad (26.4)$$

Демак, жисм пастга тезланиш билан ҳаракат қилаётган бўлса, унинг P' оғирлиги P оғирлик кучидан инерция кучи $F = ma$ қиймати қадар кичик бўлар экан.

Лифтдаги кузатувчи дастлабки пайтда, инерцияси туфайли аввалги тинч ҳолатда қолади. Оёқлар остидаги таглик эса пастга томон силжийди, натижада, одамнинг тагликка кўрсатадиган таъсир кучи камаяди. Лифт ва кузатувчи тезланишлари тенглашгандан сўнг унинг оёқлари ўзгармас куч таъсирида бўлади. Қайд қилиб ўтиш лозимки, барча ҳолларда тош ва одамнинг оғирлик кучи деярли ўзгармас

сақланади. Уларнинг оғирликлари эса таянч ёки османинг тезланиши қийматига ва йўналишига боғлиқ равишда ўзгариб турар экан. Тезланишли ҳаракатда бўлган ҳар қандай жисм инерция кучи туфайли, қўшимча оғирлик — ортиқча юкланиш сезади.

(26.4) ифодага асосан, жисмнинг тезланиши $a = g$ бўлса, $P' = 0$ бўлади, яъни эркин тушаётган жисмнинг оғирлиги (вазни) нолга тенг бўлади. Бу ҳолатни жисмнинг *вазнсизлик ҳолати* дейилади.

Демак, ҳар қандай жисм эркин тушганда вазнсизлик ҳолатида бўлади. Ҳаво қаршилигини ҳисобга олмаганда, масалан, парашютчи парашютини очгунга қадар вазнсизликка яқин ҳолатда бўлади. Оғирликнинг бирданига камайиб кетиши (вазнсизлик) одамда ёқимли =ис уйғотмайди. Масалан, баланд трамплиндан сувга сакраганда ёки тез кетаётган автомобиль қавариқ кўприкчадан ўтиб, йўлнинг пастроқ қисмига «эркин» тушганида вужудимиз шу-у-ув этиб, вазнсизлик ҳолатининг қанчалик «ёқимлилигини» биламиз.

Шунингдек, учиб кетаётган самолёт ҳавоси сийрак жойда бир оз тушиб ўтганида бу ҳиссиётни аниқ сезиш мумкин. Ердаги ҳодисаларда вазнсизлик ҳолатини қисқа вақт оралиқларида яратиш мумкин. Космик кеманинг орбита бўйлаб ҳаракатида эса, унинг Ойга ўхшаб Ерга узлуксиз «тушиш»-лари натижасида, узоқ муддатли вазнсизлик ҳолат кузатилиди.

Вазнсизлик ҳолатида Архимед кучи нолга тенг бўлади ва моддалар оғирликларига кўра бир-биридан ажралмайди. Шунинг учун, космик лаборатория шароитларида, зичликлари ҳар хил бўлган моддалардан таркиб топган бир жинсли аралашмали материаллар—янги хоссали пенометаллар, ярим ўтказгич хоссали моддалар, мураккаб таркибли композицион материаллар олиш мумкин.

Мълумки, иссиқлик алмашинув жараёни табиий конвекция — иссиқлик конвекцияси туфайли юз беради. Табиий конвекция Архимед кучи таъсирида рўй беради. Шунинг учун тагидан олов ёқилган чойнакдаги сув бутун ҳажми бўйлаб қайнайди, уйларда умумий марказли иситиш қурилмаси батареялари бутун хонани текис иситади ва ҳоказо. Вазнсизлик шароитида эса Архимед кучи бўлмайди ва та-

бийи конвекция юз бермайды, натижада, иссиқлик алмашинувнинг бошқача ноконвекцион жараёни содир бўлади.

Суюқликка ботирилган жисмнинг зичлиги суюқлик зичлигига тенг бўлса, Архимед кучи оғирлик кучига тенг бўлади. Бу ҳолда жисм вазнсизлик ҳолатида бўлади.

Оддий шароитларда, капиллярлик ҳодисаларида суюқлик устунининг гидростатик босими, сирт таранглик билан боғлиқ бўлган Лаплас босимини мувозанатлади.

Вазнсизлик ҳолатида суюқлик устунининг вазни йўқолиши туфайли капиллярлик ҳодисаларининг роли кескин ортади. Ўз ҳолига қўйилган суюқлик томчиси сферик шаклни олади. Идишни ҳўлламайдиган суюқлик идишнинг ичидаги юриши мумкин. Шу сабабли, вазнсизлик шароитида материалларга идишсиз ишлов бериш имконияти туғилади.

Одамлар вазнсизлик ҳодисасидан қадим замонларда ҳам фойдаланишни билишган. Саноатда, ҳозирги кунда ҳам сочма ўқ қўйиш минораларида вазнсизлик ҳолатидан фойдаланилади. Баландлиги 30—20 м бўлган миноранинг юқори қисмидан оқиб тушаётган суюқ қўрошин маҳсус тўрдан ўтказилади. Тўрдан чиқсан суюқ қўрошин томчилари эркин тушишида вазнсизлик ҳолатида бўлади. Вазнсизлик ҳолатидаги ҳар бир суюқ қўрошин томчиси сирт таранглик кучи таъсирида шар шаклни олади ва тушиш йўлида қўшимча ҳаво оқими таъсирида совитилгандан сўнг пастдаги сувга тушади. Сувдан олинган шарчаларга маҳсус айланувчи барабанларда қўшимча ишлов берилади, яъни улар силлиқланади. Шарчаларни зинапоя кўринишида ўрнатилган қия текисликлардан ўтказиб навларга ажратилади.

27-§. Космик тезликлар. Ернинг сунъий йўлдошлари.

Табиатда тезликлар

Осмон механикаси элементларини тўлиқроқ тушуниш мақсадида қуидаги назарий тажрибани кўриб чиқайлик. Ер сиртига яқин нуқтадан горизонтал йўналишда снаряд отилган бўлсин (атмосфера ва ҳаво қаршилиги ҳисобга олинмайди). Кинематика ва динамика қонунларига асосан, снаряд тезлиги кичик бўлганда, у бирор масофага бориб Ерга тушади. Снаряднинг горизонтал йўналишдаги тезлиги қандай бўлганда у Ой каби Ер атрофида бирор ўзгармас масофада даврий айланма ҳаракат қиласи?

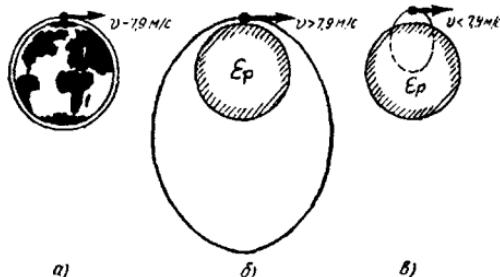
Снаряд Ой каби Ер атрофида узлуксиз айланма ҳаракатда бўлиши учун у чизиқли тезлик ϑ вектори йўналишида Ердан узоқлашиб кетмаслиги ва траекториянинг ҳар бир нуқталарида Ерга томон узлуксиз эркин тушиб бориши керак. Айлана бўйлаб чизиқли тезлик билан ҳаракатда бўлган жисм $a_n = \frac{\vartheta^2}{R}$ — нормал тезланишга эга бўлади. Снарядга нормал тезланишни Ернинг тортиш кучи беради, яъни гравитацион тортиш кучи снарядга марказга интилма куч сифатида таъсир этиб, унинг тезлиги йўналишини буриб турди ва айлана бўйлаб ҳаракат килишга мажбур этади:

$$G \frac{mM}{R^2} = \frac{m\vartheta^2}{R} = mg_0,$$

$$\vartheta = \sqrt{G \frac{M}{R}}; \quad \vartheta = \sqrt{g_0 R}. \quad (27.1)$$

Эркин тушиш тезланиши $g_0 = 9,81 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ ва Ернинг радиуси $R = 6,4 \cdot 10^6$ м қийматларини қўйсак, $\vartheta = 7,9 \text{ км/с}$ га тенг бўлади. Демак, снаряд горизонтал йўналишда $\vartheta = 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}^2}$ чизиқли тезлик билан отилса, Ер сиртига яқин айлана бўйлаб ҳаракат қиласди ва Ой каби Ернинг қичик йўлдошига айланади (55-а расм).

(27.1) ифодани. Ой учун $\vartheta = \sqrt{g_{\text{оу}} r_{\text{оу}}}$ кўринишда ёзиш мумкин. У ҳолда, Ойнинг Ерга эркин тушиш тезланиши $g_{\text{оу}} = 2,72 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$ ва Ойнинг Ердан узоқлиги $r = 60R$ эканлигини назарда тутсак, $\vartheta_{\text{оу}} = 1,02 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ ҳосил бўлади (24-§ га қаранг).



55-расм.

Шунингдек, Ердан h баландлиқда бўлиб, айлана бўйлаб ҳаракат қилувчи йўлдошнинг тезлик қиймати унинг баландлигига боғлиқ бўлади ва

$$\vartheta_1 = \sqrt{g_n(R+h)} = \sqrt{G \frac{M}{R+h}} \quad (27.2)$$

ифодадан аниқланади.

(27.1) ва (27.2) ифодалар биринчи космик тезлик ифодаси дейилади. Ерга энг яқин бўлган сунъий йўлдош тезлиги $\vartheta = 7,9$ км/с ни биринчи космик тезлик қиймати, деб қабул қилинган. Биринчи космик тезлик мазмунан жисмларнинг Ер атрофида айланна бўйлаб узлуксиз ҳаракатда бўлиши учун зарур бўлган тезлиқдир.

Ернинг табиий йўлдоши Ойнинг чизиқли тезлиги сунъий йўлдошлар тезлигидан

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_{où}} = \sqrt{\frac{(R+h)}{R}} = \sqrt{1 + \frac{h}{R}}$$

марта кичик бўлади, хусусан,

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_{où}} = \sqrt{1 + \frac{60R}{R}} = 7,84$$

ёки

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_{où}} = \frac{8 \text{ км/с}}{1,02 \text{ км/с}} = 7,84.$$

Сунъий йўлдошлар айланиш даврлари ҳам уларнинг Ердан қанчалик баландликка чиқарилганлигига кўра турлича бўлишлиги тушунарлидир. Уларнинг айланиш даврларини кўйидагича ифодалаш мумкин:

$$T_h = \frac{2\pi(R+h)}{\vartheta_h} \quad (27.3)$$

Йўлдошлар параметрлари h ва ϑ_h ларни билган ҳолда айланиш даврларини аниқлаш қийин эмас. Бинобарин, $h \sim 200$ км, $\vartheta_0 = 7,9$ км/с бўлса, айланиш даври бир ярим

соатлар атрофида $T = 5100$ с бўлади. (27.3) ифодадан кўри-надики, сунъий йўлдош траекторияси Ердан узоқлашган сари унинг орбитадаги чизиқли тезлиги $\frac{\text{км}}{\text{с}}$ камайиб боради. Айлана бўйлаб ҳаракат учун $\vartheta = 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ тезлик энг катта тезлик ҳисобланади ва Ер сиртига энг яқин нуқталар учун тегишилдири.

Чизиқли тезлик $\vartheta < 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ бўлса, $h \ll R$ масофалар учун снаряд айлана бўйлаб ҳаракат қила олмайди, унинг траекторияси эллипсдан иборат бўлади (54-в расм). Аслида эса расмда кўрсатилганидек, эллипснинг асосий қисми Ернинг ички қисмига тўғри келади ва унинг фақат яхлит чизиқ билан ифодаланган сиртқи қисмигина реал бўлиб, снаряд бирор s масофага бориб тушади.

Ер сиртидан узоқроқдаги ҳар қандай нуқталар учун айлана бўйлаб ҳаракат қилишга зарур бўлган тезликлар қиймати $\vartheta = 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$. Агар $\vartheta > 7,9 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ бўлса, снаряд траекторияси эллипс кўринишида бўлиб, Ер маркази эллипс фокусларидан бирида туради (54-б расм).

Бошланғич тезлик қанчалик кичик бўлса, эллипс шунчалик чўзинчоқ бўлади ва аксинча, катта бўлса параболага яқинлашади. Снаряд

$$\vartheta_2 \geq \sqrt{2g_0R_0} = 11,2 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

тезлик билан ҳаракатланганда, траекторияси параболадан иборат бўлади. У ҳолда унинг траекторияси очиқ бўлиб, Ерни айланмайди.

Жисмларнинг Ернинг майдонида параболик траекторияга ўтиши учун зарур бўлган тезлик *иккинчи космик тезлик* дейилади. Параболик траекторияга ўтган жисм Күёш атрофида ҳаракатланиб, унинг сунъий йўлдошига айланади. Бунинг учун жисмнинг бошланғич кинетик энергияси Ернинг гравитацион тортиш кучини енгиш учун етарлича бўлиши керак:

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = \int_{R_0}^{\infty} G \frac{mM}{r} dr = G \frac{mM}{R_0}.$$

Бу тенгликтан юқоридаги

$$\vartheta_2 = \sqrt{2g_0R_0} = 11,2 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

ифода ҳосил бўлади. Иккинчи космик тезлик $\vartheta_2 = 11,2 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ мазмунан, жисмнинг Ернинг гравитацион тортиш майдонидан чиқиб кетиши учун зарур бўлган тезликдир.

Ердан старт олган жисмнинг, Куёш системаси гравитацион тортиш кучи майдонидан чиқиб кетиши учун зарур бўлган

$$\vartheta_3 = \sqrt{30g_0R_0} = 43 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

тезликни учинчи космик тезлик дейилади.

Ернинг Куёш атрофида орбита бўйлаб ҳаракатидаги чизиқли тезлиги $\vartheta = \frac{2\pi r}{T} = 29,5 \text{ км/с}$ га тенг ($r = 1,49 \cdot 10^8 \text{ км}$, $T = 365,2 \text{ кун}$). Ердан учирилган жисмнинг $\vec{\vartheta}$ тезлик вектори йўналиши муҳим аҳамиятга эга бўлиб, унинг йўналиши Ернинг орбитадаги чизиқли тезлик вектори $\vec{\vartheta}_{E_p}$ йўналиши билан бир хил бўлса, бу тезликлар қўшилиб, учинчи космик тезлик $\vartheta_3 = 43 \text{ км/с}$ ни беради.

У ҳолда, Куёш системасидан чиқиб кетиши учун жисма $\vartheta_3 = (43 - 29,5) \frac{\text{км}}{\text{с}} = 13,5 \frac{\text{км}}{\text{с}}$ кўшимча тезлик бериш зарур бўллади.

Синхрон сунъий йўлдошлар. Сунъий йўлдошларнинг яратилиши алоқа соҳасидаги сўнгги муҳим ютуқлардан биридир. Синхрон сунъий йўлдошлар, ультра қисқа электромагнит тўлқинларни қайтариб турувчи жисмлар сифатида, Ер шарининг турли томонларидаги қитъалар, мамлакатлар, шаҳарлар орасида радио ва телеалоқаларни ўрнатиш имкониятларини беради. Ҳозирги кунда кўраётган турли шаҳарлараро телекўпrik кўрсатувлар, жумладан, Вашингтон — Москва — Тошкент, Париж — Киев — Тошкент ва бошқалар, синхрон алоқа йўлдошлар туфайли амалга оширилмоқда.

Синхрон сунъий йўлдош нима? Синхрон йўлдош ҳам Ер атрофида айлана траектория бўйлаб ҳаракат /илувчи сунъий йўлдошдир. Фақат унинг орбитаси Ернинг экватор текислигига ётади ва Ер атрофида айланиш даври Ернинг ўз ўқи атрофида айланиш даврига, яъни 24 соатга тенг. Бундай йўлдошларнинг Ердан қандай h баландликда бўлганида қандай

дай чизиқли тезликларга эга бўлишлари кераклигини (27.3) формула асосида билиб олиш қийин эмас. Агар синхрон йўлдош Фарбдан Шарққа томон ҳаракатда бўлса, Ердаги кузатувчига у гўёки бирор нуқтада қўзғалмай тургандай туюлади. Чунки синхрон йўлдош ва кузатувчи битта радиал чизиқ устида ётади, уларнинг чизиқли тезликлари ҳар хил бўлсада, бурчакли тезликлари бир хиллар. Синхрон сунъий йўлдошлар ретрансляцион узатувчи, яъни қайта олиб эшитиравчи қурилмалар сифатида ишлатилади (56-расм). Ер шарининг (1) пунктидан тарқатилган тўлқин (2) синхрон йўлдош томонидан қабул қилиниб (3) қабул қилувчи пункт томон узатилади.

Ердан h баландликдаги синхрон йўлдошнинг айланиш даври:

$$T = \frac{2\pi r}{\vartheta} = \frac{2\pi(R+h)}{\vartheta}$$

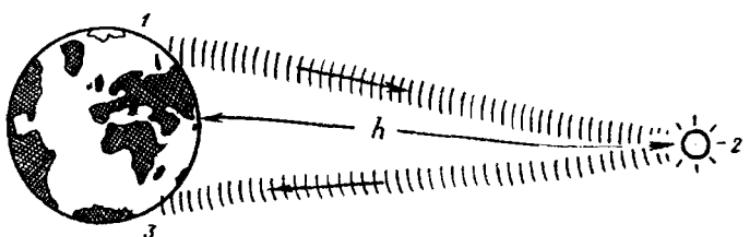
бўлиб, v_h (27.2) тенглиқдан аниқланади ва

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{GM}} (R + h)^{3/2} \quad (27.4)$$

бунда G — гравитацион доимий, M — Ернинг массаси, R — Ернинг радиуси.

(27.4) ифодага асосан, синхрон йўлдош даври $T=24$ соат=864000 с га тенг бўлиши учун:

$$R_0 + h = \sqrt{\frac{86400^2 c^2 \cdot 5.98 \cdot 10^{24} \text{ кг} \cdot 6.67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2}}{2 \cdot 3.14}} = 4,257 \cdot 10^7 \text{ м}$$



56-расм.

ва $R = 6378$ км бўлса, $h = 38200$ км га тенг бўлади. Демак, синхрон сунъий йўлдошлар Ернинг экватор текислигида Ердан 38200 км баландликда учирилиши лозим экан. Бирбирларидан тахминан 120° бурчакли масофада жойлашган, учта синхрон йўлдошлар бутун Ер шарини радио ва телевизия билан боғлаш учун етарли бўлади.

Табиатда тезликлар. Тезликлар қийматлари ҳақида фикр юритилганда, одатда кундалик турмушимиздан таниш бўлган ҳодисалар, воқеаларнинг юз бериш тезлиги ёки жисмлар, қурилмалар, машина ва механизмлар тезликлари кўз ўнгимизга келади. Табиатда эса секундига бир неча микрондан тортиб секундига бир неча юз минг километргача оралиқлардаги тезликларда ҳаракат ҳодисалари кузатилади. Жумладан, одам бошидаги сочи секундига $5 \cdot 10^{-9}$ метр, энг тез югурувчи спортчи секундига 10 метр, автомобиль 70 м, реактив самолёт 2000 м, милтиқдан отилган ўқ секундига 800 метр тезликка эга бўлади.

Секундига (1000—2000) метр тезликни жуда катта тезлик деб ҳисоблаймиз ва уни таърифлаш учун ўқдек учади деб айтамиз. Чунки табиатда барча тушунчалар нисбий бўлиб, ўқ тезлиги пиёда ва велосипедчи, трактор ва баъзи қишлоқ хўжалик машиналари, автомобиль ва поездлар тезликларидан катталигини биламиз. Нисбатан катта ҳисобланган ўқнинг тезлиги, космик тезликлар — 7,9 км/с, 11,2 км/с ва 43 км/с дан кўп марта кичик тезлиkdir. Жисмнинг Ер атрофида айлана бўйлаб шунчаки текис ҳаракатда бўлиши учун ўқнинг тезлигидан ҳам 7—8 марта катта тезлик зарур бўлар экан.

Ер ўз траекторияси бўйлаб Күёш атрофида секундига 30 км тезлик билан ҳаракат қилиши ҳақида айтилган эди. Бу тезлик ўқнинг тезлигидан тақрибан 30 марта, биринчи ва иккинчи космик тезликлардан эса бир неча марта катта тезлиkdir. Күёш ўзининг планеталари билан биргаликда галактика маркази атрофида 250 км/с тезлик билан айланади.

Табиатдаги тезликлар қийматларини таққослаш натижасида, чексиз коинотнинг оддий бир юлдузи бўлмиш Күёшнинг сайёраси — Ердаги илм-фан, техника ва умумий таракқиётнинг бугунги кунида инсониятнинг тезликлар соҳасидаги эришган ютуқлари ҳали юқори даражада эмаслигига

ишонч ҳосил қиласиз. Лекин микродунё соҳасида етарлича катта тезликларни яратиш имкониятига эгамиз. Масалан, электрон ва протонларга маҳсус қурилмалар ёрдамида жуда катта тезликлар бера оламиз. Телевизорларда ўрнатилган 20 киловольтли электрон нур замбараги $8 \cdot 10^7$ м/с ёки $\vartheta = 0,3$ с тезликларда электронлар чиқаради. Серпухово шаҳридаги тезлатгич протонларга 0,9999 с, Стекфорд шаҳридаги тезлатгич эса электронларга 0,9999999999 с га яқин тезлик бера олади. Бунда $c = 3 \cdot 10^8$ м/с ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги бўлиб, Эйнштейн нисбийлик назариясига кўра ундан катта тезликка эришиш мумкин эмас, c — энг катта, чегаравий тезлик қиймати ҳисобланади.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Табиатда қандай фундаментал кучлар мавжуд?
2. Қандай майдон гравитацион майдон дейилади? Гравитацион майдон кучланганилиги ва потенциали ўзаро қандай боғлашишга эга?
3. Ер билан Ойнинг ўзаро таъсири ҳақида нималар биласиз?
4. Кеплер қонуларини таърифланг.
5. Бутун олам тортишиш қонунини тушунириинг.
6. Оғирлик кучи тезланиши нима ва у географик кенгликка қандай боғлиқ?
7. Вазн ва вазнисизлик. Вазнисизлик ҳолатидан амалда фойдаланиш мумкинми?
8. Қандай космик тезликларни биласиз?
9. Галактикалар ва Қўёш системасида сайёраларнинг жойлашишини тушунириб беринг.
10. Космонавтика соҳасида эришилган фан-техника ютуқларидан амалда фойдаланиш истиқболлари ҳақида нималарни биласиз?

VI б о б. СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАР МЕХАНИКАСИ

28-§. Суюқлик ва газлар босими. Ишлаб чиқаришда босимдан фойдаланиш

Нормал шароитда суюқлик ва газлар аниқ шаклга эга эмас. Улар маълум оқувчанликка эга ва қандай шаклдаги

идишга солинса, ўша идиш шаклини олади. Қаттиқ жисмнинг атом ва молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари уларни мувозанат вазияти ҳолатларида тутиб турса, суюқлик молекулалари орасидаги кучлар анчагина кичик бўлиб, молекулалар бир-бирига нисбатан кўчиб юра олади. Суюқликни бир идишдан иккинчи идишга қўйиш мумкин, яъни у оқувчанликка эга.

Газларда эса нормал шароитда молекулалар орасидаги ўзаро боғланиш кучи жуда кичик ва улар ўзи солинган ҳар қандай идишнинг бутун ҳажмини эгаллайди. Суюқлик ва газларнинг оқувчанлиги, уларнинг ўзи солинган идиш шаклини олиши, улар билан идиш ички деворлари орасида боғланиш ва таъсиралиш борлигини билдиради. Бу боғланиш ўзаро таъсирга асосланган бўлиб, суюқлик ва газ молекулалари томонидан идишнинг ички деворлари сиртига таъсири кучи билан белгиланади. Суюқлик ёки газ молекулалари томонидан идиш ички деворининг бир бирлик сирт юзига перпендикуляр таъсири кучи катталиги босимни ифодалайди:

$$p = \frac{F}{S}. \quad (28.1)$$

СИ системасида босим $1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1 \text{ Па}$ бирликларда ўлчанади. Бу бирлик француз олимий Блез Паскаль шарафига қўйилган. Амалда $1 \text{ гPa} = 100 \text{ Па}$, $1 \text{ кPa} = 1000 \text{ Па}$, атм — физик атмосфера, ат — техник атмосфера, мм сим. уст. — миллиметр симоб устуни, $\text{кг}/\text{см}^2$ бирликлар ҳам ишлатилади.

Босим таъсири кучининг умумий катталиги билан эмас, балки юз бирлигига тўғри келган куч билан белгиланади. Масалан, эни 20 см ўтқир учининг қалинлиги 1 мм бўлган кўракка одам оёғи 10 кг куч билан босганда ерга $5 \text{ кг}/\text{см}^2$ босим беради. Ўтқир қирраси қалинлиги 0,1 мм, узунлиги 20 см бўлган пичноқ атиги 1 кг куч таъсирида ўшандай босим ҳосил қиласди. Нинаси учининг юзи 0,01 мм дан кичик ари эса 10 г дан ҳам кичик куч таъсирида $100 \text{ кг}/\text{см}^2$ дан катта босим ҳосил қиласди. Болта ёки пичноқ ўтқирланганда унинг кесувчи қирраси қалинлиги камайтирилиб, ўтин ёки бошқа жисмлар билан таъсири юзи кичрайтирилади ва натижада босим ортади. Шунингдек, одам конъкида, чанғида

ёки оёқ кийимда турганида унинг оғирлиги бир хил бўлсада, юзага боғлиқ босим эса турлича бўлади.

Суюқлик ва газларда босимни манометрлар ҳамда барометрлар ёрдамида ўлчанади. Уларнинг турлари хилма-хил бўлиб, маҳсус адабиётларда батафсил баён этилган. Айрим ҳолларда босим датчиклари қўлланилади, бунда газ ёки суюқликнинг босими электр, пневматик ёки бошқа турдаги кириш сигналига айлантирилади. Кундалик турмушда автомобиль баллонларида ҳаво босимини ўлчаш учун қўлланиладиган манометр турлари, двигателдаги мой босимини кўрсатувчи босим датчиклари, ўқув лабораторияларида қўлланиладиган барометрлар турлари, завод ва фабрикаларда, ишлатиладиган айрим манометр турларини кўрганимиз. Сийраклаштирилган газлардаги паст босимни ўлчаш учун мўлжалланган асбобларни *вакуумметрлар* дейилади.

Оқувчанлик суюқлик ва газларнинг характеристики хоссаларидан бири бўлиб, босим уларнинг ҳар бир нуқтасига ўзгаришсиз узатилади. Бу ўрта мактаб физика курсидан маълум бўлган Паскаль қонунининг ўзгинасидир. Паскаль қонунига асосан ишлайдиган гидравлик механизмлар *гидравлик машиналар* дейилади. Гидравлик пресс ҳам пресслаш мақсадида ишлатиладиган гидравлик машинадир (57-расм). Кичик поршеннинг юзи S_1 , каттасининг юзи S_2 , Паскаль қонунига асосан, суюқликнинг барча қисмларида гидравлик босим бир хил бўлади ва

$$p_1 = p_2 = \frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2} \quad (28.2)$$

ифодадан $F_2 = F_1 \left(\frac{S_2}{S_1} \right)$ ҳосил бўлади.

Гидравлик пресс катта поршеннинг юзи кичик поршеннинг юзидан неча марта катта бўлса, гидравлик пресс кучидан шунча марта катта ютуқ беради. Гидравлик машина нинг турли кўринишлари ёғоч чиқиндилидан фанер ва картон тайёрлашда, ёғ заводларида, ўсимликлар уруғларидан (чигит, кунжут, зифир, писта) ёғ сиқиб чиқаришда, консерва заводларида помидор ва мевалардан шарбат ажратиб олишда, қишлоқ хўжалигида эса пахта, пичан ва сомон кабиларни пресслашда қўлланилади.

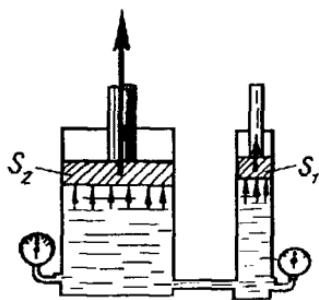
Италияning Икома кран қуриш фирмасида яратилган, гидравлик пресс принципи асосида ишлайдиган, гидравлик кран 40 тонна оғирликтаги контейнерларни бемалол күтари.

Халқ хўжалигига юқори босим билан бир қаторда паст босим ҳам кўп қўлланилади. Гилам ва шолчаларни, кийим ҳамда мебелларни тозалашда чангюткичдан фойдалангансиз. Электр насоснинг яратган паст босими таъсирида чанг зарралари ва айрим енгил буюмлар сўргич орқали тортиб олинади. Қишлоқ хўжалиги соҳасида пахта териш машиналари ишида ҳам паст босимдан фойдаланилади. Чаноқлардаги пахта маҳсус қурилмалар ёрдамида териб олиниб, қабулхонасига узатилади. Қабулхонага тушган пахта паст босим остида сўриб олинади ва бункерга узатилади.

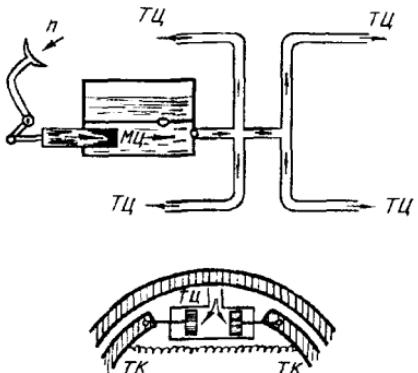
Суюқлик ва газларда босимнинг барча йўналишларда бир хилда узатилиш қонуни ишлаб чиқаришнинг деярли ҳар бир соҳаларида қўлланилади. Далаларда пахта териш машиналарига, комбайн ҳамда тракторларга ёнилғи қувишда ёнилғи билан таъминлайдиган механизациялашган агрегатлардан фойдаланилади.

Гидравлик босим машина ва механизмларнинг айрим бўлакларини ҳаракатга келтиради. Юк ортиш машиналари, комбайн ва тракторларнинг иш бажарувчи қўзғалувчан қисмлари (ўриш мосламалари, плуг ва бошқалар), автомобиль тормозлари гидравлик механизмлар ёрдамида бошқарилади (58-расм). Гидравлик механизмлар насос ва суюқликни узатувчи найлардан иборат. Оёқни педалга босиш натижасида марказий цилиндрда (М. Ц.) юқори босим ҳосил қилинади. Гидростатик босим найлар орқали фидирақларнинг тормозловчи цилиндрларига (Т. Ц.) узатилади. Суюқлик тормозловчи цилиндр ичидаги поршенларни икки томонга сурниб, тормоз колодкаларини барабанга қисади ва фидирақлар тормозланади.

Ўт ўчириш машиналари, кўчаларга сув сепувчи машиналар, қишлоқ хўжалик заараркунандаларига қарши қўлла-



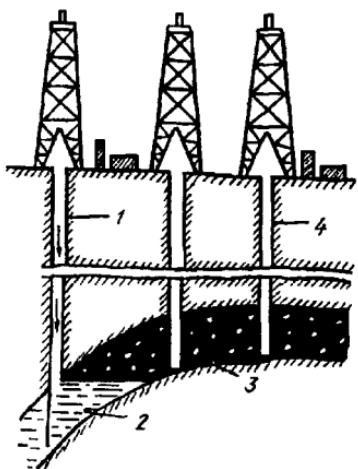
57-расм.



58-расм.

тан бўлиб отилади. Вақт ўтиши билан қатламларда босим пасаяди ва нефтнинг чиқиши камаяди. Жараённи тиклаш учун нефть қатламлари атрофидан, қатламлар босимини ортирувчи, қўшимча (1) гидростатик қувур кавланади (59-расм). Гидростатик қувургага насос ёрдамида (2) сув юборилади. Сувнинг юқори босими (3) нефть қатламига узатилила ва ўчиб қолган манбалардан (4) қувур орқали яна нефть отилиб чиқади.

Ердаги ҳамма жисмларда бўлганидек, суюқлик ва газларга ҳам оғирлик кучи таъсир қиласи. Суюқликлар ва газларнинг оғирликлари туфайли уларнинг ҳосил қиласиган босимлари



59-расм.

нувчи оддий механик пуркагичларнинг ишлаш жараёнида ҳам суюқлик ва газларда босимнинг барча йўналишларида текис тақсимот қонуни ётади.

Ер ости сувлари айрим жойларда нефть қатламларига катта ($p > 150$ атм) босим кўрсатади, яъни юқоридаги мисоллардаги агрегат компрессори вазифасини ўтайди. Кавланган қувурлардан нефть фон-

тани бўлиб отилади. Вақт ўтиши билан қатламларда босим пасаяди ва нефтнинг чиқиши камаяди. Жараённи тиклаш учун нефть қатламлари атрофидан, қатламлар босимини ортирувчи, қўшимча (1) гидростатик қувур кавланади (59-расм). Гидростатик қувургага насос ёрдамида (2) сув юборилади. Сувнинг юқори босими (3) нефть қатламига узатилила ва ўчиб қолган манбалардан (4) қувур орқали яна нефть отилиб чиқади.

Ердаги ҳамма жисмларда бўлганидек, суюқлик ва газларга ҳам оғирлик кучи таъсир қиласи. Суюқликлар ва газларнинг оғирликлари туфайли уларнинг ҳосил қиласиган босимлари

$$p = \frac{mg}{S} = \frac{\rho Shg}{S} = \rho gh \quad (28.3)$$

ифодадан аниқланади, бу ерда ρ — зичлик, h — суюқлик ёки газ устунининг баландлиги.

Босим тушунчаси қишлоқ хўжалиги, техника, қурилиш соҳаларида ҳам муҳим аҳамият касб этади. Жумладан, бирор иморатни кўришни бошлашдан аввал у ернинг тупроғи ва унинг бардош бериши мумкин бўлган

босим катталиги аниқланади, пойдевор кенглиги ҳамда иморат баландлиги ҳисобланади. Қумлоқ тупроқли ерда ғиштдан $p = 1,8 \cdot 10^5$ Па босимга чидаш бера оладиган иморат қуриш керак бўлсин. У ҳолда унинг баландлиги (28.3) ифодага кўра

$$h = \frac{p}{\rho g} = \frac{1,8 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2}{1800 \text{ кг/м}^3 \cdot 9,8 \text{ Н/кг}} = 10 \text{ м} -$$

бўлиши керак, бунда $\rho = 1800 \text{ кг/м}^3$ ғишт зичлиги деб олинди.

Демак, қумлоқ тупроқли ерда пойдевор юзи девор юзига тенг бўлганда 10 м баландликдаги иморат қуриш мумкин экан. Агар пойдевор юзини девор юзидан икки марта катта қилиб қурилса, ўша ернинг ўзида ундан икки баравар баланд ($h = 20 \text{ м}$) бўлган иморат қуриш мумкин бўлади.

Суюқлик устуни баландлигининг босими $p = \rho gh$ фақат суюқлик табиатига (ρ) ва суюқлик устуни баландлиги h га боғлиқ бўлиб, суюқлик қўйилган идишнинг шаклига боғлиқ бўлмайди. Асос юзлари бир хил бўлган турли шаклдаги идишларда идиш тубига нормал йўналишда таъсир этадиган босим кучи ҳар доим бир хил бўлади. Бу куч сон жиҳатдан баландлиги идиш баландлигига, асоси идиш юзига тенг бўлган цилиндрдаги суюқликнинг оғирлигига тенг бўлади. Бу ҳол *гидростатик парадокс* дейилади. Гидростатик парадокс мувозанатда турган суюқликнинг идиш деворлари сиртига ҳар доим перпендикуляр йўналишда таъсир этиши билан тушунтирилади.

29-§. Туташ идишлар қонуни ва унинг амалда кўлланиши

Пастки қисмлари ўзаро уланган икки ва ундан ортиқ идишлар системаси *туташ идишлар* дейилади. Лабораторияларда кўп қўлланиладиган *Исимон* найлар энг содда туташ идишлар ҳисобланади. Оқувчанлик туфайли идишларни туташтирувчи найлардан суюқлик биридан иккинчисига ўтади. Бу ўтиш идишларнинг пастки юзларидаги босимлар тенглашгунга қадар давом этади. Туташ идишлар ичидаги бир хил сатҳлардаги босим идишлар шаклига боғлиқ бўлмайди.

Туташ идишлар қонунини қўйидагича таърифлаш мумкин. Мувозанат ҳолатда, бир жинсли суюқликнинг эркин сирти туташ идишларнинг барчасида, уларнинг шаклидан қатъи назар, бир хил баландликда бўлади.

Табиатда тоғли Ўлкаларда кўп учрайдиган сув булоқларини ҳам туташ идишларга ўхшатиш мумкин. Чунки ҳар қандай очиқ булоқлар ёпиқ булоқлар билан Ер ости найлари орқали туташади; очиқ булоқлардаги сув сатҳи уларни таъминловчи ер ости сув ҳавзаларидағи сув сатҳи билан бир хил бўлади.

Иккита шиша найларни резина найча билан туташтирасак, туташ идиш ҳосил бўлади (60-расм). Идишлардаги сув сатҳлари бир хил баландликда жойлашади. Сувларнинг сатҳини ингичка ип билан туташтирасак, ип горизонтал чизиқни кўрсатади. Бундай оддий туташ идишдан қурилиш, геодезия ва бошқа амалий масалаларда горизонтал ҳолатни аниқлашда фойдаланиш мумкин.

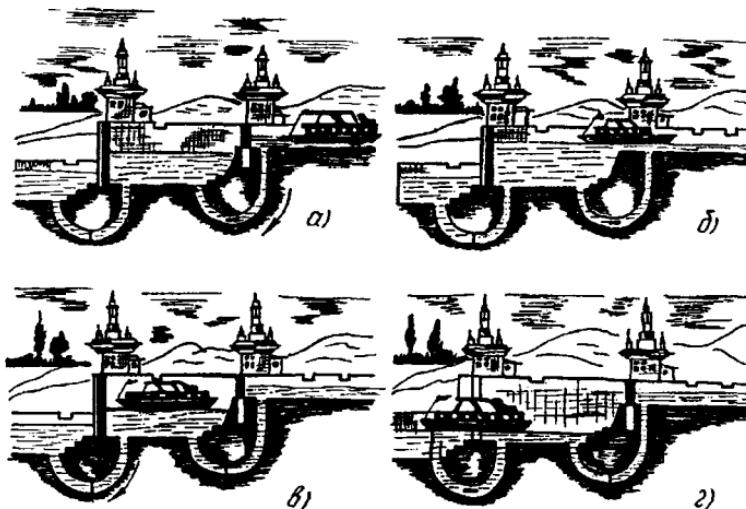
Шунингдек, катта ҳажмли сув идишига уланган резина шлангни эгиб, очиқ учини юқорига қаратиб, тутиб турсак ҳам туташ идиш ҳосил бўлади. Шлангнинг очиқ уни идишдаги сув сатҳидан юқорида бўлган ҳолда ундан сув чиқмайди. Шлангнинг очиқ уни идишдаги сув сатҳидан пастда бўлса, сув фонтан бўлиб отилиб, идишдаги суюқлик сатҳи қадар

баландликка кўтарилади. Туташ идишлар ҳосил бўлиши учун иккита алоҳида идишларни маҳсус улаб ўтириш шарт эмас, албатта. Ҳар бир хонадонда ишлатиладиган оддий сув шлангини эгиб, икки уни юқорига кўтарилса ҳам туташ идиш ҳосил бўлади.

Туташ идишларнинг техникада қўлланишини шлюзлар мисолида кўриш мумкин (61-расм). Кемалар қатнайдиган катта дарёларда сув электр станциялари ва турли тўғонлар учрайди. Бу ерлардан кемаларни ўтказиш учун шлюзлар қурилади. Шлюз дарё ёнидан ўтказилган каналдаги камералардан иборат. Ка-



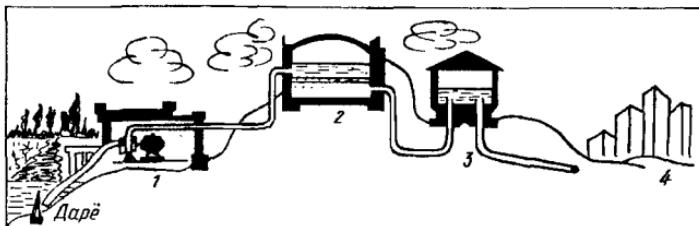
60-расм.



61-расм.

мералар бир-бirlаридан мустаҳкам темир дарвозалар билан ажратилған бўлиб, пастки томондан ўзаро кенг диаметрли қувурлар билан туташтирилган. Масалан, кема оқим йўналишида келаётган бўлсин. Кема шлюзнинг биринчи камера-сига кирганда камеранинг чиқиш дарвозаси ёпиқ туради (61-а расм). Камераларни туташтирувчи қувур тўсиғи очилиб, иккинчи камерадаги сув сатҳи кўтарилиб боради; сув сатҳи биринчи камерадаги сув сатҳига тенглашгандан сўнг биринчи камеранинг чиқиш дарвозаси очилиб, кема иккинчи камерага ўтади (61-б расм). Иккинчи камеранинг чиқиш дарвозаси ёпиқ туради ва навбатдаги туташтирувчи пастки қувур очилиб, иккинчи камерадаги сув сатҳи пасая боради (61-в расм). Иккинчи камерадаги сув сатҳи дарёнинг пастки қисмидаги сув сатҳи билан тенглашгандан иккинчи камеранинг чиқиш дарвозаси очилиб, кема дарёга чиқади (61-г расм).

Водопровод ҳам туташ идишлар кетма-кетлигидан иборат (62-расм). Дарё суви (1) насослар ёрдамида (2) фильтрлаш хонасига ўtkазилади. Фильтрлаш хонасида лойқа ва микроблардан тозаланган сув (3) юқори босим минорасига узатилади. Одатда юқори босим минораси шаҳар ёки қишлоқнинг энг баланд жойига қурилади ва у шу атрофдаги



62-расм.

энг баланд бинолардан ҳам юқорида туради. Сув минораси Ер ости қувурлари орқали (4) фабрика ва заводлар, уйлар, ҳаммомлар, фермалар ва бошқалар билан уланади. Истеъмолчига етиб борган сув босими туташ идишлар қонунига бўйсунади ва истеъмолчи билан босим минорасидаги сув сатҳлари фарқи $\Delta p = \rho g(H - h)$ билан белгиланади. Истеъмолчи нисбатан қанчалик пастда жойлашган бўлса, сув шунчалик юқори босим остида етиб боради. Шаҳарнинг баланд жойларидаги хонадонлардаги сув жўмракларида босим нисбатан паст бўлали. Шу сабабли кўп қаватли уйларнинг юқори қаватларида сув босими нисбатан паст бўлади. Атрофи баландликлар билан ўралган водийларда жойлашган айрим тумнларда артезиан қудуқларидан фойдаланилади. Ҳеч қандай насос станцияси ёки босим минораси бўлмаган ҳолда сув ердан фонтан бўлиб отилиб чиқади. Катта босимли сув оқими артезиан қудуғи қувурлари орқали истеъмолчига ўз-ўзидан оқиб боради. Бунда истеъмолчига ўтказилган қувурлардаги сув сатҳи ер ости сувларининг юқори сатҳидан пастда бўлади.

Пароходлар, паровозлар буф қозонлари ва уй-жойларни марказий иситиш хонаси буф қозонлари одатда сув сатҳини кузатиш учун мўлжалланган шиша найча билан жиҳозланган бўлади. Туташ идишлар қонунига кўра буф қозон ичидаги сув сатҳи билан кузатиш найчасидаги сув сатҳи бир хил бўлади ва ўтёқар буф қозонни очмаган ҳолда ундаги сув сатҳини кузатиб боради.

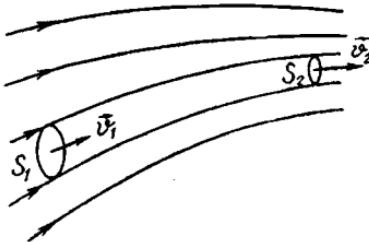
30-§. Суюқликлар ҳаракати. Узлуксизлик тенгламаси

Умумий ҳолда реал суюқликлар ҳаракатини ўрганиш анча қийин масала. Суюқлик ҳаракати қаттиқ жисм ҳаракатига нисбатан мураккаб ҳаракат бўлиб, унинг айрим бўлаклари-

ни ҳам бир-бирларига нисбатан силжишларини ҳисобга олиш зарур бўлади. Натижада эса суюқлик молекулалари аралашиб кетади. Бу жараён унинг қовушқоқлиги ва сиқилувчанилигига боғлиқ бўлиб, турли суюқликлар учун турлича кечади ва берилган суюқлик учун эса унинг физик ва термодинамик параметрларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун соддалашибирлган «идеал суюқлик» тушунчасини киритамиз ва унинг ҳаракатини ўрганамиз. *Идеал суюқлик* деб, ички ишқаланишга эга бўлмаган ва бутунлай оқизилмайдиган суюқликка айтилади.

Суюқликлар ҳаракати ҳақида гапирилганда уларнинг оқиши назарда тутилади. Оқаётган суюқлик кесим юзининг ҳар бир нуқтасида вақт ўтиши билан бир зарранинг ўрнини навбатдагиси эгаллайди. Суюқликнинг кесим юзидан ўтаётган барча зарралар тўплами оқим дейилади. Чизмада суюқликнинг ҳаракати оқим чизиқлари орқали тасвирланади (63-расм). Оқим чизиқлари шундай ўtkазиладики, уларнинг зичликлари, яъни бирлик юзга тўғри келган чизиқлар сони, шу нуқтадаги тезлик қийматини ифодаласа, бу чизиқларнинг ҳар бир нуқтасида ўтказилган уринма вектори йўналиши эса шу нуқтадаги тезлик вектори йўналишини кўрсатади. Шундай қилиб, оқим чизиқларининг тасвирига қараб, фазонинг ҳар бир нуқтасида оқаётган суюқлик тезлигининг йўналиши ва қиймати ҳақида тасаввурга эга бўламиз.

Оқим чизиқлари билан чегараланган суюқлик бўлаклари *оқим найчалари* дейилади (63-расмга қаранг). Суюқликнинг оқим чизиқлари ва улар орқали ифодаланган тезликлар майдони вақт ўтиши билан ўзгармас бўлган ҳаракати *стационар ҳаракат ёки барқарор ҳаракат* дейилади. Стационар ҳаракатда тезлик вақт ўтиши билан ҳар бир нуқтада ўзгармас бўлиб, фақат нуқтадан нуқтага ўтганда ўзгаради. Стационар ҳаракатда оқим чизиқлари суюқлик зарраларининг траекторияларини ифодалайди. *Траектория* суюқликдаги битта зарранинг бутун ҳаракат вақтидаги йўлини кўрсатади.

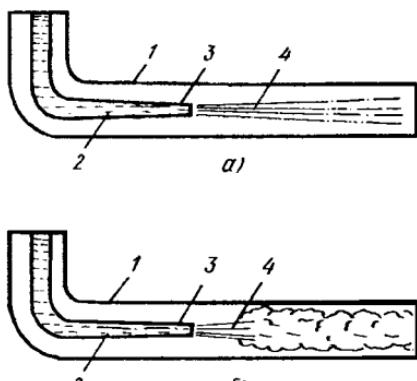


63-расм.

Оқим чизиқлари бир-бирлари билан ҳеч қачон кесишмайди ва ҳар бир нуқтада узилишга эга эмас (идеал суюқлик). Оқим чизиқлари билан чегараланган оқим найлари ҳам бир-бирлари билан кесишмайди ва оқим найларидаги суюқлик қўшни оқим найларидаги суюқликка аралашмайди. Суюқликнинг бундай алоҳида оқим найлари бўйлаб, яъни алоҳида қатламлар бўйича оқиши *қатламли оқим* ёки *ламинар оқим* дейилади. Оқимнинг ҳар бир кесим юзларидаги тезликлари вақт ўтиши билан ўзгармас бўлган қатламли оқими эса *стационар ламинар оқим* дейилади (ламинар — грекча, қатлам демакдир).

Реал суюқликнинг ламинар оқимини қўйидаги тажрибада кузатиш мумкин (64-расм). Сувни (1) шиша найдан горизонтал йўналишда оқизайлик. Шиша найдининг ичига (2) сиёҳ, қўйилган (3) ички найдани жойлаштирамиз. Сув оқими нинг ўрта қисмida рангга бўялган (4) сиёҳли сув қатлами ҳосил бўлади. Агар сувнинг оқим тезлиги кичик бўлса, суюқликнинг алоҳида-алоҳида рангли ва рангсиз қатламларидан иборат бўлган ламинар оқим ҳосил бўлади (64-а расм). Худди идеал суюқлик каби, оқим чизиқлари ва оқим найлари бир-бирлари билан кесишмайди. Демак, тезлиги кичик бўлган реал суюқлик ҳаракатини идеал суюқлик ҳаракатига ўхшатиш мумкин.

Агар сувнинг тезлигини оширсак, ҳодиса мураккаблашади. Дастреб, рангли қатламнинг жимирилаши, борабора тезлик ортиши билан рангсиз қатламлар билан бутунлай аралашиб кетишини кузатамиз. Натижада, тартибсиз, уюрмавий суюқлик оқими ҳосил бўлади. Бундай оқим *турбулент оқим* дейилади (64-б расм).



64-расм.

Диаметри ўзгарувчан най бўйлаб идеал суюқлик ҳаракатини кўрайлик (63-расмга қаранг). Ишқаланиш

бўлмаганда ихтиёрий кесим юзида барча нуқталар тезликлари бир хил бўлиб, S_1 юздан dt вақтда оқиб ўтувчи суюқлик миқдори:

$$dm = \rho_1 S_1 \vartheta_1 dt$$

га тенг, бунда ρ — суюқлик зичлиги, S_1 — найнинг қўндаланг кесим юзи. Шу вақт ичидаги S_2 юздан оқиб ўтувчи суюқлик миқдорини S_2 ва v_2 орқали қўйидагича ифодалаш мумкин:

$$dm = \rho_2 S_2 \vartheta_2 dt$$

бунда v_2 — тезлик S_2 — юздан ўтувчи суюқликнинг оқим тезлиги. Стационарлик шарти бажарилиши учун суюқликнинг ихтиёрий кесим юзларидан бир хил вақтларда бир хил миқдорда суюқлик оқиб ўтиши керак:

$$\rho_1 \vartheta_1 S_1 = \rho_2 \vartheta_2 S_2. \quad (30.1)$$

Идеал, сиқилмайдиган суюқлик зичлиги найнинг ҳар қандай қисмларидан ўтганда ҳам ўзгармайди, яъни $\rho_1 = \rho_2$. У ҳолда идеал суюқлик стационар оқими учун

$$S_1 \vartheta_1 = S_2 \vartheta_2 = \text{const} \quad (30.2)$$

тенглама ҳосил бўлади.

Суюқликнинг стационар оқимида массанинг сақланиш қонуни бажарилади ва найнинг ихтиёрий кесим юзидан бирлик вақт ичидаги бир хил суюқлик миқдори оқиб ўтиб, узлуксиз оқим ҳосил бўлади. Шу сабабли (30.2) тенглама узлуксизлик тенгламаси дейилади: суюқликнинг стационар ҳаракатида ихтиёрий кесим юзидан ўтаётган суюқлик оқимининг тезлиги кесим юзига тескари пропорционалдир. Бошқача айтганда, идеал суюқлиқда оқим тезлигининг оқим найи қўндаланг кесим юзига кўпайтмаси ўзгармас катталаикдир. Узлуксизлик тенгламасидан қўйидаги холосага келамиз. Кесим юзлари ўзгарувчан бўлган найларда суюқлик тезланишили ҳаракатда бўлади, найнинг кенг қисмидан тор қисмига ўтганда тезлик ортади ва аксинча. Суюқликка тез-

ланиш берувчи сабаб оқим йўналишидаги босим ўзгариши-
дир: тезликнинг кичик қийматларига босимнинг катта қий-
матлари ва тезликнинг катта қийматларига босимнинг ки-
чик қийматлари тўғри келади.

Сув оқими тезлигининг кўндаланг кесим юзига кўпайт-
маси

$$M = \vartheta S \quad (30.3)$$

мазмунан 1 секунддаги сув сарфини ифодалайди. Найнинг
барча кесимларида сув сарфи бир хил бўлса, оқим узлук-
сиз сақланади ва шунинг учун (30.3) ифода ҳам узлуксиз-
лик тенгламаси дейилади.

31-§. Бернулли тенгламаси ва унинг қўлланиши

Кўндаланг кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган ранг-
ли суюқлик ҳаракатини кузатайлик. Кесим юзининг тор
соҳасида суюқлик тез оқиб ўтади, бу ерда босим кичик
бўлади. Аксинча, найдинг кенг соҳасида оқим тезлиги ки-
чик, босим эса катта бўлишини кўрамиз. Найнинг йўғон ва
ингичка қисмлари орасидаги босим фарқи суюқликка тез-
ланиш беради.

Суюқлик ва газлар ҳаракатида босим градиенти ҳосил
бўлса, юқори босимдан паст босим томонга йўналган куч
таъсир этади. Масалан, икки қофоз варагини яқин қўйиб,
улар орасида кучли ҳаво оқими ҳосил қилсан қофозларнинг
бир-бирига тортилишини кузатамиз. Кўпинча параллел ке-
лаётган кемалар бир-биirlарига яқин юрганда бирданига
бошқариш қийин бўлиб, қандайдир куч таъсирида бир-би-
ларига урилиб кетиш ҳоллари кузатилади. Кемалар орасида-
ги тор соҳада суюқлик оқим тезлигининг нисбатан ортиши
босимнинг пасайишига олиб келади, натижада кемаларни
бир-биirlарига яқинлаштирувчи куч ҳосил бўлади.

Суюқликларнинг бундай динамик хоссаларини Швей-
цариялиқ математик ва физик Бернулли ўрганган. Бернулли
кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган суюқликнинг ҳара-
кати тенгламасини яратди:

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho \vartheta_1^2 + \rho g h_1 = p_2 + \frac{1}{2} \rho \vartheta_2^2 + \rho g h_2 = \text{const.} \quad (31.1)$$

Бутун най бўйлаб 1 ва 2 ҳолатлар ихтиёрий бўлғанлиги учун найнинг ихтиёрий нуқтасида

$$p + \frac{1}{2} \rho \vartheta^2 + \rho gh = \text{const} \quad (31.2)$$

дэйиш мумкин.

Бернулли тенгламасидаги ҳар бир ҳад бир бирлик суюқлик ҳажми учун бир хил энергия турларини ифодалайди. Масалан, p — босим бўлса, $\frac{\rho \vartheta^2}{2}$ — оқаётган суюқлик кинетик энергияси, ρgh — суюқлик потенциал энергияси. Бернулли тенгламаси мазмунан суюқлик оқими учун энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди. Ҳақиқатан ҳам, кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган суюқлик оқимини ҳосил қилиш учун бирор A иш бажариш зарур. Бу иш унинг кинетик ва потенциал энергиясини ўзгартиради:

$$A = \Delta E_k + \Delta E_p \quad (31.3)$$

Биринчи ҳолатда суюқликка (65-расм) F_1 куч таъсир этиб, уни ϑ_1 тезлик билан x_1 масофага силжитади ва $A_1 = F_1 x_1 = p_1 S_1 x_1$ иш бажаради. Идеал суюқлик сиқилмайдиган бўлгани учун бу силжиш иккинчи ҳолатдаги худди шундай ҳажмдаги суюқликнинг ϑ_2 тезлик билан F_2 куч таъсирида x_2 масофага силжишига сабаб бўлади; бунда бажарилган иш $A_2 = F_2 x_2 = p_2 S_2 x_2$ га тенг. Суюқлик кўчишида бажарилган натижавий иш

$$A = F_1 x_1 - F_2 x_2 = p_1 S_1 x_1 - p_2 S_2 x_2 = (p_1 - p_2) V, \quad (31.4)$$

бунда

$$V = V_1 = S_1 x_1 = V_2 = S_2 x_2.$$

У ҳолда биринчи ва иккинчи ҳолатлар орасида потенциал ва кинетик энергиялар ўзгаришлари қуйидагига тенг бўлади:

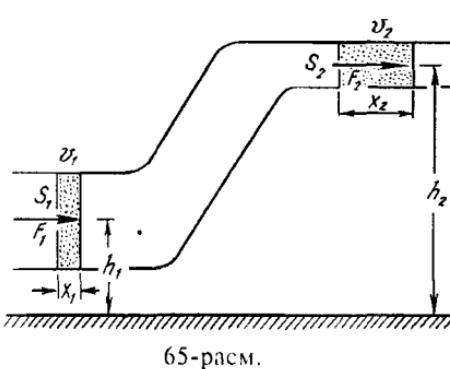
$$\Delta E_p = \Delta(mgh) = mg\Delta h = \rho V g(h_2 - h_1),$$

$$\Delta E_k = \Delta \left(\frac{1}{2} m \vartheta^2 \right) = \frac{1}{2} m \Delta \vartheta^2 = \frac{1}{2} \rho V \left(\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2 \right). \quad (31.5)$$

(31.4) ва (31.5) ни (31.3) га қўйсак,

$$p_1 + \rho g h_1 + \frac{1}{2} \rho \vartheta_1^2 = p_2 + \rho g h_2 + \frac{1}{2} \rho \vartheta_2^2 \quad (31.6)$$

тенглама ҳосил бўлади. Бу Бернулли тенгламасининг ўзгинасидир. Стационар ҳарақатдаги суюқликда унинг бирлик ҳажмининг кинетик $\left(\frac{\rho \vartheta^2}{2} \right)$, потенциал (pgh) ва босим (p) таъсиридаги энергиялар йиғиндиси ўзгармас сақланади. Оқаётган суюқлик энергияси бордан йўқ бўлмайди, йўқдан бор бўлмайди, энергия бир турдан бошқа турга ўтади; оқим тезлигининг ортиши унда босимниң камайишига олиб келади. Кесим юзи ўзгарувчан найда босим ўзгаришини ўлчаш натижасида суюқлик тезлиги ни аниқлаш мумкин.



Энди Бернулли тенгламасининг гайрим татбиқларини кўриб чиқайлик. Суюқлик кесими ўзгарувчан бўлган горизонтал найда оқиб ўтганда $h_1 = h_2$ бўлади ва Бернулли тенгламаси қўйидаги кўринишга келади:

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho \vartheta_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho \vartheta_2^2. \quad (31.7)$$

Найнинг тор қисмида $S_2 < S_1$ ва $\vartheta_2 > \vartheta_1$. У ҳолда (31.7) га асосан $p_2 < p_1$ бўлади. Суюқлик сатҳларининг айирмаси $d = h_1 - h_2$ босим айирмасини аниқлайди:

$$p_1 - p_2 = \rho g d. \quad (31.8)$$

Узлуксизлик тенгламасини ҳисобга олсак, (31.7) ва (31.8) дан қўйидаги ифодага келамиз:

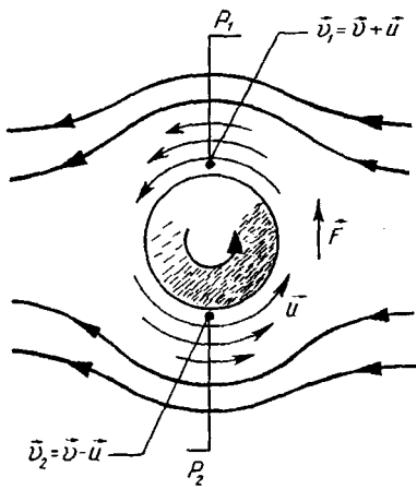
$$d = \frac{\vartheta_1^2}{2g} \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right). \quad (31.9)$$

d — идеал суюқлик табиатига боелиқ эмас.

Суюқлик ва газлар стационар оқимининг ихтиёрий кесимларида тезлик ўзгаришининг босим ўзгариши билан боелиқлигини қуйидаги ҳодисаларда кўриш мумкин. Самолёт қанотининг пастидан ва юқорисидан ўтвучи ҳаво оқим чизиклари турлича эгилишга эга (35-расмга қаранг). Юқоридан ўтган оқим чизиги кўпроқ йўл юради ва демак, пастки оқимга нисбатан тезлиги катта, яъни $\vartheta_1 > \vartheta_2$. (31.7) tenglikka асосан $p_2 > p_1$ бўлади. Қанот остидаги босим устидаги босимдан катта бўлса, юқорига йўналган куч, яъни кўтариш кучи ҳосил бўлади.

Магнус эфектини ҳам Бернулли тенгламаси асосида тушиунириш мумкин. Фақат бунда ишқаланишни ҳисобга олиш зарур бўлади. Магнус эфекти суюқлик ёки газларда ҳаракатланувчи цилиндрик жисм ўз ўқи атрофида айланганда оқимга кўндаланг йўналишда куч ҳосил бўлиши ва жисмнинг дастлабки йўналишидан оғиши билан боелиқ ҳодиса эди.

66-расмда ҳавода чапдан ўнгга \bar{v} тезлик билан ҳаракатланувчи тўп берилган. Агар тўпга ўз ўқи атрофида кўшимча айланма ҳаракат берилса, у горизонтал йўналишдан бурилиб юқорига ёки пастга ўтади. Тўп айланганлиги учун унга атрофидаги ҳаво қатлами эргашади ва бирор \bar{u} айланма ҳаракат тезлигига эришади. Тўпнинг юқорисида оқим тезлиги $\bar{\vartheta}$ билан айланувчи ҳаво қатлами тезлиги \bar{v} бир хил йўналишда бўлиб, натижавий тезлик қиймати $\bar{\vartheta}_1 = \bar{\vartheta} + \bar{u}$ га тенг. Тўпнинг пастки қисмида эса тезликлар қарама-қарши йўналган ва $\bar{\vartheta}_2 = \bar{\vartheta} - \bar{u}$ га тенг. Демак,



66-расм.

$\vartheta_1 > \vartheta_2$ (31.7) тенглилкка асосан $p_2 > p_1$, яъни пастдан юқорига томон йўналган F куч ҳосил бўлади. Бу куч тўпни дастлабки йўналишига нисбатан чапга буради. Тўпнинг айланиш йўналиши тескарига ўзгарса, F куч юқоридан пастга томон йўналган бўлади ва тўпни ўнгга буради. Айрим футболчилар бурчакдан тўп тепишда тўпга жуда усталик билан, бир оз қия йўналишда тепки кучи бера оладилар. Натижада, дарвоза томон йўналтирилган тўп ўзининг «илгариланма» ҳаракатида ўз ўқи атрофига ҳам айланиб боради. Юқоридаги мисолдаги каби тўп ўзининг ҳаракат йўналишини ўзgartириб, баъзан дарвазабонни доғда қолдиради.

Қадим замонларда ботқоқликларни қуритиш учун уларни канал орқали яқин атрофдан ўтувчи дарё билан туташтирганлар. Бу Бернулли қонунидан фойдаланишининг ўзгинасидир. Чунки дарё билан ботқоқлик орасидаги оқим тезлиги фарқига мос босим фарқи ҳосил бўлади ва оқувчан сув ботқоқликнинг турғун сувини сўриб олади: оқим тезлиги уччалик катта бўлмагандан ($\vartheta = 1 \frac{M}{c}$) ҳам босим фарқи сезиларли ($\approx 0,5 \cdot 10^3$ Па) бўлади.

Ҳисоблашлар кўрсатадики, оқим тезлиги атиги 1 м/с бўлганда дарё четида турган одамга таъсир этувчи ва уни дарёнинг тез оқувчан соҳаси томон судровчи куч $0,3 \cdot 10^3 \text{Н}$ ёки 30 кГ га тенг бўлади. Шунинг учун тез оқувчи дарёларда, ҳаттоқи унинг қирғоғига яқин жойда чўмилиш ҳам хавфлидир.

Бернулли қонуни фақат суюқликлар учун эмас, газлар учун ҳам ўринли: ҳаммамизга маълум бўлган пуркагич ҳаводаги босимнинг тезликка боғлиқ ўзгаришига асосланган. Пастки учи суюқликка ботирилган шиша найчанинг юқори учига ҳаво оқимини яқинлаштиrsак (пуфлагич) шиша найчада суюқлик кўтарилади ва оқимга эргашиб сочилади.

Соатига 200 км тезлик билан ўтаётган ЭР-200 экспресс поездининг ҳаво оқимида босим $2 \cdot 10^3 \text{ Па}$ ($0,02 \text{ атм}$) га камаяди. Тезликка боғлиқ бу босимнинг ўзгариши йўл ёқасида турган одамга 10^3Н ёки 100 кГ кучнинг таъсири билан тенг кучли. Бу куч йўл ёқасидан йўл ўртаси томон йўналган. Шунинг учун тезюар поезддан иложи борича узоқда турган маъқул.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Суюқлик ва газлар қандай хусусиятларга эга?
2. Босим нима ва қандай бирликларда ўлчанади?
3. Босимдан техникада фойдаланишга мисоллар келтиринг.
4. Паскаль қонунини таърифланг. Туташ идишлар қонунини ёзинг.
5. Атмосфера босими нима ва у қандай бирликларда ўлчанади?
6. Архимед қонунини таърифланг ва унинг амалда қўлланишига мисоллар келтиринг.
7. Ламинар ва турбулент оқимларни тушунтиринг ҳамда уларни характерловчи Рейнольдс сонининг физик маъносини беринг.
8. Суюқликда жисмининг муаллақ сузаб юриш ва чўкиш шартлари нимадан иборат?
9. Бернулли тенгламасига кирувчи ҳадларининг физик маъносини тушунтиринг.
10. Самолёт қанотига таъсир қилувчи кўтариш кучининг вужудга келишига сабаб нима?

II ҚИСМ. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

VII б о б. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ

32-§. Модда тузилиши ва уин ўрганиш усуллари

Табиатдаги жисмлар бир-бирларидан фақат ўлчамлари ва массалари билангина эмас, балки бошқа бир қатор хоссалари жиҳатидан ҳам фарқ қиласди. Жисмларнинг бу хоссалари уларнинг қандай тузилганлигага боғлиқ бўлади. Шунинг учун модданинг тузилиши ҳақидаги масала физиканинг асосий мавзуларидан бирини ташкил этади.

Модданинг майда зарралардан ташкил топганлиги ҳақидаги маълумот бизнинг эрамиздан олдинги эрада яшаган қадимги грек олимни Демокрит томонидан кўрсатиб ўтилган. Барча моддалар майда зарралар — молекулалардан ташкил топганлиги ҳақидаги тасаввур XVII асрда рус олими М. В. Ломоносов томонидан ривожлантирилган бўлса, XIX асрнинг ўрталарига келиб немис олими Р. Клаузиус, австрия физиги Л. Больцман, инглиз олимлари Ж. Максвелл ва Д. Дальтонлар томонидан мустаҳкамланди. Уларнинг тарькидлашича, ҳар қандай модданинг зарралари орасида ўзаро тортишиш потенциал энергияси ва иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси мавжуддир. Агар зарралар орасидаги ўзаро тортишиш потенциал энергияларининг йиғиндиси уларнинг кинетик энергияларининг йиғиндисидан катта бўлса, у ҳолда модда қаттиқ агрегат ҳолатида бўлади, акс ҳолда газ ҳолатида бўлади. Бу энергиялар бир-бирига яқин бўлган ҳолда модда суюқ агрегат ҳолатида бўлади. Шунинг учун ҳам қаттиқ ҳолатдаги моддани эритиш ёки суюқликни газга айлантириш учун ташқаридан қўшимча энергия бериш керак, яъни зарраларнинг кинетик энергиясини сунъий йўл билан орттириш керак.

Қаттиқ жисм молекулалари орасидаги тутиниш кучлари етарлича катта бўлганлиги учун у муайян ҳажмга ва муайян шаклга эга. Қаттиқ жисмнинг чўзилишига унинг молекулалари орасидаги тортишиш кучлари, сиқилишига эса итаришиш кучлари тўсқинлик қиласди. Қаттиқ жисмни ташкил

этган зарралар бир-биридан маълум масофада жойлашган бўлиб, мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади. Температура ортиши билан зарраларнинг тебраниши ортиб боради. Маълум температурада зарраларнинг тебраниш энергияси уларнинг боғланиши энергиясидан катта бўлиб қолади, яъни қаттиқ жисм эриб суюқликка айланади.

Суюқликларда молекулалар орасидаги ўзаро тортишиш кучлари қаттиқ жисмлардагига қараганда кичикроқ қийматга эга. Шунинг учун суюқлик муайян шаклга эга эмас; суюқликни қандай шаклдаги идишга солинса, шу идиш шаклини олади. Бундан ташқари суюқликлар оқувчанлик ва ёпишқоқлик хусусиятлари билан ҳам характерланади. Суюқлик молекулалари ҳар қандай шароитда узлуксиз равишда суюқ ҳолатдан газ ҳолатга ўтиб туради.

Газ молекулалари бир-бiri билан жуда заиф боғланган ва шунинг учун у ўзининг шаклига ҳам, ҳажмига ҳам эга эмас; ҳажм ҳар қанча катта бўлса ҳам солинган газ бутун ҳажмни эгаллайди. Бунга сабаб газ молекуларининг ҳар доим тартибсиз хаотик ҳаракатда бўлишидир. Масалан, ҳаво молекуларининг хона температурасидаги иссиқлик тезлиги 500 м/с га , бир секундда битта молекуланинг бошқа молекулалар билан тўқнашишлари сони 5 миллиардга , ўтадиган йўл катталиги бор-йўғи 10^{-7} м га тенглиги аниқланган. Бундан ташқари модданинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сони ҳаддан ташқари кўпdir. Масалан, нормал шароитда бир куб сантиметрдаги ҳавода $3 \cdot 10^{19}$ дона молекула бор. Бу шунча катта миқдорки, агар бу молекулаларни ёнмаён жойлаштиrsак, Ер шари экваторидан 375 марта узунроқ ип ҳосил бўлган бўлар эди. Берилган ҳажмда ҳаво молекулаларининг зич жойлашмаганлиги назарда тутилса, уларнинг ниҳоятда кичик эканлигини тасаввур қилиш қийин эмас. Таққослаш учун шуни айтиш мумкинки, олма Ер шаридан қанча кичик бўлса, молекула ҳам олмадан шунча кичикдир. Дарҳақиқат, тажриба натижаларининг кўрсатишича молекуланинг радиуси тақрибан 10^{-8} см га тенгdir.

Молекула — модданинг барча химиявий хоссаларини ўзида сақлаб қолган энг кичик заррадидир. Масалан, сув молекуласи иккита водород атомидан ва битта кислород атомидан иборат. Агар сув молекуласи парчаланса, водород ва кислород газлари ҳосил бўлади. Бу ҳосил бўлган зарралар водород ёки кислород атомлари деб юритилади.

1869 йили Д.И. Менделеев томонидан тузилган элементлар даврий системасида ҳозирги кунда 107 та элемент маълум, яъни табиатда шунча хил атом мавжуд. Бу атомлардан 88 таси табиий ҳолда учраса, 19 таси сунъий йўллар билан ҳосил қилинган. Элементлар даврий системасини ташкил этган атомларнинг радиуслари деярли бир хил бўлиб, атомнинг табиати ва уни ўлчаш усулига қараб $1 \cdot 10^{-10}$ м дан $3 \cdot 10^{-10}$ м гача ўзгаради. Энг енгил элемент — водород атомининг массаси $1,6 \cdot 10^{-24}$ г га тенг бўлса, энг оғир элементлардан бири — уран (238) атомининг массаси $4 \cdot 10^{-22}$ г га тенгдир. Шундай қилиб, ҳар қандай модда жуда майда зарра — атом ва молекулалардан ташкил топган, бу зарралар доимо тартибсиз иссиқлик ҳаракатида ва улар орасида тортишиш ҳамда итаришиш кучлари мавжуд.

Моддаларда юз берувчи ҳодисаларни ўрганишнинг иккита — *статистик ва термодинамик* усули мавжуд. Статистик усул ҳар қандай модда яхлит бўлмасдан, балки узлуксиз ва бетартиб ҳаракат қилиб турувчи майда зарралардан иборатdir, деган таълимотга асосланган молекуляр кинетик назарияга таянади. Бу усул молекуляр физика бўлимининг асосини ташкил қиласи. Термодинамик усулда ўзаро мувозанатда бўлган системаларнинг хусусияти, бир мувозанат ҳолатидан иккинчи мувозанат ҳолатига ўтиш жараёни ўрганилади. Бу усулда моддани ўрганиш учун алоҳида зарралар ҳақида маълумотга эга бўлиш шарт эмас. Термодинамик усулнинг асосий мазмуни материя ҳаракатининг иссиқлик кўриниши қонуниятларини ва у билан боғлиқ бўлган физик ҳодисаларни ўрганишдан иборат. Ҳар бир усул ўрганилаётган ҳодисаларга турлича ёндашса-да, бир-бирини ўзаро тўлдиради.

33-§. Температура ва уни ўлчаш усуллари

Температура тўғрисидаги дастлабки тасаввурлар иссиқни ва совуқни сезиш ҳиссидан келиб чиққан. Температура жисмнинг исиганлик даражасини белгилайди. Температура механика бўлимида киритилган узунлик, масса, вақт каби тушунчалардан кейин киритилган тўртингич асосий катталикдир. Моддаларда юз берувчи турли физиковий ва химиавий ҳодисалар температурага боғланган. Бу боғланишлар-

дан ҳар бири температурани ўлчовчи қурилма — термопараларни ясашда асос қилиб олиниши мумкин.

Ҳар қандай макроскопик жисм ёки шундай жисмлар грухи *термодинамик система* деб аталади. Температурани ўлчаш учун энг аввало бирорта термодинамик система танлаб олинади. Сўнгра унинг хоссаларидан бирортасини температурага қараб ўзгаришидан фойдаланилади. Масалан, танланган термодинамик системанинг ҳажми, босими, электр қаршилиги, нурланиши кабиларни температурага боғланишини асос қилиб олиш мумкин. Температура ортиши билан кўпчилик суюқликларнинг ҳажми чизиқли равишда кенгайиб боради. Ҳозирги кунда амалда ишлатилувчи симобли ёки рангли спиртли термометрларнинг ишлаши шу қонуниятга асосланган.

Температурани ўлчаш учун термометрларни даражалаш керак. Бунинг учун термометрнинг пастки учи эриётган музга солинади ва бу ҳолдаги симоб сатҳини 0 деб олинади. Сўнгра термометрнинг пастки учи нормал атмосфера босими остида қайнайётган сув буғига туширилади. Симоб сатҳи кўтарилиб, бирор ўзгармас ҳолатга эришгунча кутилади ва бу сатҳни 100 деб белгиланади. Сувнинг қайнаш ва музнинг эриш температурандари орасидаги масофа тенг 100 та бўлакка бўлиб чиқилади ва ҳар бир бўлакни бир даражада деб қабул қилинади.

Баён этилган температура шкаласи XVIII асрнинг бошлирида Швеция астрономи Андерс Цельсий томонидан киритилган. Бу шкала даставвал «юз даражали» шкала дейилган бўлса, кейинчалик расман Цельсий шкаласи деб ном олди. Цельсий шкаласида температура °C деб белгиланади. Симобли термометрлар биринчи маротаба немис физиги Фаренгейт томонидан яратилган бўлиб, унда музнинг эриш температураси 32 даражада, сувнинг қайнаш температураси эса 212 даражада деб олинган ва улар орасидаги шкала 180 та бўлакка бўлинган. Фойдаланишга ноқулай бўлишига қарамасдан Фаренгейт шкаласи ҳозирги кунда ҳам Америка Кўшма Штатларида кўлланилади.

Температурани ўлчашда қўйидагиларга амал қилиш керак:

1. Температурани ўлчашда юқори температурали жисм паст температурали жисмга энергия узатади. Шунинг учун

температураны ўлчашда иссиқлик мувозанатига эришиш зарур, яъни термометр температураси ўлчаниши керак бўлган муҳитга киритилгач, температуralар мувозанатлашгунча кутиш керак. Масалан, медицинада ишлатилувчи симболи термометрлар ёрдамида тана температурасини ўлчашда тана ва термометр ўртасида иссиқлик мувозанати қарор топгунча 8—10 минут вақт ўтади.

2. Термометрнинг ўлчами температураси ўлчаниши керак бўлган система ўлчамидан анча кичик бўлиши керак. Бу шарт бажарилмаса, термометрнинг киритилиши температурани ўзгартириб юбориши мумкин.

3. Эриётган музнинг температураси 0°C га мос келувчи белгини шкалада аниқлашда муз бўлаклари яхшилаб майдалаб сувга солиниши керак. Агар муз бўлаклари йирик бўлса, унинг сиртида температура 0°C, ҳажмида — 10°C, муз парчасидан бир оз масофада +5°C да бўлиши мумкин. Муз 0°C да эрисада, сув 0°C да музламаслиги мумкин. Шу боисдан 0°C нуқта сифатида сувнинг музлаш температураси олинмайди.

4. Сувнинг қайнаш температураси атмосфера босимиға боғлиқ бўлиб, дengiz satxidagi normal boscimdagina 100°C ga tengdir. Balandlik ortishi bilan boscimning kamaiishi tufileli қайнаш температурасининг pasayib boriishi xisobga olinishi kерак. Масалан, Помир toғи чўққиларида сув 75°C температурада қайнайди.

Ҳар хил суюқликлар ҳажмининг температурага боғланниши турлича бўлганлигидан бир хил шароитда бир суюқликка даражаланган шкала бошқа суюқликка тўғри келмаслиги мумкин (0 ва 100°C нуқталар бундан мустасно). Бу муаммони бартараф этиш учун термодинамик система сифатида сийраклаштирилган газ олинади. Тажрибаларнинг кўрсатишича берилган T температурада, сийрак газ босими p bilan ҳажми V кўпайтмасининг молекулалар сони — N га нисбати ҳамма газлар учун бирдай қийматга эга бўлади:

$$\frac{pV}{N} = B. \quad (33.1)$$

Бу формуладаги B фақат температурага боғлиқ бўлиб, жоуль ёки эргларда ўлчанади. Энергетик бирликларда ўлча-

нувчи B дан даражаларда ўлчанадиган T га қуйидагича ўтиш мумкин:

$$B = kT, \quad (33.2)$$

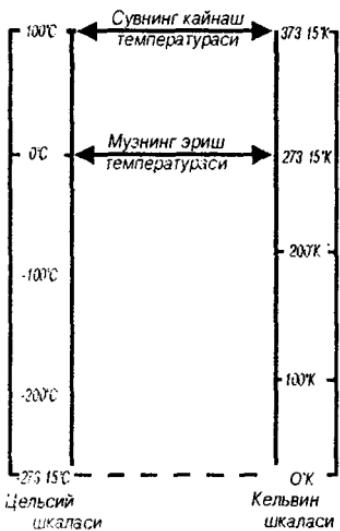
бунда $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ — Больцман коэффициенти бўлиб, молекуляр-кинетик назариянинг энг муҳим доимийларидан биридир.

Газ термометри ёрдамида аниқланадиган шкала *температуранинг термодинамик шкаласи* деб аталади. Амалда бу шкала кам ишлатилади. Бу шкаладан, асосан, термометрларни даражалашда фойдаланилади. Баён қилинган шкала инглиз олимни Кельвин томонидан киритилган бўлиб, одатда *абсолют температура шкаласи* ёки *Кельвин шкаласи* дейилади. Бу шкалада температура бирлиги кельвин (К) деб юритилади. Абсолют температура манфий бўла олмайди, унинг энг кичик қиймати $T = 0$ қийматидир. Температуранинг бу чегаравий қиймати унинг *абсолют ноли* деб аталаади. Кельвин шкаласининг ҳар бир бирлиги Цельсий шкаласининг даражасига мос келади. Фарқи шундан иборатки, абсолют T температуранинг ҳар қандай қиймати Цельсий шкаласидаги мос t температурадан $273,15$ даражада юқори бўлади, яъни:

$$T = t + 273,15. \quad (33.3)$$

Масалан, нормал босим остида сувнинг қайнаш температураси Цельсий шкаласи бўйича 100°C бўлса, Кельвин шкаласи бўйича $373,15$ К бўлади, яъни $100^{\circ}\text{C} = 373,15$ К (67-расм).

Суюқлик ҳажмининг температурага боғланишига асосланган термометрлар суюқликнинг қотиш ва қайнаш температуралари орасидагина ишлаши мумкин. Масалан, симболи термометрлар -38°C дан 260°C гача бўлган температура интервалида ишлайди. Температурани кенгроқ интервалда аниқ ўлчаш учун моддаларнинг бошқа хусусиятларини температурага боғланишидан фойдаланиш мумкин. Металларнинг қаршилиги температура кўтарилиши билан ортиб боради. Шунинг учун соғ металл ёки унинг қотишмаларидан ясалган ўтказгич қаршилигининг температурага боғланишидан фойдаланилади. Бундай термометрлар *қаршилик термометрлари* дейилади. Энг кўп



67-расм.

900°C гача бўлган температуранни аниқ ўлчаш мумкин.

Температурани янада аниқроқ сезиш учун турли металларнинг кавшарланишидан ҳосил бўлган термопаралардан фойдаланилади. Бунинг учун табиати жиҳатидан турлича бўлган иккита ингичка металл сим олиниб тозаланган учлари бир-бирларига кавшарланади, қолган иккита учлари кучланишни ўлчовчи вольтметрга уланади. Табиати турлича бўлган ўтказгичларнинг ўзаро контакти ҳисобига юзага келувчи потенциаллар фарқи пайвандланган учлар билан вольтметрга уланган учлар орасидаги температуralар фарқига боғлашишига асосланган ҳар иккала хил термометрлар ёрдамида —260°C дан

ишлиатиладиган қаршилик термометрлари соғ платинадан тайёрланиб, улар ёрдамида 10°C дан, 1100°C гача бўлган температуralарни ўлчаш мумкин. Ярим ўтказгичларнинг қаршилиги, аксинча, температура ортиши билан камайиб боради. Ярим ўтказгичларнинг бу хусусиятидан фойдаланиб ясалган термометрлар *термисторлар* ёки *термоқаршиликлар* дейилади. Ярим ўтказгичлар асосида ишловчи термометрлар юқори сезгирилиги ва кўлланишининг қулиялигига билан ажралиб туради. Қаттиқ жисм қаршилигининг температурага боғлашишига асосланган ҳар иккала хил термометрлар ёрдамида —260°C дан

900°C гача бўлган температуранни аниқ ўлчаш мумкин.

Шу боғланишидан температурани аниқлаш мумкин.

Термопара тайёрлашда турли хил металлар жуфтини танлаш мумкин. Масалан, мис—константан— $-200 \div 350^\circ\text{C}$, темир—константан— $0 \div 750^\circ\text{C}$, хромель—алюмель— $200 \div 1100^\circ\text{C}$, хромель—константан— $-253^\circ\text{C} \div 1000^\circ\text{C}$, вольфрам—рений 1800°C гача. Жуда юқори температурали ва электромагнит нур сочувчи жисмларнинг температурасини ўлчашда оптик пиromетрлардан фойдаланилади.

Табиатда мавжуд бўлган энг юқори температура қийматлари коинотдаги иссиқ юлдузлар марказида бўлиб, 10^{10} К гача етади (7-жадвал). Ҳозирги кунда эришилган энг паст температура 10^{-6} К га тенгдир.

Табиатдаги температуралар қийматлари

T, K	
10^{10}	
10^9	Энг иссиқ юлдузлар марказида
10^8	Водород бомбасининг портлаш марказида
10^7	Қуёш ичида
10^6	Қуёш гардишида
10^5	
10^4	Қуёш сиртида
10^3	Сувнинг қайнаши, 373, 15°K Музнинг эриши, 273, 15°K
10^2	Азотнинг суюлиши, 77°K Водороднинг суюлиши 20°C
10	
1	Гелийнинг суюлиши, 4,2°K
10^{-6}	Эришилган энг паст температура

34-§. Газнинг босими. Вакуум ҳақида тушунча

Ҳаво босимини қыйидаги тарихий тажрибадан тасаввур этиш мумкин. Диаметрлари таҳминан 42 см бўлган иккита ярим шарни бир-бирига тери қатлами орқали туташтириб, ҳосил бўлган шар ичидағи ҳаво сўриб олинганда, уларни бир-биридан ажратиш учун ҳар иккала томонга тўрттадан саккизта от-улов керак бўлган. Ярим шарларни бир-биридан ажратишга қаршилик қилувчича куч атмосферанинг босим қучи бўлиб, ҳисоблашларнинг кўрсатишича $1,4 \cdot 10^4 N$ га яқин бўлади.

Газ ўзи жойлашган идишнинг ички деворларига маълум куч билан таъсир қиласи. Бунга сабаб бирор идиш ичида жойлашган газнинг ҳар бир молекуласи унинг деворларига маълум импульс беради. Газ молекулаларининг идиш де-

ворларига берадиган босими уларнинг сонига ва кинетик энергиясига пропорционал бўлади. Газлар кинетик назаријасининг натижасига кўра, газнинг босими ҳажм бирлигидаги газ молекулалари ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига teng, яъни

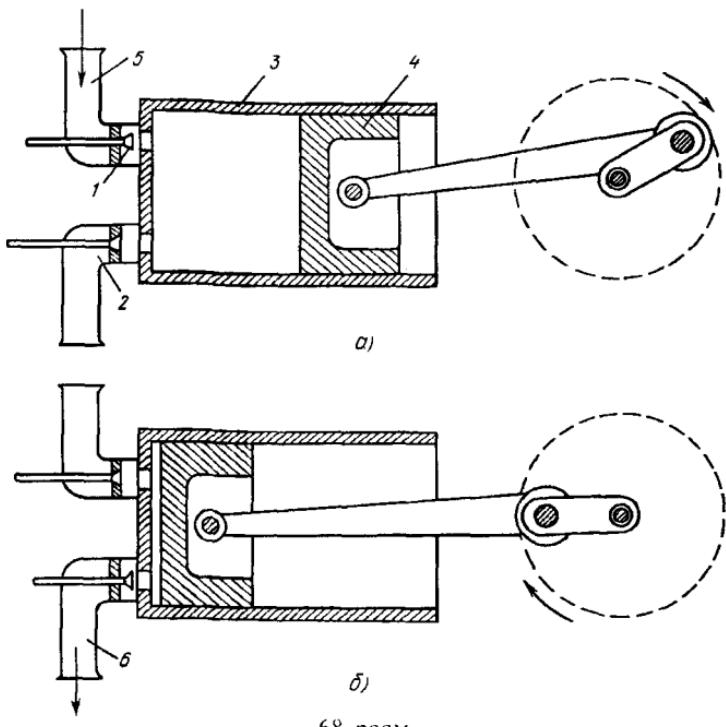
$$p = \frac{2}{3} n \cdot \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{2}{3} n \bar{E}_{kin}, \quad (34.1)$$

бунда n —ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, ϑ^2 — молекула тезлиги квадратининг ўртача қиймати, \bar{E}_{kin} — газ молекулаларининг ўртача кинетик энергияси.

Температура ортиши билан молекулаларнинг тезлиги, бинобарин, уларнинг кинетик энергияси ортади. Шунинг учун газ босими унинг температураси ортиши билан ортиб боради. Масалан, порохнинг ёнишида газ молекулаларининг тезлиги 2 км/с гача етади. Молекулаларнинг шу тезлиги ҳисобига отилиб чиқсан снаряднинг тезлиги, тахминан икки марта кичик бўлади.

Газнинг босими ортирилса, унинг ҳажми камаяди. Сиқилган газлар техникада кенг қўлланилади. Масалан, водород, ацетилин ва кислород газ билан кавшарлаш ишлариди, аммиак эса совиткичларда ишлатилади. Газларни бир жойдан иккинчи жойга олиб боришда улар 100—200 атмосферагача сиқилади ва қалин деворли пўлат баллонларга жойланади. Газ солинган баллонларни фарқлаш учун ацетилинли баллонлар оқ рангга, кислородлиси кўк рангга, водород солинган баллонлар эса қизил рангга бўялади.

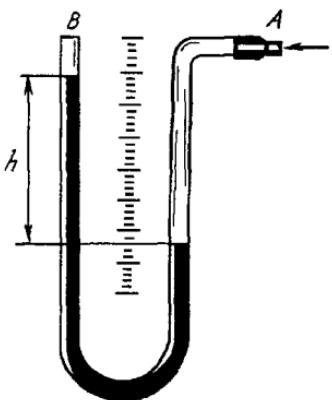
Газлар компрессорлар ёрдамида сиқилади (68-расм). Компрессор (1) кириш ва (2) чиқиш клапанларига эга бўлган (3) цилиндр ва (4) поршендан иборат бўлади. Поршень клапанлардан узоқлашганда цилиндрга (5) йўл орқали ҳаво киради (68-а расм). Поршень клапанларга яқинлашишга бошлаганда кириш клапани 1 ёпилади ва газ сиқилади. Цилиндрдаги газ етарлича сиқилганда чиқиш клапани очилади ва сиқилган газ (6) йўл орқали баллонга қамалади (68-б расм). Кўп тактли компрессорларда бир цилиндрда сиқилган газ иккинчи цилиндрга ўтказилади ва ҳоказо. Уч ёки тўрт тактли компрессорлар ёрдамида газларни минг атмосфера босимгача сиқиш мумкин.



68-расм.

Сиқилган газларнинг ҳаётда аҳамияти катта. Автомобиль, трактор, танк ва самолётлар двигатели цилиндрида сиқилган газнинг нефть маҳсулотлари ёрдамида ёниши ҳисобига ҳаракатга келади. Сиқилган ҳаводан сув ости ишларини бажарувчи қурилмаларда, жуда қаттиқ қатламларни кўчирувчи болғаларда, катта ташкилотларда бир жойдан иккинчи жойга қоғозларни ташувчи ҳаво почтасида, троллейбус ва метро эшикларини ёпиб-очишда, поезд, трамвай, троллейбус, автобус, метроларнинг тормозларини ишлатишда фойдаланилади. Домна печлари, айрим кўтариш кранлари, қаттиқ жисмлар юзаларини силлиқловчи машина ва механизmlар ҳам юқори босимли газ ҳисобига ишлайди.

Босим монометрлар, барометрлар, вакуумметрлар ва босим датчиклари ёрдамида ўлчанади. Ҳозирги вақтда бу қурилмалар ёрдамида 10^{-11} мм сим. уст. баландлигигача босимларни ўлчаши мумкин. Босимни ўлчовчи қурилма ёрдамида тўғридан-тўғри босим ўлчанади ёки босим билан боғлиқ бўлган

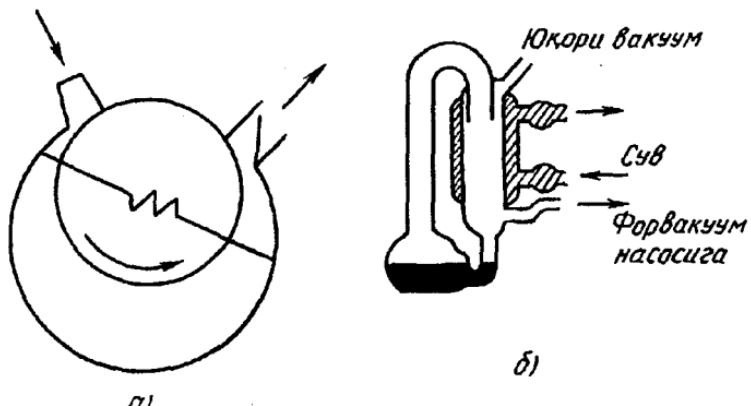


69-расм.

модданинг бирорта параметри ўлчанади. Энг сода монометр *U* симон шаклида эгилган най бўлиб (69-расм), унинг ичига бирор суюқлик (масалан, симоб) қуилади. Монометрнинг *A* учи босими ўлчаниши керак бўлган идишга уланиб, иккинчи *B* учи очиқ бўлади. Ўлчаниши керак бўлган босим хонадаги босимдан катта бўлса, монометрнинг ўнг томонидаги суюқлик пасайиб, чап томонидаги кўтарила бошлайди ва босимлар тенглашгунча давом этади. Монометр тирсакларидағи суюқлик устунларининг фарқи *h* орқали босимни ҳисоблаш мумкин. Жуда паст босимлар термоэлектрик ёки ионизацияцион монометрлар ёрдамида ўлчанади.

Газ молекуласининг ўртача эркин югуриш йўл узунлиги у жойлашган идишнинг ўлчамларига яқин бўлса, бундай сийраклашган газ *вакуум* дейилади. Агар газ молекуласининг эркин югуриш йўл узунлиги идиш ўлчамларидан кичик бўлса, у ҳолда бундай вакуум *паст вакуум* дейилади. Паст вакуумларни ҳосил қилиш учун *форвакуум насослари* қўлланилса (70-а расм), юқори вакуумни диффузион насослар ёрдамида олинади. Диффузион насоси (70-б расм) ишлаши учун форвакуум насоси ёрдамида газнинг дастлабки сийраклаштирилиши (10^{-3} мм сим. уст.) амалга оширилади. Шунинг учун форвакуум ва диффузион насослари кетма-кет уланади. Бу насослар ёрдамида босими 10^{-7} мм сим. уст. гача бўлган вакуум олиш мумкин.

Вакуум даражасини янада орттириш учун суюқ азот ёки бошқа маҳсус моддалар қўлланилади. Ҳозирги вақтда эришилган энг яхши вакуумда газ босими $10^{-10}—10^{-11}$ мм сим. уст. ни ташкил этади. Бундай юқори вакуумда газ молекулалари тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракат қилиб, идиш деворларига урилсада, бир-бири билан кам тўқнашади. Юқори вакуумда 1 см³ ҳажмда миллионлаб молекула қолган бўлса ҳам газ молекуларнинг ўртача югуриш йўл узунлиги юзлаб километрга тенг

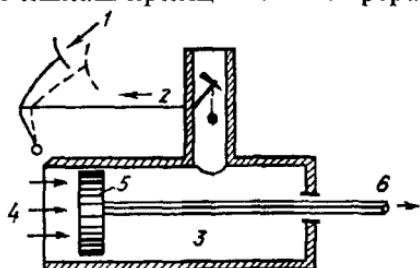


70-расм.

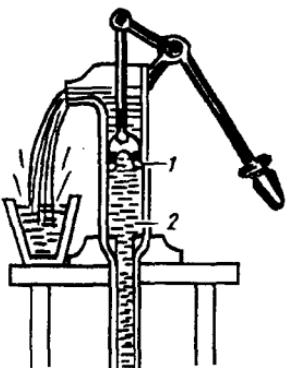
бўлади. Газ молекулалари бир-бири билан тўқнашмаганлиги учун ички ишқаланиш ва иссиқлик ўтказувчаник ҳодисалари ҳам жуда камайиб кетади. Моддалар температурасини сақлаб қолиш учун улар қўшалоқ деворлари орасида вакуум ҳосил қилинган идишларда — дьюарларда сақланади.

Пневматик қурилмаларда ҳам паст босимли газлардан фойдаланилади. Масалан, замонавий автомобилларда қўлланиладиган тормознинг вакуум кучайтиргичи тормозловчи кучнинг сўрувчи найдаги ҳавонинг сийракланиши натижасида кучайишига асосланади (71-расм). (1) педалга босиш билан (2) клапан очилади ва (3) тормозловчи цилиндрда газнинг сийракланиши юз бераб, вакуум ҳосил бўлади. (4) атмосфера босими (5) цилиндр поршенини ўнгга суради ва ричаглар системаси бу кучни (6) тормозларга узатади.

Ҳаво ва сув насосларининг ишлаш принципи атмосфера босимидан фойдаланишга асосланган. Сўрувчи насос цилиндридаги поршень юқорига кўтарилиганда ҳаво ва сув босими таъсирида (1) клапан ёпилади (72-расм). Атмосфера босимининг суюқликнинг очиқ юзига босиши туфайли сув пастдан юқорига кўтарилади ва (2)



71-расм.



72-расм.

клапан очилади. Поршень пастга сурилганды эса (2) клапан ёпилади, (1) клапан эса очилади ва натижада поршень устига сув ўтади. Поршеннинг бир неча марта шундай тақрорий ҳаракатлари натижасида цилиндр ёнидаги жўмракдан сув оқиб тушади.

35-§. Идеал газ ва унинг дастлабки қонуниятлари. Газ ҳолат тенгламаси

Табиатда мавжуд бўлган модданинг уч агрегат ҳолатидан энг соддаси газсимон ҳолатидир. Газ молекулалари орасидаги таъсир кучлари заиф бўлганлигидан улар ўзининг шаклига ҳам, ҳажмига ҳам эга эмас. Нормал шароитда 1 см^3 ҳавода $2,7 \cdot 10^{19}$ дона молекула мавжуд. Берилган ҳажмдаги газнинг ҳолатини ўрганиш учун газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларини ҳисобга олувчи шунича миқдор тенглама тузиш ва уни ечиш керак. Агар секундига бир миллион операция бажарувчи қурилма бўлганда ҳам бу масалани ечиш учун 6 миллион йил керак бўлади. Демак, бу йўл билан масалани амалда ечиш мумкин эмас экан. Бу муаммони ҳал қилиш учун идеал газ модели қабул қилинади. Идеал газ деганда қўйидаги шартларни қаноатлантирувчи газ тушунилади:

1. Газ молекулалари ўзаро таъсирлашмасин ёки жуда заиф таъсирлашсин.
2. Газ молекулаларининг хусусий ҳажми газ жойлашган идиш ҳажмидан жуда кичик бўлсин.
3. Газ молекулаларининг ўзаро (шунингдек, идиш деворлари билан) тўқнашиши эластик шарларнинг тўқнашиши каби бўлсин.

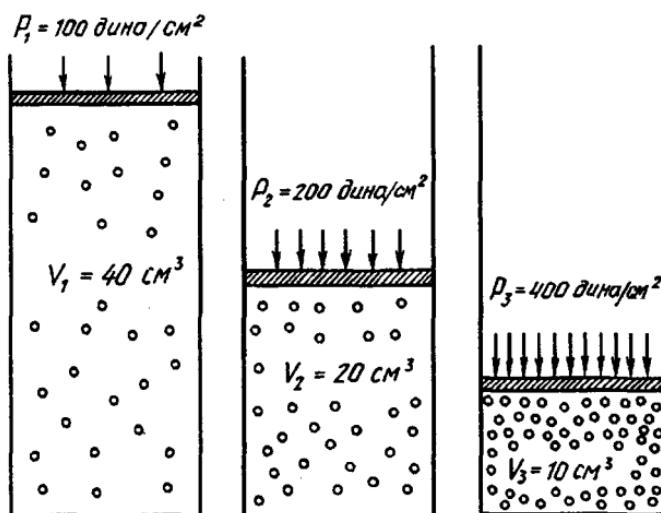
Идеал газ молекулаларини ўзаро таъсирлашмайдиган моддий нуқталар тўплами деб қараш керак. Бундай ҳолатда ҳар бир молекула ўзини идишда бошқа молекулалар йўқдек тутади. Юқоридаги шартларни қаноатлантирувчи газни амалда ҳосил қилиш учун бирор ҳажмдаги газни жуда сийраклаштириш керак.

Идеал газ учун тажрибадан маълум бўлган қуйидаги қонунларни кўриб чиқайлик:

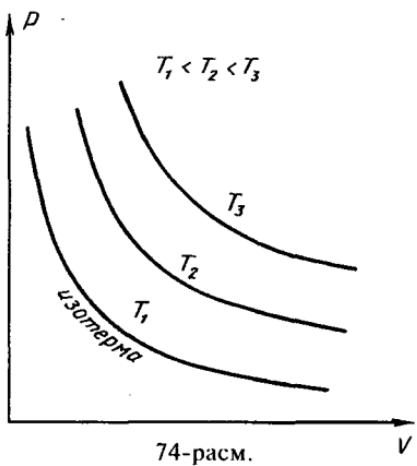
1. Бойль—Мариотт қонуни. 1662 йили инглиз олим Р. Бойль цилиндр ичидаги жойлашган газнинг ҳажми температура ўзгармас бўлганда поршеннинг берадиган босимига тескари пропорционал эканлигини аниқлади (73-расм). 1676 йили француз Э. Мариотт бу қонуннинг тўғрилигини тажрибада исбот этди. Улар ўзгармас температурада берилган идеал газ ҳажмининг ўзгариши (сиқилиши ё кенгайиши) билан унинг босими қандай ўзгаришини текширдилар. Кузатишлар асосида қуйидаги қонун яратилди: *берилган газ учун ўзгармас температурада ($T = \text{const}$) газ босими p нинг ҳажми V га кўпайтмаси ўзгармас катталиkdir*, яъни

$$pV = \text{const.} \quad (35.1)$$

Ўзгармас температурада юз берувчи жараёнларга *изотермик жараёnlар* дейилади. 74-расмда келтирилган гиперболалар *изотермалар* дейилади. Расмдан кўринадики, газнинг температураси ортиши билан ($T_1 < T_2 < T_3$) изотермалар юқорига томон силжиб боради.



73-расм.



74-расм.

Демак, маълум бир масали газнинг босими ўзгармаса, газ ҳажмининг температурага нисбати ўзгармайди. Гей-Люссакнинг бу қонунига кўра газ босими ўзгармас бўлса, газ ҳажмининг температурага боғланиши чизиқли кўринишга эга бўлади, яъни

$$V = V_0(1 + \alpha T), \quad (35.3)$$

бунда $\alpha = \frac{1}{273,15\text{K}^{-1}}$ ҳажмининг термик коэффициенти дейилади. α — ўзгармас босимда газ температураси бир градусга ўзгарганда газ ҳажмининг нисбий ўзгаришини кўрсатади. (35.3) ифода изобара тенгламаси бўлиб, унинг графиги 75-расмда p_1 ва p_2 босимлар учун кўрсатилган. Расмдан кўринадики, идеал газнинг ҳамма изобаралари температуранинг $T=0$ қийматида кесишади.

3. Шарль қонуни. Газнинг ҳажми ўзгармас бўлган шароитда юз берадиган жараёнлар изохорик жараёнлар дейилади. *Изохорик жараёнларда газ босимининг температурага нисбати ўзгармасдир (француз олими Шарль қонуни):*

$$\frac{p}{T} = \text{const.} \quad (35.4)$$

Бошқача айтганда, ўзгармас ҳажмда берилган газ босимининг температурага боғланиши чизиқли кўринишга эгадир, яъни

$$p = p_0(1 + \alpha T). \quad (35.5)$$

бунда α — босимнинг термик коэффициенти дейилади.

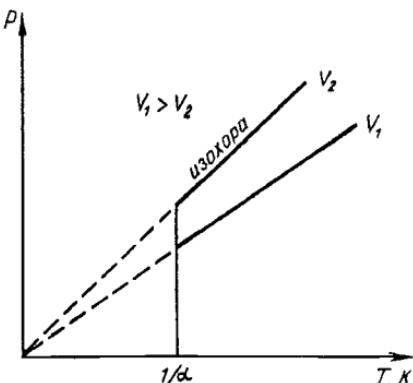
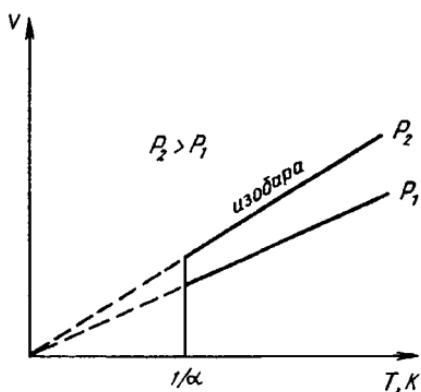
Идеал газ босимнинг абсолют температурага боғланиши V_1 ва V_2 ҳажмлар учун 76-расмда келтирилган бўлиб, барча изохоралар $T = 0$ нуқтада кесишади.

4. Авогадро қонуни. Молекулаларнинг массаси жуда кичик бўлганилиги учун массаларнинг ҳақиқий қийматларидан эмас, балки нисбий қийматларидан фойдаланиш қулай. 1961 йилда қабул қилинган халқаро келишувга мувофиқ ҳамма атом ва молекулаларнинг массалари углерод атоми массасининг $\frac{1}{12}$ қисми билан таққосланади. Модданинг m_r нисбий атом массаси деб, шу атом массаси m нинг углерод атоми массаси m_c нинг $\frac{1}{12}$ қисмига нисбатига айтилади:

$$m_r = \frac{m}{\frac{1}{12} m_c}. \quad (35.6)$$

Ҳар қандай модда атом массаларини қўшиб, унинг молекуляр массасини ҳисоблаб чиқариш мумкин. Масалан, сув (H_2O) нинг молекуляр массаси тахминан 18 га тенг, чунки водороднинг нисбий атом массаси 1 га жуда яқин, кислородники эса 16 га тенг: $2 \cdot 1 + 16 = 18$.

Халқаро бирликлар системасида модда миқдори моль ҳисобида ифодаланади. Бир моль — модданинг



76-расм.

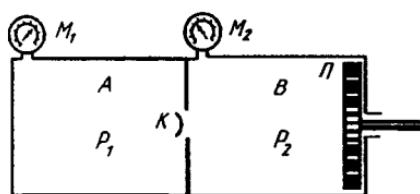
шундай миқдорики, ундағы молекула ёки атомлар сони масаси 0,012 кг бўлган углероддаги атомлар сонига тенг. Ихтиёрий газнинг бир моли бирдай босим ва бирдай температурада бир хил ҳажм эгаллаши табийидир. Хусусан, нормал шароитда ($p = 1,013 \cdot 10^5$ Па, $T = 273,15$ К) ҳар қандай 1 моль газ $V_0 = 22,41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$ ҳажмни эгаллайди. Бошқача айтганда, *бирдай босим ва температурада турган ҳар қандай газнинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сони бир хил бўлади* (Авогадро қонуни). Бу миқдор $N_A = 6,0022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ га тенг бўлиб, уни Авогадро сони деб юритилади. 1811 йили Италия олимни Авогадро томонидан ихтиро қилинган бу қонун атом ва молекулаларнинг фарқини тушунтириб берди. Авогадро қонунининг моҳияти шундаки, водород атомларининг бир граммида, углерод атомларининг ўн икки граммида, кислород атомларининг ўн олти граммида ва ҳозиз мавжуд бўлган атомлар сони бир хил бўлиб, Авогадро сонига миқдор жиҳатидан тенгdir. Бир моль мадданинг масаси *моляр масса* деб аталади. Бу таърифга асосан, моляр масса молекуланинг масаси билан Авогадро доимийсининг кўпайтмасига тенг:

$$\mu = mN_A \quad (35.7)$$

5. Дальтон қонуни. Ўзаро реакцияга киришмайдиган газлар иккита бир хил ҳажмдаги *A* ва *B* цилиндрларга киритилган бўлиб, уларнинг босимлари p_1 ва p_2 бўлсин (77-расм). Ҳар иккала босимни ўрнатилган M_1 ва M_2 монометрлардан кузатиш мумкин. Поршень P ёрдамида иккинчи камерадаги газни *K* клапан орқали температурани ўзгармас сақлаган ҳолда биринчи камерага тўла ўтказайлик. Тажриба шуни кўрсатадики, биринчи камерадаги умумий босим айрим парциал босимларнинг йигинди-сига тенг бўлади, яъни

$$p = p_1 + p_2. \quad (35.8)$$

Бу қонун 1801 йили инглиз химиги ва физиги Ж. Дальтон томонидан очилган



77-расм.

бўлиб, унинг номи билан юритилади. Бирор газ компонентаси-
нинг парциал босими деганда, шу газнинг ёлғиз ўзи аралашма
ҳажмини эгаллаганда кўрсатиши мумкин бўлган босим тушу-
нилади. Босимнинг жуда катта қийматларида Дальтон қонуни-
дан четлашишлар кузатилиши мумкин.

Шундай қилиб, газларнинг молекуляр-кинетик назари-
яси яратилгунга қадар тажрибадан аниқланган қонунларни
кўриб чиқдик. Юқорида кўриб ўтилган газ қонунлари фа-
қат идеал газлар учунгина ўринли бўлиб, газ ҳолатини тўла
характерловчи тенгламани келтириб чиқишга асос бўла ола-
ди.

Маълум массали идеал газнинг ҳолати учта параметр:
босим p , ҳажм V ва температура T билан аниқланади. Бу
катталиклар ҳолат параметрлари дейилади. Улар бир-бири
билин боғлиқ бўлиб, ҳар бири қолган иккитасининг функ-
циясидир. Бу параметрларни боғловчи қўйидаги умумий
кўринишдаги тенглама ҳолат тенгламаси дейилади:

$$f(p, V, T) = 0. \quad (35.9)$$

Фараз қиласлик, идеал газ 1 ҳолатда p_1 , V_1 , T_1 параметр-
лар билан, 2 ҳолатда эса p_2 , V_2 , T_2 параметрлар билан харак-
терлансин. Бойль—Mariott ва Гей-Люссак қонунларига кўра

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} \quad (35.10)$$

ёки

$$\frac{pV}{T} = \text{const.} \quad (35.11)$$

(35.11) ифода Клапейрон тенгламаси бўлиб, бу ифодага
кирувчи доимий сон ҳар хил газлар учун турлича қийматга
эга. Агар Авогадро қонунини ҳисобга олиб (35.11) ифодани
1 моль газ учун ёзсан, у ҳолда ифодага кириувчи доимий
барча газлар учун бирдай қийматга эга бўлади ва қўйидаги
кўринишдаги ҳолат тенгламаси ҳосил бўлади:

$$pV_m = RT, \quad (35.12)$$

бунда V_m — бир моль газнинг ҳажми, $R = 8,31 \frac{\text{Ж}}{\text{моль}\cdot\text{К}}$ —универсал газ доимийси. Агар (35.12) ифодани ихтиёрий m массали газ учун ёзсак

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (35.13)$$

бунда V — газнинг ҳажми, m — газнинг массаси, μ — моляр масса, яъни бир моль газнинг массаси.

(35.13) ифода ихтиёрий m массали газ учун ҳолат тенгламаси бўлиб, унга Менделеев—Клапейрон тенгламаси дейилади. Больцман доимийси $k = \frac{R}{N_A}$ бўлгани учун (35.13) ни қуидагича ёзамиш:

$$pV = \frac{m}{\mu} kTN_A, \quad (35.14)$$

бу формулада $\frac{m}{\mu} N_A = N$ — газ молекулаларининг умумий сони бўлгани учун

$$pV = NkT \quad (35.15)$$

ёки

$$p = nkT, \quad (35.16)$$

бунда n — газ молекулаларининг бирлик ҳажмдаги сони бўлиб, унга *газ концентрацияси* дейилади.

(35.16) ифода ҳам идеал газнинг ҳолат тенгламаси бўлиб, ундан газнинг босими молекулалари сонига ва температурага пропорционал эканлиги кўриниб турибди.

Менделеев—Клапейрон тенгламаси (35.13) дан газнинг зичлигини қуидагича топиш мумкин:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT}. \quad (35.17)$$

Шундай қилиб, идеал газнинг зичлиги босимга тўғри пропорционал бўлиб, температурага тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади.

36-§. Газ молекулаларининг тезликлари ва уларнинг Максвелл тақсимот қонуни

Молекуляр-кинетик назария асосида идеал газнинг ҳолат тенгламасини ҳосил қилишда газ молекулаларининг тар-

тибсиз ҳаракатда эканлиги эътироф этилди. Дарҳақиқат, бирор молекула A нуқтадан ҳаракат бошлаб B нуқтага етиб келгунча бошқа молекулаларга урилиб, маълум синиқ чизиқ бўйича йўл ўтади (78-расм). Молекулаларнинг бундай тартибсиз хаотик ҳаракати биринчи бўлиб инглиз ботаниги Броун томонидан 1827 йили микроскоп ёрдамида кузатилган. Шунинг учун бу ҳаракат броун ҳаракати дейилади.

Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги AB синиқ чизиқ узунлигининг шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбатига teng. Молекулаларнинг кўчиш тезлиги эса A ва B нуқталарни бирлаштирувчи штрихланган тўғри чизиқ узунлигининг шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбатига teng. Шу сабабли молекулаларнинг иссиқлик тезликлари одатдаги уй температурасида секундига бир неча юз метрни ташкил этсан, кўчиш тезлиги иссиқлик тезлигидан анча кичик бўлади.

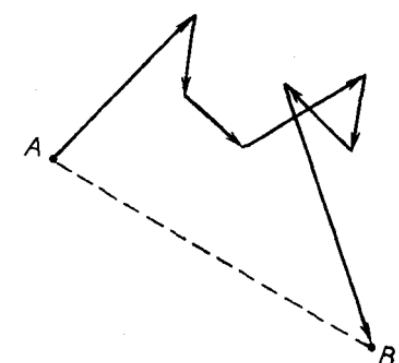
Молекула бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача эркин ҳаракат қиласи деб ҳисобланади ва тўқнашишлар орасида ўтадиган йўл узунлиги молекулаларнинг эркин югуриш йўл узунлиги деб аталади. Молекулалар тартибсиз Броун ҳаракатида бўлгани учун эркин югуриш йўл узунлиги турлича бўлади. Шунинг учун ўртача эркин югуриш йўл узунлиги тушунчаси киритилади:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n}{n}. \quad (36.1)$$

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, молекуланинг эркин босиб ўтадиган йўл узунлиги берилган ҳажмдаги газ молекулаларининг сонига ва ўлчамларига тескари пропорционалдир, яъни

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2 n}}, \quad (36.2)$$

бунда n — газ молекуласининг концентрацияси, d — газ молекуласининг эфектив диаметри бўлиб, у температурага тескари боғланган.



78-расм.

Молекуланинг I с мобайнида бошқа молекулалар билан ўртача тўқнашишлар сони

$$\bar{v} = \frac{\bar{v}}{\lambda}. \quad (36.3)$$

бунда \bar{v} — молекулаларнинг ўртача тезлиги. Охирги иккита ифодадан:

$$\bar{v} = \sqrt{2\pi \cdot d^2 \cdot n \cdot \bar{v}}. \quad (36.4)$$

Молекуляр-кинетик назария натижасига кўра броун зарраси илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига teng, яъни

$$\frac{m\bar{v}^2 \kappa v}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (36.5)$$

бундан,

$$\bar{v}_{\kappa v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \quad (36.6)$$

бунда $\bar{v}_{\kappa v}$ — молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги.

Молекуляр-кинетик назарияда ўртача тезлик тушунчалигининг киритилиши газда молекулаларнинг тезликлари бирдай эмаслигини кўрсатади. Айрим газ молекулалари жуда катта тезликка эга бўлса, айримлари жуда кичик тезликка эга бўлиши мумкин. Газ молекулалари ўзаро ва идиш деворлари билан тўқнашиб турганликлари учун уларнинг тезликлари вақт бўйича ўзгармас бирор статистик қонуниятга бўйсуниши керак. Молекулаларнинг қанчаси қандай тезлик билан ҳаракат қиласи? Мана шу муаммони 1860 йилда инглиз физиги Ж. Максвелл назарий ўрганиб чиқкан.

Фараз қилайлик, берилган ҳажмда жойлашган бир хилдаги молекулалар сони N га teng, улар тартибсиз хаотик ҳаракатда ва барча газлар молекулалари бирдай температурага эга бўлсин. Агар тезлик ўқини ҳар бири $d\vartheta$ га teng бўлган бўлакларга фикран бўлиб чиқсан, у ҳолда ҳар бир бўлакка маълум миқдор молекулалар сони мос келади. Шу молекулалардан dN донаси $\vartheta + d\vartheta$ тезлик интервалида ҳаракат қиласин. У ҳолда тезликнинг бир бирлик интервалига тўғри келадиган dN молекулалар сони, $\frac{dN}{d\vartheta}$ га teng бўлади.

Шундан фойдаланиб Максвелл молекулалар тезликлари-нинг тақсимот функциясини киритди:

$$f(\vartheta) = \frac{dN(\vartheta)}{Nd\vartheta} \quad (36.7)$$

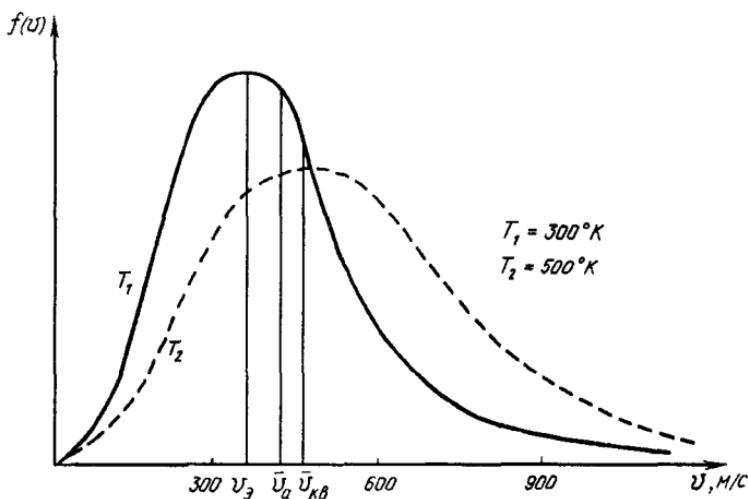
Бу функция $d\vartheta$ тезлик интервалига тўғри келувчи молекулаларнинг нисбий сонини кўрсатади. Максвелл эҳтимоллик назариясини қўллаб, молекулалар тезликларининг тақсимот функцияси учун қўйидаги қонуниятини ҳосил қилиди:

$$f(\vartheta) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot \vartheta^2 \cdot e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}. \quad (36.8)$$

Бу ифодадан кўринадики, тақсимот функциясининг кўриниши газ молекулаларининг тезлигига, массасига ва температурасига боғлиқ экан. Тезликнинг кичик қийматларида (36.8) даги экспонентанинг даражаси нолга интилади ва шунинг учун, у бирга яқин бўлади. Шу сабабдан кичик тезликларда тақсимот функцияси ϑ^2 билан аниқланади.

Молекула бошқа молекулалар билан доимий тўқнашиб турганлиги учун унинг тезлигини нолгача камайиш эҳтимоли жуда кичик. Тезликнинг катта қийматларида тақсимот функцияси $f(\vartheta)$ асосан экспонента билан аниқланади. Молекулалар тезлигининг ортиши билан экспонента тез камайсада, унинг қиймати ҳеч қачон нолга teng бўлмайди, молекулалар ичida тезлиги ўртacha тезликтан жуда катта бўлган айrim молекулалар бўлиши мумкин. Шундай қилиб, тақсимот функцияси $f(\vartheta)$ максимумга эга бўлиб, унинг икки томонидаги қийматлари симметрик эмаслигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Тақсимот функциясининг тезликка қараб бундай ўзгариши кислород гази учун 79-расмда температуранинг иккита T_1 ва T_2 қийматларида келтирилган. Графикдан қўйидаги холосалар келиб чиқади:

1. Берилган температурада молекулаларнинг тезликлари нолдан жуда катта қийматларгача бўлган соҳани эгаллаши мумкин.
2. Газнинг берилган температурада жуда кичик ва жуда катта тезликларга эга бўлган молекулалари кўп эмас.
3. Кўпчилик молекулалар энг катта эҳтимоллик тезлиги деб аталувчи ϑ тезликка яқин бўлган тезликларга эга бўла-



79-расм.

ди. Бошқача айтганда, шу v тезлик қийматига яқын тезлик билан ҳаракат қилувчи молекулаларнинг берилган ҳажмдаги сони кўп бўлади.

4. Агар газнинг температурасини T_1 дан T_2 га орттиурсак, функцияянинг максимуми пасаяди, тақсимот чизиги ўнгга силжийди, яъни температура ортиши билан кўпчилик молекулалар каттароқ тезлик билан ҳаракат қила бошлайди. Тақсимот функцияси тезлик интервалига тўғри келувчи молекулалар сонини англатгани учун температуранинг ҳар қандай ўзгаришида $f(\vartheta)$ функция чизиги билан чегараланган сирт ўзгармасдан қолади.

Максвелл функциясининг максимум қийматига тўғри келувчи тезлик энг катта эҳтимоллик тезлиги дейилади ва ϑ , билан белгиланади. Бу тезликни топиш учун тақсимот функцияси (36.8) ни тезлик ϑ бўйича дифференциаллаб, натижани экстремал нуқтада нолга tengлаб, қуйидагини ҳосил қиласиз:

$$\vartheta_3 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \quad (36.9)$$

Шунингдек, (36.8) ифодадан молекулаларнинг ўртача арифметик тезлиги учун қуйидаги натижага эга бўламиз:

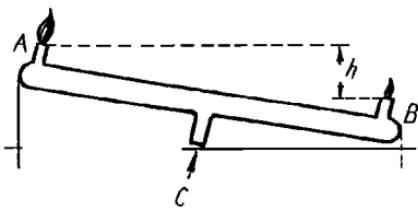
$$\overline{\vartheta}_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}. \quad (36.10)$$

Газ молекулаларининг ўртача арифметик тезлиги деганда, ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг ҳамма тезликлари йигиндисининг ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига нисбати тушунилади. Шундай қилиб, энди бизга газ молекулалари учун уч хил тезлик тушунчаси маълум: эҳтимоллик тезлик ϑ_0 , ўртача арифметик тезлик $\overline{\vartheta}_a$, ўртача квадратик тезлик $\vartheta_{\text{кв}}$. Уларнинг ўзаро муносабати 79-расмда кўрсатилган. Максвелл тақсимоти газнинг мувозанат ҳолатига тўғри келади. Агар газ молекулаларининг тезликлари Максвелл тақсимот қонунига мос келмаса, уларнинг ўзаро тўқнашуви натижасида тезда шу тақсимотга мос келадиган ҳолатга ўтиши Больцман томонидан кўрсатилган. 1920 йили Штерн томонидан Максвелл назарияси натижасининг тўғрилиги тажрибада исботланган.

37-§. Барометрик формула. Больцман тақсимоти

Идеал газнинг ҳолат тенгламасини келтириб чиқаришда ҳамда молекулалар тезликларининг Максвелл тақсимот қонунида газ молекулаларига ташқи куч таъсир қилмайди ва шунинг учун улар берилган ҳажмда бир текис тақсимланган деб ҳисобланди. Аслида газнинг ҳар бир молекуласи Ернинг тортиш кучи майдонида бўлади. Масалан, ҳаво молекулалари Ер шари атрофида маълум атмосфера қатлами ни ҳосил қиласди. Ҳаво, асосан, массалари бир-бирига яқин бўлган азот ва кислород молекулаларидан иборат бўлиб, ҳар бир молекула ўз оғирлиги туфайли Ернинг марказига томон тортилиб туради. Молекулаларнинг оғирлиги бўлмаганда эди, Ердан исталганча узоқлашиб, бутун коинот бўйича тарқалган бўлар эди. Ҳаво молекулалари доимо иссиқлик ҳаракатида бўлиб, бу ҳаракат уларни сочишга интилади. Ернинг тортиш кучи майдонини енгиг чиқиб кетиши учун ҳар бир молекула камида иккинчи космик тезлигига (11, 2 км/с) эга бўлиши керак. Молекулаларнинг ўртача тезлиги бу миқдордан анча кичик.

Ҳаво молекулаларининг иссиқлик ҳаракати бўлмаганда эди улар Ер сиртига тош каби келиб тушиб 10 метр қалин-



80-расм.

қилар экан. Бу икки күчнинг бир вақтнинг ўзидағи таъсир туфайли Ер шари атрофида атмосфера мавжуд ва ҳаво молекулалари баландлик бўйича маълум қонуният билан тақсимланган.

Дарҳақиқат, қуйидаги тажрибага мурожаат этайлик. Икки учидаги бир хил тирқишилари бўлган шиша найчани унинг ўртасида жойлашган *C* жўмрак орқали табиий газ тармоғига улайлик (80-расм). Найчанинг *B* уничи *A* учига нисбатан тахминан $h = 10$ см пастда бўлсин. Найчанинг уларига гугурт чақиб яқинлаштирасак, юқорида жойлашган *A* тирқишдан чиқувчи газ катта аланга бериб ёнади, пастдаги *B* тирқишдан эса жуда кучсиз аланга кузатилади. Найчани горизонтал ҳолатга келтирасак ҳар иккала тирқишдаги алангалар баландликлари бир хил бўлади. Агар найчанинг *B* уничи юқорида бўлиб, *A* уничи пастга туширилса, *A* учидаги аланга бутунлай йўқолиб, фақат *B* тирқишда катта алангани кузатиш мумкин. Бу тажрибалар ҳаво босимининг баландликка боғлиқ ўзгаришидан далолат бериб, ёнувчи газ ва ҳаво босимлари орасидаги фарқни кўрсатади.

Атмосфера босими p нинг баландлик h бўйича ўзгариш қонуниятини таҳлил қиласиган. Фараз қиласиган, Ернинг тортиш кучи майдонида турган молекулаларнинг температуралари ва массалари бир хил бўлсин. У ҳолда ҳаво босимининг баландлик бўйича ўзгариши қуйидаги қонуниятга бўйсунади:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (37.1)$$

бунда p_0 — денгиз сатҳи баландлигидағи нормал босим, p — h баландликдаги босим.

Босимининг баландлик ортиши билан экспоненциал камайиб боришини кўрсатувчи (37.1) ифода барометрик фор-

ликдаги қатламни ҳосил қилган бўлар эди. Шундай қилиб, ҳар бир ҳаво заррасига бир вақтнинг ўзида иккита куч, молекулаларни Ерга тортувчи оғирлик кучи ва уларни сочувчи иссиқлик ҳаракати таъсир

мула дейилади. Бу қонуниятдан кўринадики, газ қанчалик оғир бўлса, босим баландлик бўйича шунча тез камайиб боради. Атмосфера босимининг баландлик бўйича барометрик қонуниятга кўра камайиши 81-расмда келтирилган. Барометрик формуладан кўринадики, ёркин тушиш тезланиши g нинг камайиши билан газ молекулаларининг планета сиртидан узоқлашиши h ортиб боради. Массаси Ёр массасидан кичик бўлган планеталар (масалан, Марс, Меркурий) атрофида атмосферанинг ниҳоятда сийраклиги шу қонуният билан тушунтирилади.

Идеал газнинг босими молекулалар концентрациясига пропорционал эди.

$$p = nkT. \quad (37.2)$$

У ҳолда (37.1) дан

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (37.3)$$

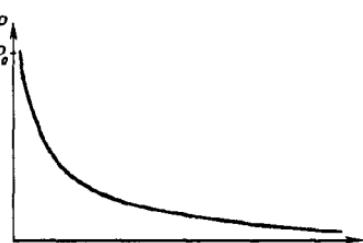
ёки

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}, \quad (37.4)$$

бунда n_0 — денгиз сатҳи баландлигидаги ҳаво молекулаларининг концентрацияси, n эса h баландликдаги молекулалар концентрацияси.

(37.4) ифодадан кўринадики, газ қанчалик оғир бўлса, газ молекулаларининг концентрацияси баландликка қараб шунча тез камайиб боради. Масалан, кислороднинг зичлиги ҳар 5 км баландликда икки марта камайса, гелийники ҳар 40 км баландликда икки марта камаяди. Бунга сабаб гелий молекуласининг массаси кислород молекуласининг массасидан саккиз марта кичикдир. (37.4) формуладан $mgh = E_p$ газ молекуласининг Ёрнинг тортиш кучи майдонидаги потенциал энергияси бўлганлиги учун

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}. \quad (37.5)$$



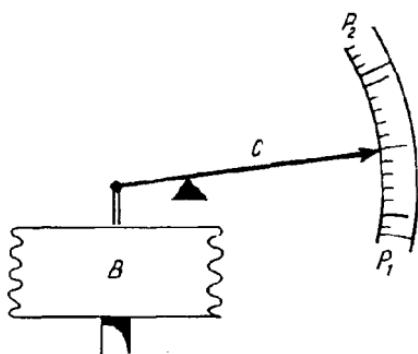
81-расм.

Бу ифода *Больцман тақсимоти* дейилади. (37.5) дан кўри-надики, температура ўзгармас бўлганда газ молекулаларининг потенциал энергияси кичик бўлган жойда унинг концентрацияси катта бўлади. Бошқача айтганда, газ зарраларининг концентрацияси баландлик ортиши билан камайиб боради.

Ер шари қалинлиги таҳминан 800 км бўлган ҳаво қатлами билан ўралган бўлиб, ўз оғирлиги билан босиб туради. Ер сиртининг 1 см² юзига ҳаво устунининг берадиган босими *атмосфера босими* дейилади. Ер шарининг денгиз сатҳи баландлигига 45° географик кенгликда 0°C температурада ҳавонинг босими бир физик атмосферага ёки 760 мм сим. уст. га тенг бўлиб, у *нормал босим* дейилади. Ернинг денгиз сатҳи баландлигидаги 1 м² сирт юзига ҳаво устунининг босим кучи 10⁵Н га етади. Аниқроқ ўлчашларга кўра атмосфера босими 1 атм = 1,013 · 10⁵ Па га тенг. Нормал шароитда 1 атм босим 760 мм сим. уст. баландлигининг босимига teng:

$$h = \frac{p}{\rho g} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}}{13,6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 9,8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}} = 0,76 \text{ м} = 760 \text{ мм сим. уст.}$$

Баландликка боғлиқ босим ўзгаришларини *барометр-анероидлар* ёрдамида ўлчанади (82-расм). Анероиднинг ишлаш принципи ҳавоси сўриб олинган *B* тунука банкачанинг эгилувчанлигига асосланган. Атмосфера босими камайса, банкача кенгаяди ва *C* босим қўрсатгич пастга *p₁* га қараб силжиди. Босим ортиши билан эса банкача сиқиласди ва стрелка юқори *p₂* томон силжиди.



82-расм.

Сезир барометр-анероидлар баландликнинг кичик ўзгаришларига мос босим ўзгаришларини яхши сезади. Самолётларда ўрнатилган баландликни ўлчаш асблоблари *альтиметрлар* дейилади ва улар босим ўзгаришини ўлчаш орқали баландликни ўлчашга даражаланган барометр-анероиднинг маҳсус кўринишларидир.

Асос юзи бир бирликка (1 м^2) тенг бўлган E_p атмосфера раси устунининг массаси:

$$m = \frac{\rho}{g} = \frac{10^5 \text{ Н}}{9,8 \text{ м/с}^2} \cong 10^3 \text{ кг.}$$

Демак, ҳар биримизнинг танамиз 10 тонна атрофида ҳаво массасининг босим кучи таъсирида бўлар экан. Бундай атмосфера босими эзib юбормайди, чунки бир хил босим кучи танамизнинг ҳамма соҳаларига, ҳар тарафлама бир хил босим кучи билан таъсир этади. Ўпкамиз ва танамиздаги ҳаво ҳам ичдан 1 атм. босим билан таъсир этади. Биз шу босимда туғилганимиз ва яшаб турганимиз учун бу босими сезмаймиз. Агар бирор $h = 5 \text{ м}$ чуқурликдаги сувнинг тагига тушсак, босим

$$p = p_0 + \rho gh$$

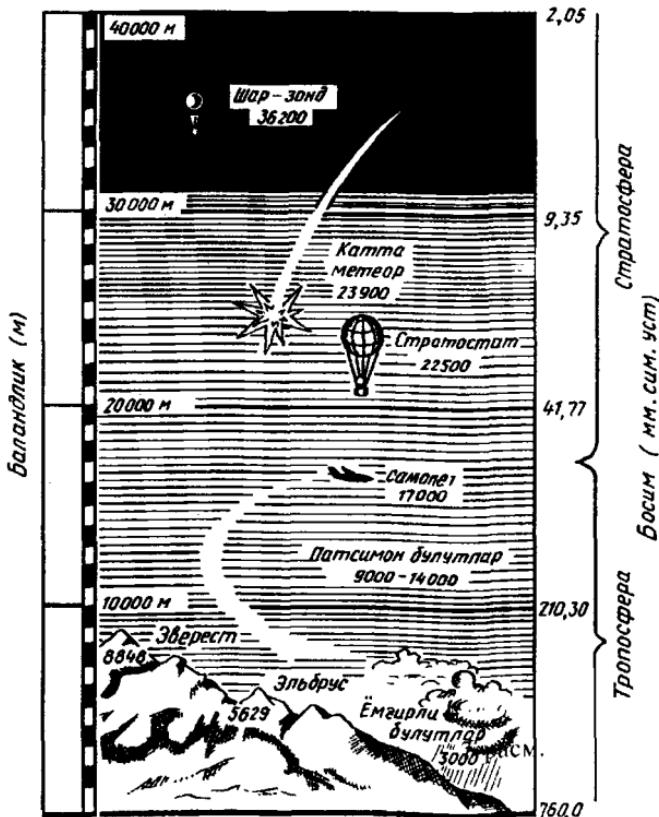
бўлиб, сув сиртидаги $p_0 = 1 \text{ атм.}$ ҳаво босими билан h чуқурликдаги сув устунининг $p_h = \rho gh = 0,5 \text{ атм.}$ босими таъсир этади.

Демак, инсон танасининг ташқарисида 1,5 атм, ичкарисида эса 1 атм. босим бўлади. 0,5 атм. ички босимнинг етишмовчилигига одам организми бемалол чидаш бера олади. Агар 40—50 м чуқурликдаги сув остига тушиш лозим бўлса, ташқи ва ички босимлар фарқи кўпайиб кетади ва киши организми чидаши қийин бўлади. Бундай ҳолларда сув остида маҳсус ишларни бажарувчи кишилар — аквалангистлар нафас олиш қурилмаларидан фойдаланишлари зарур. Мазкур қурилмалар киши ўпкасига кераклича юқори босимда ҳаво етказиб беради. Ҳар бир жонли зот организми мълум ички ва ташқи босимга мослашган бўлади. Масалан, даволаш учун қўлланиладиган зулуклар сув остида туриб p_0 ташқи атмосфера босимининг ўзгаришларини сезишар экан. Одатда, зулуклар ёмғир ёғишидан аввал, ҳаво ўзгарганда атмосфера босими ва сувдаги кислород миқдори камайиши билан сув остидан юқорига кўтарилади.

Босимнинг ўзгариши организмдаги биологик жараёнларнинг нормал кечишига салбий таъсир кўрсатади. Киши организмидаги айрим касалликлар қон томирларидағи босимнинг нормадан четлашишлари билан боғлиқ бўлиши мум-

кин. Айрим юрак, ошқозон касалликлари, ревматик порок, қанд диабети каби касалликларни барокамераларда даволашнинг ижобий натижалари бу фикрларни тасдиқлайди.

Агар солиштирма оғирлиги кичик бўлган газлар (масалан, водород, гелий) баллондан чиқариб юборилса улар шу заҳотиёқ юқорига учиб кетади. Шунингдек, ҳаво шари водород билан тўлдирилса ва қўйиб юборилса, юқорига кўтарилади. Бундай шарлардан атмосферанинг юқори қатламидаги босим, температура ва шамолнинг тезигини аниқлашда фойдаланилади. Атмосфера босимининг кескин ўзгаришидан об-ҳавонинг ўзгаришини кутиш мумкин. Масалан, босимнинг кескин пасайиши ёғингарчилик бўлишидан дарак берса, босимнинг ортиши ёғингарчиликнинг тўхтанини кўрсатади.



83-расм.

Шундай қилиб, ҳаво устунининг оғирлиги таъсирида ҳаво молекулалари Ерга томон тортилади. Ерга яқин қатламлар катта куч таъсирида сиқилади, юқорига кўтаришган сайн сиқиш кучи камайиб боради. Натижада баландлик ортиши билан ҳавонинг зичлиги ва босими камайиб боради (83-расм). Ҳақиқатан ҳам, Ер атмосферасининг 90 % га яқини Ер сиртидан 16 км баландликкача қатламда жойлашган бўлиб, 80 км дан юқорида атмосферанинг атиги 1/10000 қисмигина ётади.

38-§. Газларда кўчиш ҳодисалари. Диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисалари

Газ ҳажмининг турли соҳаларида молекулаларнинг зичликлари ёки температуралари ҳар хил бўлиши ва бу қатламларнинг бир-бирига нисбатан силжиши натижасида ички ишқаланиш кузатилиши мумкин. Бундай ҳолларда модда миқдори, температура ёки тезликлар газнинг бир соҳасидан иккинчи соҳасига кўчиши юз беради. Шунинг учун бу ҳодисалар кўчиши ҳодисалари дейилади. Кўчиш ҳодисаларига диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисалари киради.

1. Диффузия. Бирига водород, иккинчисига карбонат ангидрид гази тўлдирилган най шаклидаги иккита идиш берилган бўлсин. Идишларнинг оғзини бир-бирига яқинлаштириб очиб юборайлик. Оғирлик кучи таъсир қилмаслиги учун карбонат ангидрид солингган идиш пастда, водород гази солингган идиш юқорида жойлашсин. Ўттиз минутдан кейин идишлар бир-биридан ажратилиб, аралашманинг таркиби текширилса, 33% водороднинг пастки идишга ўтганилиги 1870 йили немис физиги Лошмидт томонидан аниқланган. Газ молекулаларининг бундай ўтишига сабаб диффузия ҳодисасидир.

Чегарадош икки модда молекулаларининг хаотик ҳаратки натижасида уларнинг ўзаро бир-бирига киришиб кетиши ҳодисаси диффузия дейилади. Диффузия ҳодисасининг секин ўтишига сабаб газ молекулаларининг тартибсиз ҳаратки мобайнида бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиши учун бу нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиққа қараганда бир неча марта узун бўлган синиқ чизиқ шаклидаги йўлни ўтиш-

ларидир. Диффузия ҳодисаси туфайли бизни ўраб турган ҳаво атмосфераси азот, кислород, карбонат ангидрид, сув буғлари ва бошқа инерт газларнинг бир жинсли аралашмасини ҳосил қиласди. Диффузия ҳодисаси бўлмагандан эди, оғирлик кучи таъсирида энг пастда оғир карбонат ангидрид газининг қатлами, ундан юқорида кислород, азот ва инерт газларнинг қатламлари ҳосил бўлган бўлар эди.

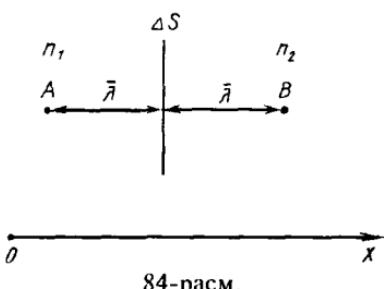
Диффузия ҳодисасини батафсилроқ кўриб чиқиш учун газнинг иккита *A* ва *B* соҳаларини олайлик (84-расм). Шу икки соҳани бирлаштирувчи тўғри чизиққа перпендикуляр жойлашган ΔS сирт уларни бир-биридан ажратиб турсин. *A* ва *B* соҳаларда газ молекулаларининг концентрациялари турлича, масалан $n_1 > n_2$ бўлсин. Агар ΔS сирт очиб юборилса, концентрациянинг пасайиши йўналишида диффузион оқим юзага келади, яъни *A* соҳадан *B* соҳага газ массаси кўчиб ўта бошлайди. Бирор Δt вақт ичida ΔS сирт орқали кўчиб ўтадиган газ массаси:

$$\Delta M = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S \Delta t, \quad (38.1)$$

бунда $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ — зичлик градиенти, яъни газ молекулалари зичлигининг масофа бўйича ўзгаришидир.

Шундай қилиб, зичликнинг фарқи қанча катта бўлса, кўчиш тезлиги шунча катта бўлади. (38.1) формуладаги минус ишора диффузион оқимнинг зичлик камайиши томонга қараб йўналганлигини кўрсатади. Бу ифодадаги *D* диффузия коэффициенти бўлиб, зичлик градиенти 1 га тенг бўлгандаги диффузион оқимни билдиради.

Фараз қилайлик, танлаб олинган соҳалардаги температуралар, молекулаларнинг массалари, уларнинг тезликлари ва эркин югуриш йўли узунликлари бирдай бўлсин. *A* ва *B* соҳалар ΔS сиртдан ўртача эркин югуриш йўл узунлиги $\bar{\lambda}$ узоқликда жойлашган бўлсин. Юқоридаги шартлар бажарилганда диффузия коэффициенти куйидагига тенг бўлади:



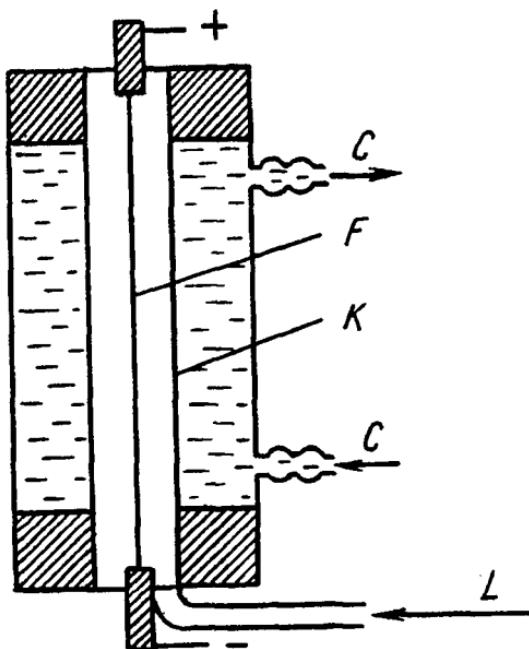
$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{\lambda}$. (38.2)

(38.1) ва (38.2) дан

$$\Delta M = -\frac{1}{3} \frac{\Delta \rho}{\Delta r} \bar{\vartheta} \bar{\lambda} \Delta S \Delta t. \quad (38.3)$$

Бу ифодадаги температурага түғри пропорционал, $\bar{\lambda}$ эса босимга тескари пропорционал. Шунинг учун диффузия ҳодисаси температура ортиши билан жадаллашса, босим ортиши билан секинлашади.

Юқорида күриб ўтилган диффузия ҳодисаси соҳалардаги газ молекулаларининг зичликлари тенглашгунга қадар давом этади. Табиатда бу диффузиядан ташқари термик диффузия ҳам мавжуд. Бу диффузия тескари натижага—газ аралашмасининг қисман компоненталарга ажралишига олиб келади. Термик диффузия ҳодисасидан аралашмадаги газларни бир-биридан ажратишида (эффузиялашда) фойдаланилади. Бу усул 1938 йили Клаузиус томонидан амалга оширилган (85-расм). К вертикал най марказида жойлашган F симдан ўтувчи ток ёрдамида қиздириллади, унинг деворлари эса C сув оқими ёрдамида совитиллади. Газ аралашмаси L

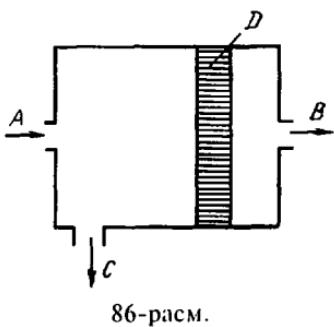


85-расм.

най орқали киритилади, қизиган сим яқинидаги енгил газ юқорига кўтарилади, най деворлари яқинидаги совуқ оғир газ эса пастга тушади. Шундай қилиб, найнинг юқори қисмида ортиқча енгил компонента, пастки қисмида эса ортиқча оғир компонента юзага келади. Шу усул билан бир қатор изотоплар бир-биридан ажратилган. Иссиклик энергиясининг жуда кўп сарфланиши туфайли бу усул саноатда кам ишлатилади.

Маълумки, изотоплар фақат массалари билангина бир-биридан фарқ қиласди. Шунинг учун уларни бир-биридан ажратиш учун химиявий усулдан эмас, балки физиковий усулдан фойдаланишга тўғри келади (86-расм). Газларнинг диффузия коэффициенти молекулаларнинг массасига тескари пропорционал. Шундай экан A газ аралашмаси бирор D ғовак тўсиқ орқали ўтказилса, B енгил газ C оғир газга нисбатан тезроқ ўтади. Бу ҳодисадан газларни бир-биридан ажратишида фойдаланиш мумкин. Шу жараённи бир неча марта такрорлаш билан керакли газ компонентасини тўла ажратиб олиш мумкин. Газ тозалагич (противогаз) ларнинг ишлаш принципи ҳам шу схемага асосланган.

Хозирги вақтда қанд заводларида лавлагидан қанд ажратишида диффузия ҳодисасидан фойдаланилади. Бунинг учун диффузион қурилмасига майдалаб солинган қанд лавлагисидан сув ўтказилади. Бу жараёнда қанд молекулалари диффузия натижасида лавлагидан сувга ўтади, сўнгра сувни буғлантириб қанд ажратиб олинади. Бундан ташқари, химия саноатида тери ошлайдиган моддаларни, бўёқларни, хилма-хил моддаларни ажратиб олишда диффузиядан фойдаланилади. Диффузия ҳодисаси қаттиқ жисмларда ҳам кузатилади. Масалан, темирни кўмир билан бирга чўғлантирилган вақтда углерод молекулалари темирга диффузияланади. Бундай тоблаш ташқи қатлами қаттиқ, лекин ичи юмшоқ бўлган буюм олишга имкон беради. Микроэлектроника соҳасида ярим ўтказгич монокристалларини ҳосил қилиш ва улар асосида ҳар хил электрон қурилмалар тайёр-



рилган вақтда углерод молекулалари темирга диффузияланади. Бундай тоблаш ташқи қатлами қаттиқ, лекин ичи юмшоқ бўлган буюм олишга имкон беради. Микроэлектроника соҳасида ярим ўтказгич монокристалларини ҳосил қилиш ва улар асосида ҳар хил электрон қурилмалар тайёр-

лаш технологиясида диффузион усул энг асосий усуллардан бири ҳисобланади.

2. Иссиклик ўтказувчанлик. Агар 84-расмда танлаб олинган A ва B соҳаларда газ молекулаларининг зичликлари бир хил бўлиб, соҳалардаги температуралар турлича, масалан, $T_1 > T_2$ бўлса, у ҳолда газнинг иссиқроқ қисмидан совуқроқ қисмига иссиқлик ўтиши юз беради. Бу ҳодисага газларда иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси дейилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, газ соҳалари бир-биридан ΔS сирт билан ажратилган бўлса, у ҳолда шу сирт орқали Δt вақт мобайнида ўтадиган иссиқлик миқдори

$$\Delta Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t, \quad (38.4)$$

бунда $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ сирт ΔS га тик бўлган йўналишдаги температура градиенти; манфий ишора иссиқлик оқими температура градиентини камайтириш томонига йўналганлигини кўрсатади.

(38.4) ифодадаги χ иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти дейилади ва у газнинг олиб ўтаётган иссиқлик миқдори оқимини билдиради. Бу катталик температура градиенти бир бирликка тенг бўлганда 1 секунд ичida бир бирлик сиртдан ўтадиган иссиқлик миқдорини кўрсатади. Ҳисоблаш натижаларига кўра, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти

$$\chi = \frac{1}{3} \bar{\vartheta} \bar{\lambda} c_v \rho, \quad (38.5)$$

бунда: ρ — газнинг зичлиги, c_v — ўзгармас ҳажмдаги газнинг иссиқлик сифими.

(38.5) формулага кирувчи зичлик ρ ва эркин югуриш йўл узунлиги $\bar{\lambda}$ босимга боғлиқ. Бироқ ρ босимга тўғри пропорционал $\bar{\lambda}$ эса, тескари пропорционал. Шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти χ босимга боғлиқ эмас. (38.5) ифодадаги $\bar{\lambda}$ температурага кучсиз боғланган, $\bar{\vartheta}$ эса $T^{1/2}$ га пропорционал, қолган катталиклар боғлиқ эмас. Шундай қилиб, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти χ температурадан чиқарилган квадрат илдиздан кўра кучлироқ боғланган.

3. Ички ишқаланиш. Фараз қилайлик, 84-расмда келтирилган газ соҳаларида иккита газ қатламлари бўлиб, уларнинг зичликлари ва температуралари бирдай бўлсин. Қатламлардан бири ϑ_1 , иккинчиси ϑ_2 тезлик билан ҳаракатлансин ва $\vartheta_1 > \vartheta_2$ бўлсин. Газ молекулаларининг ҳаракатлари тартибсиз бўлгани учун биринчи қатламдан иккинчи қатламга ўтган молекула ўз ҳаракат миқдорининг бир қисми иккинчи қатлам молекуласига узатади. Натижада, кўшимча ҳаракат миқдори олган молекула тезроқ, ҳаракат миқдори берган молекула эса секинроқ ҳаракат қиласди. Иккинчи қатлам молекуласининг биринчи қатламга ўтишида аксинча ҳодиса қузатилади.

Шундай қилиб, молекулаларнинг бир соҳадан иккинчи соҳага ўтиши қатламлар тезликларини текислашга интилади. Бунга сабаб молекулалар орасидаги қуйидаги ишқаланиш қучининг мавжудлигиdir:

$$\Delta F = -\eta \frac{\Delta \vartheta}{\Delta x} \cdot \Delta S. \quad (38.6)$$

бунда $\frac{\Delta \vartheta}{\Delta x}$ — қатламлар тезлиги фарқининг градиенти, ΔF — турли тезликлар билан ҳаракатланаётган газ қатламлари орасидаги ички ишқаланиш кучи. Минус ишора ҳаракат миқдорининг тезлик камаяётган йўналишда камайишини, яъни ΔF қучнинг тормозловчи куч эканлигини кўрсатади. η — ички ишқаланиш коэффициенти ёки кинематик қовуш-коқлик бўлиб, у қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{\vartheta} \rho. \quad (38.7)$$

Ички ишқаланиш коэффициенти деганда, тезлик градиенти бир бирликка тенг бўлганда бир бирлик сиртга таъсир қилувчи куч тушунилади. Бу коэффициент температурадан чиқарилган квадрат илдизга пропорционал бўлиб, босимга боғлиқ эмас. Кўриб ўтилган учта ҳодисалардаги кўчиш коэффициентлари D , χ ва η ларни ифодаловчи (38.2), (38.5) ва (38.7) формулани бир-бирига тақослаб, қуйидаги боғланиш формуласини ҳосил қиласми:

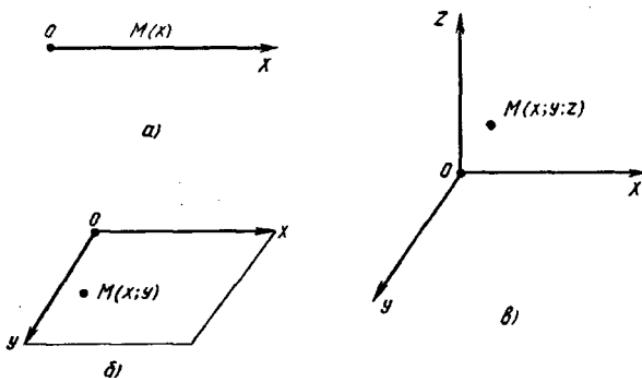
$$\chi = D \rho c_v = \eta c_v \quad (38.8)$$

Бу ифода газдаги механик ва иссиқлик ҳодисалари орасидаги боғланишни кўрсатади.

39-§. Идеал газнинг ички энергияси ва унинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни

Газ молекуласининг эркинлик даражаси деганда, шу газ ҳолатини тўла аниқловчи ва бир-бирига боғлиқ бўлмаган координаталар сони тушунилади. Агар молекулани бирор тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланётган моддий нуқта деб қарасак, у ҳолда унинг вазияти битта координата (x) билан аниқланади (87-а расм). M молекула XOY тексислиги бўйлаб ҳаракатланса, унинг ҳолати иккита координата (x, y) билан характерланади (87-б расм). Фазода ҳаракатланувчи молекуланинг вазияти учта параметр (x, y, z) билан аниқланади (87-в расм). Шундай қилиб, бир атомли газ молекуласининг илгариланма ҳаракатига мос келувчи энг кўп координаталар сони учга тенг бўлиши мумкин экан. Бу координаталар сони **молекуланинг эркинлик даражаси** дейилади.

Газ икки атомли бўлган ҳолда молекуланинг эркинлик даражаси ортади. Молекула атомлари орасидаги масофани ўзгармас деб ҳисобласак ҳам, газ молекуласининг айланма ҳаракатини ҳисобга олиш керак бўлади. Икки атомли газ молекуласининг айланма ҳаракатига яна иккита қўшимча эркинлик даражаси мос келади. Шунинг учун икки атомли газ молекуласининг илгариланма ва айланма ҳаракатларига мос келувчи умумий эркинлик даражаси бешга тенгдир. Агар



87-расм.

молекула бир тўғри чизиқда ётмаган уч ёки кўп атомли бўлса, у ҳолда унинг эркинлик даражаси олтига тенг бўлади. Тебранма ҳаракат қилаётган газ молекуласи яна битта қўшимча эркинлик даражасига эга бўлади. Шундай қилиб, молекулаларнинг эркинлик даражаси учга тенг бўлса, у қўчади, олтига тенг бўлса, ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат қиласи, еттига тенг бўлса, илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат қиласи, деб тушуниш керак. Умумий эркинлик даражаси нечага тенг бўлишидан қатъи назар, унинг учтаси илгариланма ҳаракатга мос келади.

Иссиқлик ҳаракатининг хаотиклиги туфайли молекула тезлигининг барча йўналишлари тенг эҳтимоллидир. Молекуланинг тўлиқ илгариланма ҳаракат кинетик энергияси қўйидаги ифодага тенг:

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} kT. \quad (39.1)$$

Бу энергия молекуланинг учала эркинлик даражаси бўйлаб текис тақсимланади. Шунинг учун илгариланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига ярим kT энергия мос келади. Статистик физикада таъкидланишича айланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига ҳам ярим kT энергия мос келса, тебранма ҳаракат эркинлик даражасига kT энергия тўғри келади. Агар молекуланинг эркинлик даражасини i ҳарфи билан белгиласак, у ҳолда битта молекуланинг ўртача энергияси:

$$\bar{\epsilon} = \frac{i}{2} kT, \quad (39.2)$$

бунда

$$i = i_{\text{ул}} + i_{\text{ауд}} + 2i_{\text{меб}}. \quad (39.3)$$

(39.2) ифодага энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни дейилади. Бу ифода (39.1) дан умумийроқ томони билан фарқ қиласи.

Системани характерловчи термодинамик катталиклардан бири системанинг ички энергиясидир. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда ички энергиясининг ўзгариши бошлиғи ва охирги ҳолатлар ички энергиялари фарқига тенг бўлиб, ўтиш йўлига боғлиқ эмас. *Ички энергия* деганда, системани ташкил этган зарраларнинг хаотик ҳара-

кат кинетик энергияси, улар орасидаги ўзаро таъсир потенциал энергияси ва молекулалар ички энергияларининг тўплами тушунилади. Идеал газ молекулалари ўзаро таъсирлашмаганлиги учун ўзаро таъсир потенциал энергияси нолга teng бўлади. Бир моль газнинг ички энергиясини топиш учун (39.2) ни Авогадро сонига кўпайтириш керак:

$$U_m = \bar{\varepsilon} \cdot N_A = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT, \quad (39.4)$$

бунда R — универсал газ доимийси.

Ихтиёрий m массали идеал газнинг ички энергияси

$$U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2} RT. \quad (39.5)$$

Шундай қилиб, маълум массали идеал газнинг ички энергияси босим ва ҳажмга боғлиқ бўлмасдан, фақат температуранинг функцияси экан. Бошқача айтганда, идеал газ ички энергияси фақат унинг температурасига боғлиқ бўлиб, газ молекулалари кинетик энергияларининг йифиндисидан иборат, деган холосага келамиз.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатларида модда қандай хусусиятларга эга?
2. Кельвин ва Цельсий шкалаларининг фарқи нимадан иборат?
3. Вакуумни ҳосил қилиш жараёнини тушунтиринг. Вакуумдан техникада фойдаланишга мисоллар келтиринг.
4. Идеал ва реал газлар бир-бирларидан қандай хусусиятлари билан фарқ қиласди?
5. Идеал газнинг қандай қонуниятларини биласиз?
6. Авогадро сони қандай физик маънога эга?
7. Максвелл тақсимот қонунида эҳтимоли энг катта бўлган тезлик нимани англатади?
8. Ернинг тортиш кучи майдонида жойлашган ҳаво молекуласига қандай кучлар таъсир этади?
9. Газлардаги кўчиш ҳодисаларини тушунтириб беринг.
10. Идеал газ молекуласининг эркинлик даражаси нима ва унга қанча энергия миқдори мос келади?

VIII б о б. ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

40-§. Термодинамиканинг биринчи қонуни ва унинг баъзи жараёнларга татбиқи. Пуассон тенгламаси

Табиатдаги моддалар қандай агрегат ҳолатида бўлишидан қатъи назар атом ва молекулалардан ташкил топганлигини ва зарралар доимо тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлганлиги учун жисм ҳатто тинч турган бўлса ҳам у маълум ички энергияга эга бўлишини ўтган бобда кўриб ўтдик. Модданинг ички кинетик энергияси молекула ва атомлар ҳаракати эвазига юзага келувчи ички энергия бўлиб, жисмнинг ҳаракат кинетик энергиясидан фарқ қиласди. Ташқаридан системага маълум иссиқлик миқдори берсак, унинг ички энергияси сунъий равишда ортади ва бунинг оқибатида атом ва молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати жадаллашади. Ташқаридан системага берилган иссиқлик миқдорининг бир қисми иш бажаришга сарф бўлиши ҳам мумкин.

Иссиқлик, иш ва энергия орасидаги ўзаро боғланишни ўрганувчи физика курси бўлими *термодинамика* дейилади. Табиат ҳодисаларига энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга ўтиш қонуни асосида қараш термодинамиканинг мазмунини ташкил қиласди. Шу қонуниятни қабул қиласак, у ҳолда моддаларнинг қандай атом ва молекулалардан ташкил топганлигини билмай туриб, унинг табиатини, шунингдек, ҳодисаларнинг бориши ва йўналишини ўрганиш мумкин.

Термодинамикада энергия, иш ва иссиқлик миқдори тушунчалари ишлатилади. Бу катталиклар бирдай бирликларда ўлчансада, маъно жиҳатидан бир-биридан фарқ қиласди. Иш бажарилиши учун жараёнда камида иккита система иштирок этиши лозим. Бу жараён мобайнида энергия бир системадан иккинчи системага узатилади. Энергия системанинг ҳолатини акс эттириб, унинг иш бажариш қобилиятини ифодалайди. Бир системадан иккинчи системага энергия узатишнинг икки усули мавжуд:

1. Энергияни иш кўринишида узатиш; бунда система устида иш бажарилади.
2. Энергияни иссиқлик кўринишида узатиш; бу ҳолда иш бажарилмаслиги мумкин, узатилган энергия иккинчи системанинг ички энергиясига қўшилади.

Термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунининг хусусий ҳоли бўлиб, иссиқлик жараёнлари учун татбиқ қилинади. Термодинамик системанинг ҳар бир мувозанат ҳолатига ички энергиянинг битта қиймати мос келади. Агар системага бирор dQ иссиқлик миқдори берилса, dA иш бажарилиши ва система U_1 ички энергияли ҳолатдан U_2 ички энергияли ҳолатга ўтиши мумкин. У ҳолда энергиянинг сақланиш қонунига биноан

$$dQ = dU + dA \quad (40.1)$$

Бунда $dU = U_2 - U_1$ — система ички энергиясининг ўзгаришидир.

(40.1) формула термодинамикани биринчи қонунининг миқдорий кўриниши бўлиб, қуйидагича таърифланади: *системага ташқаридан берилган иссиқлик миқдори шу система нинг ички энергиясини орттиришига ва ташқи системалар устидага иш бажаришга сарф бўлади.*

Энди термодинамиканинг биринчи қонунини айрим жараён ва ҳодисаларга татбиқини кўриб ўтайлик:

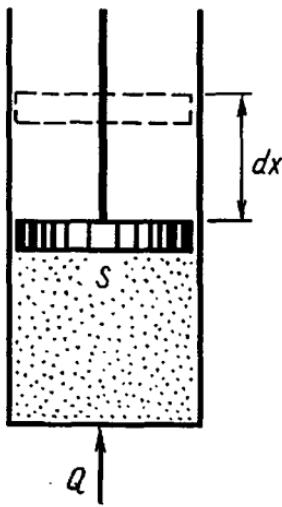
1. Изобарик жараён. Юқори томонидан енгил поршень билан чегараланган цилиндр ичидаги идеал газ жойлашган бўлсин. (88-расм). Цилиндр ичидаги газга бирор йўл билан ташқаридан dQ энергия берсак, масалан, қиздирсак, газ кенгаяди ва S юзли поршень юқорига dx масоғага силжийди. Бу ҳолда поршеннинг силжиши шунчалик секин бўлсинки, жараён мобайнида босим ўзгармасдан қолсин. Босим ўзгармаган ҳолдаги бажарилган элементар иш қуйидагига тенг:

$$dA = pS dx = pdV. \quad (40.2)$$

(40.2) ни (40.1) га қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиласиз:

$$dQ = dU + pdV. \quad (40.3)$$

Демак, газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш газ босими ни унинг ҳажм ўзгаришига кўпайтирилганига тенг экан.



88-расм.

2. Изохорик жараёш. Бу жараёнда газнинг ҳажми ўзгармайди, шунинг учун бажарилган иш $dA=0$ бўлади. У ҳолда (40.1) дан $dQ=dU$ бўлади. Бу жараён вақтида газга ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси газ ички энергиясининг ортишига олиб келади.

3. Изотермик жараёш. Температураси ўзгармас бўлган жараёнларда газнинг ички энергияси U доимий сақланади. Бу ҳолда (40.1) да $dQ=dA$ бўлиб қолади, яъни ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси иш бажариш учун сарф бўлади.

4. Чўзилиш деформацияси. Узунлиги l га teng бўлган стерженга чўзувчи қуч таъсир қилаётган бўлсин. Куч таъсирида стерженнинг узунлиги dl га ортсан. У ҳолда бажарилган чўзилиш иши қўйидагига teng бўлади:

$$dA = -fdl. \quad (40.4)$$

(40.4) ни термодинамиканинг биринчи қонуни ифодаси (40.1) га қўйсак:

$$dQ = dU - fdl. \quad (40.5)$$

5. Буралиш деформацияси. Стерженни бирор ўқقا нисбатан $d\varphi$ бурчакка бурсак, у ҳолда бажарилган иш

$$dA = -Id\varphi \quad (40.6)$$

ёки

$$dQ = dU - Id\varphi, \quad (40.7)$$

I — стерженнинг инерция моменти.

6. Диэлектрикнинг қутбланиши. Ташқи элекстр майдонида диэлектрик жойлашган бўлсин. Системада бир вақтнинг ўзида ҳам кенгайиш, ҳам қутбланиш иши бажарилсан. У ҳолда термодинамиканинг биринчи қонуни қўйидаги кўринишга эга бўлади:

$$dQ = dU + pdV - EdN, \quad (40.8)$$

бунда E — элекстр майдон кучланганлиги; N — қутбланиш вектори.

7. Магнетикнинг магнитланиши. Ташқи магнит майдонда бирорта магнетик жойлашган бўлсин. Бир вақтнинг ўзида ҳам кенгайиш, ҳам магнитланиш иши бажарилса, у ҳолда қонун қўйидаги кўринишда ёзилади:

$$dQ = dU + pdV - HdM. \quad (40.9)$$

Бунда H — магнит майдон кучланғанлиги; M — магнитланиш вектори.

8. Адиабатик жараён. Агар система жараён мобайнида ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмаса, бундай жараёнларга *адиабатик жараёнлар* дейилади. Адиабатик жараёнда $dQ = 0$ бўлганлиги учун термодинамиканинг биринчи қонуни (40.1) дан

$$dU = -dA, \quad (40.10)$$

бундаги «минус» ишора ташқи иш системанинг ички энергияси ҳисобига бажарилаётганлигини кўрсатади.

Идеал газнинг ҳолати учта параметр: босим p , ҳажм V ва температура T билан характерланади. Термодинамиканинг биринчи қонуни асосида адиабатик жараён учун қўйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$pV^\gamma = \text{const.} \quad (40.11)$$

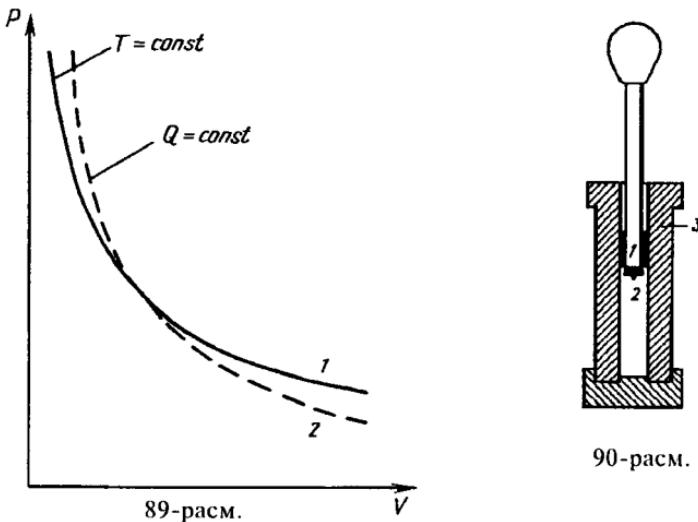
Бу ифода идеал газнинг адиабата тенгламаси ёки Пуассон тенгламаси дейилади, γ — адиабата кўрсаткичи бўлиб, доимо $\gamma > 1$. Бир моль идеал газ учун $pV = RT$ бўлганлиги учун Пуассон тенгламасининг қўйидаги қўринишларини ҳам ҳосил қилиш мумкин:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (40.12)$$

$$T p^{1/\gamma} = \text{const.} \quad (40.13)$$

Пуассон тенгламаси (40.11) ни бир моль идеал газ учун ёзилган изотерма тенгламаси $pV = \text{const}$ билан таққослайлик. Ифодаларни таққослашда (2) адиабата чизиги (1) изотерма чизигидан тикроқ жойлашиши керак, деган хulosса келиб чиқади (89-расм). Бунга сабаб изотермик жараёнда газ босими ҳажмининг биринчи даражасига пропорционал ўзгарса, адиабатик жараёнда γ га пропорционал ўзгаради ва доимо $\gamma > 1$. Шундай экан, изотермик жараён адиабатик жараённинг хусусий ҳолидир, деган фикрга келамиз.

Табиатда ўзидан иссиқликни мутлақо ўтказмайдиган моддалар мавжуд эмас. Шунинг учун амалда адиабатик жараённи ўтказиш қийин, негаки ҳар доим озми-кўпми иссиқлик алмashiши юз беради. Агар жараён жуда тез юз берса, кузатила-



ётган системанинг бошқа системалар билан иссиқлик алмашиши нолга teng, деб қарааш мумкин. Масалан, температураси 18°C , босими 1 физ. атм. = $1,03 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ ва зичлиги $1,215 \text{ кг/м}^3$ бўлган ҳаво учун $\gamma = 1,4$ ва бу ҳавода товушнинг тарқалиш тезлиги $\vartheta = 342 \text{ м/с}$ га teng. Товуш тўлқинининг бу катта тезлигига муҳит билан энергия алмашиши юз бермайди, деб ҳисоблаш ва бу жараённи адиабатик деб олиш мумкин.

Европада гугурт ихтиро қилингунга қадар пневматик ёқувчи қурилмадан фойдаланиб келинган (90-расм). Поршеннинг пастки учига (2) пахта пилиги қўйилган. Агар поршень ёғочдан ясалган (3) цилиндр ичидага пастга босилса, ҳаво қизиб пилик ёнади. Ҳозирги вақтда худди шу жараён дизель двигателига пуркаланган ёқилғини ёндиришда қўлланилади. Бундан ташқари, адиабатик жараёнлардан совиткич қурилмаларида ва компрессорларнинг ишлашида фойдаланилади. Шундай қилиб, энергиянинг сақланиш қонунини ифодаловчи термодинамиканинг биринчи қонунини турли жараёнлар учун қўллаш мумкин экан.

41-§. Идеал газнинг иссиқлик сифими

Маълумки, массалари бир хил бўлган турли хил моддаларнинг температурасини бир хил даражага орттириш учун ҳар хил миқдор иссиқлик керак бўлади. Моддаларнинг ис-

сиқлик хоссаларини характерлаш учун иссиқлик сифими тушунчаси киритилади. Модданинг температурасини бир Кельвинга орттириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори *иссиқлик сифими* деб аталади:

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (41.1)$$

Модданинг температурасини бир даража орттириш учун бериладиган иссиқлик миқдори модданинг массасига пропорционал бўлади. Шунинг учун солиштирма иссиқлик сифими тушунчаси киритилади. Модданинг бир бирлик массасига тўғри келувчи иссиқлик сифими *солиштирма иссиқлик сифими* дейилади:

$$C_0 = \frac{C}{m}. \quad (41.2)$$

Бир моль модданинг температурасини бир градус кельвинга ўзгартириш учун керак бўладиган иссиқлик миқдори моляр *иссиқлик сифими* дейилади:

$$C_m = \frac{C}{v}, \quad (41.3)$$

бунда $v = \frac{m}{\mu}$ — моллар сони.

Моляр ва солиштирма иссиқлик сифимлари ўзаро қуидагича боғлангандир:

$$C_m = C_0 \mu, \quad (41.4)$$

Иссиқлик сифими $\frac{Ж}{К}$ да, солиштирма иссиқлик сифими $\frac{Ж}{кг·К}$ да, моляр иссиқлик сифими эса $\frac{Ж}{моль·К}$ да ўлчанади.

Иссиқлик сифими факат моддани характерлабгина қолмай, балки жисм температурасининг ўзгариши қандай шароитда юз бераётганига ҳам боғлиқ бўлади. Шу сабабдан иссиқлик сифими аниқ бир қийматга эга эмас ва ҳолат функцияси бўла олмайди. Агар идеал газга иссиқлик қандай шароитда берилиши маълум бўлса, у ҳолда иссиқлик сифими ўзининг аниқ бир қиймати билан газни характерлай олади. Идеал газни икки хил шароитда иситиш мумкин:

- 1) ўзгармас ҳажмда, $V = \text{const.}$
- 2) ўзгармас босимда, $p = \text{const.}$

Газнинг ҳажми ўзгармас сақланган ҳолда ташқаридан берилган иссиқлик миқдори унинг тўла ички энергиясига айла-

нади. Газ босими ўзгармас бўлган ҳолда, ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг бир қисми ички энергиянинг ортишига, иккинчи қисми эса ташқи босим кучларига қарши кенга-йиш ишини бажаришга сарф бўлади. Шунинг учун ўзгармас босимдаги иссиқлик сифими C_p ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сифими C_V га қараганда каттароқ бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунидан бу икки иссиқлик сифимини боғловчи қуидаги Майер тенгламасини ҳосил қилиш мумкин:

$$C_p = C_V + R \quad (41.5)$$

Бу ифодадан ташқи босим кучларига қарши бажариладиган ишнинг катталиги универсал газ доимийси R га тенглиги кўриниб турибди. Универсал газ доимийси эса сон жиҳатидан 1 моль газнинг температурасини 1 кельвинга иситища бажарилган ишга тенгdir.

Кўп ҳолларда юқорида келтирилган иссиқлик сифимларининг нисбати тушунчасидан фойдаланилади:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} \quad (41.6)$$

бунда γ — ўтган параграфда кўрилган Пуассон коэффициентидир. (41.5) ва (41.6) формулалардан

$$\gamma = \frac{C_p + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V} > 1. \quad (41.7)$$

Аввал кўрилган (39.2) ифодага кўра, бир моль идеал газнинг ички энергияси учун қуидаги формулани ёза оламиз:

$$U = \frac{i}{2} RT. \quad (41.8)$$

Шундай экан, ўзгармас ҳажм ва ўзгармас босим шаротларидаги иссиқлик сифимлари қуидагига тенг бўлади:

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R, \quad (41.9)$$

$$C_p = C_V + R = \left(\frac{i}{2} + 1 \right) R. \quad (41.10)$$

Охирги икки ифоданинг нисбатини олсак, қуидагига эришамиз:

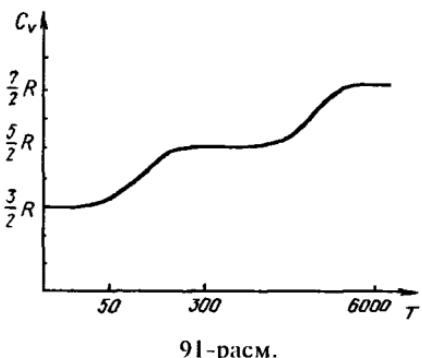
$$\gamma = \frac{i+2}{i}, \quad (41.11)$$

γ — берилган газ учун ўзгармас катталик бўлиб, газнинг неча атомли эканлигига боғлиқ бўлади. Бир атомли газлар учун $i = 3$, $\gamma = 1,67$, икки атомли газлар учун $i = 5$, $\gamma = 1,4$ уч атомли газлар учун $i = 6$, $\gamma \approx 1,3$.

Шундай қилиб, идеал газнинг иссиқлик сифими температурага боғлиқ бўлмасдан, фақат газ молекулаларининг эркинлик даражаси билан аниқланар экан. Назариянинг бу натижаси фақат бир атомли газлар учунгина тажриба натижалари билан мос тушади. Айрим икки атомли ва кўпроқ уч атомли газлар учун тажриба ва назария натижалари яқин келмайди. Тажриба натижасига кўра, иссиқлик сифими температурага боғлиқ бўлиши керак. Бу эса назариянинг (41.9), (41.10) ва (41.11) формуаларига мутлақо тўғри келмайди.

Икки ва ундан ортиқ атомли газлар бир атомли газлардан ўз молекулаларининг эркинлик даражалари сони билан фарқ қиласди. Масалан, икки атомли газ молекуласининг илгариланма ҳаракати учун учта, айланма ҳаракати учун иккита эркинлик даражаси мос келади. Уч атомли газларда тебранма ҳаракат учун яна битта қўшимча эркинлик даражаси мавжуд. Демак, уч атомли газ олтига эркинлик даражасига эга бўлиб, улардан учтаси илгариланма, иккитаси айланма ва биттаси тебранма ҳаракатга мос келар экан.

Молекуляр-кинетик назарияга кўра (39-§ га қаранг), илгариланма ва айланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{1}{2} kT$, тебранма ҳаракат эркинлик даражасига эса kT энергия мос келади. Айрим икки атомли ва кўпчилик уч атомли газларда энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни бузилиб, эркинлик даражасининг ўзи температуранинг функцияси бўлиб қолади. Мисол тариқасида, икки атомли водород гази молекуласи иссиқлик сифимининг температурага боғланишини кўрайлик (91-расм). Тажриба натижасидан кўринадики, паст температураларда иссиқлик сифими $\frac{3}{2} R$ га, хона температураларда $\frac{5}{2} R$, жуда юқори температураларда $\frac{7}{2} R$ га тенг экан. Бундан водород молекуласи паст температураларда моддий нуқта бўлиб, фақат илгариланма ҳаракат қиласди, ўрта температураларда яна айланма ҳаракат ҳам қиласди, юқори тем-



ператураларда эса илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат қиласи деган мулоҳазага бориш мумкин. Ҳаракат турларининг ортишига мос равишда молекуланинг эркинлик даражалари сони ҳам ортиб бориши керак. Иссиклик сифимиининг температурага боғланнишини тұла тушунтира ол-

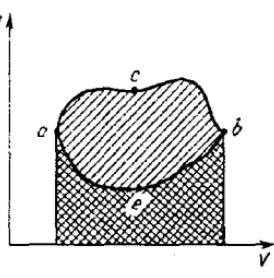
маслик классик механиканинг әңг асосий камчиликларидан бири бўлиб ҳисобланади. Бу боғланиш квант назарияси асосида батафсил тушунтирилади.

42-§ Айланма цикл. Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Термодинамиканинг иккинчи қонуни

Термодинамик системанинг параметрлари p_1 , V_1 , T_1 бўлган бир мувозанат ҳолатидан чиқиб, параметрлари p_2 , V_2 , T_2 га тенг бўлган иккинчи мувозанат ҳолатга ўтиши жараён дейилади. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда оралиқ ҳолатлар мувозанатли бўлиши учун жараён жуда сеқин юз бериши керак. Агар термодинамик система бир ҳолатдан чиқиб, бир қатор ҳолатларни ўтиб яна ўзининг дастлабки ҳолатига тұла қайтиб келса, бундай жараён *айланма жараён* (цикл) дейилади. Диаграммада айланма цикллар берк контур орқали ифодаланади, (92-расм).

pV диаграммада кўрилаётган системанинг *a* вазиятдан *b* вазиятга с нүқта орқали ўтиши ҳажмнинг катталашиши билан юз беради. Бу ҳолда система ташқи кучларга қарши бирор

иш бажаради. Системанинг *a* ҳолатдан *b* ҳолатга *c* нүқта орқали ўтиши *тўғри жараён* дейилади. Системанинг *b* ҳолатдан *e* нүқта орқали *a* ҳолатга қайтиб ўтиши *тескари жараён* деб аталади. Шундай қилиб, айланма цикл тўғри ва тескари жараёнлардан ташкил топган экан.



Тўғри ва тескари жараёнларда бажарилган ишлар қарама-қарши ишорали бўлгани учун натижавий иш бу ишларнинг айирмасига, яъни *asvea* эгри чизиқ билан чегараланган юзага тенгдир. Агар жараён тескари йўналишда амалга оширилганда система, тўғри жараёнда ўтган оралиқ ҳолатлари орқали ўтиб ўзининг аввалги ҳолатига тўла қайтса ва бунда атроф мұхитда ҳеч қандай ўзгариш юз бермаса бундай жараёнлар қайтар жараёнлар дейилади. Юқорида келтирилган шартларни қаноатлантирмайдиган жараёнлар қайтмас жараёнлар деб аталади.

Айланма жараёнда система ўзининг аввалги ҳолатига тўла қайтиб келганлиги учун унинг ички энергиясининг ўзгариши нолга teng бўлади, яъни $dU = 0$. Шундай экан, системанинг цикл мобайнида бажарган иши термодинамиканинг биринчи қонунига кўра, ташқаридан олинган иссиқлик миқдорига тенгдир, яъни

$$dQ = dU + dA = dA. \quad (42.1)$$

Термодинамиканинг биринчи қонуни (42.1) энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунининг хусусий ҳоли эканлиги бизга маълум. Ҳар қандай модда тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлган атом ва молекулалардан ташкил топганлиги учун у маълум ички энергияга эга бўлади. Шу ички энергиядан фойдаланиш мумкинми? Бунинг учун иккита жисм олайлик: уларнинг массалари m_1 , m_2 температуралари $T_1 > T_2$ бўлсин. Улар контактга келтирилса, температураси юқорироқ бўлган биринчи жисм ички энергиясининг бир қисми пастроқ температурали иккинчи жисмга ўтади, тескари йўналишда энергия ўтиши кузатилмайди. Биринчи жисмдан ўтган энергиянинг бир қисми иккинчи жисм устиди иш бажаришга ва унинг ички энергиясини ортишига сарф бўлади. Охир оқибатда ўзаро контактга келтирилган жисмлар системасининг температуралари тенглашади ва T_0 бўлиб қолади, бунда $T_1 > T_0 > T_2$ бўлади.

Термодинамиканинг биринчи қонуни бажарилиши учун биринчи жисмнинг йўқотган иссиқлиги иккинчи жисм томонидан қабул қилинган иссиқликка тенг бўлиши етарли. Лекин бу қонун иссиқлик иссиқ жисмдан совуқ жисмга ўтадими ёки аксинча эканлигини кўрсата олмайди.

Иккинчи бир мисол сифатида массаси m га тенг бўлган ва h баландликда жойлашган жисмни олайлик. Бу жисм ташлаб юборилса, mgh потенциал энергияси камайиб, $\frac{mgh^2}{2}$ кинетик энергияси ортиб боради. Жисм ерга келиб тушгач, механик энергиянинг ҳар иккала қўриниши нолга айланабиб, урилиш нуқтасида қандайдир Q иссиқлик миқдори ажралиб чиқади.

Тажрибанинг тескарисини қилиб кўрайлик. Ер сиртида турган m массали жисмга Q иссиқлик миқдори берайлик. Табиийки, бу энергияни олган жисм ҳеч қачон h баландликка кўтариilmайди. Шундай экан, бу йўналишда термодинамиканинг биринчи қонуни бажарилмайди. Демак, термодинамиканинг биринчи қонуни жараёнларнинг юз бериш йўналишини кўрсата олмас экан. Бу муаммони термодинамиканинг иккинчи қонуни ҳал қиласди.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни иссиқлик машиналарининг ишлаш принципини таҳлил қилиш натижасида юзага келди. D иссиқлик машинасининг ишлаш схемаси 93-расмда келтирилган. Юқори T_1 температурали иссиқлик резервуарини *иситкич*, паст T_2 температурали совуқлик резервуарини *совиткич* дейилади, бунда $T_1 > T_2$. Термодинамиканинг иккинчи қонунига кўра, *иситкичдан олинган Q , иссиқликни батамом ишга айлантиришдан иборат бўлган жараённи амалга ошириб бўлмайди*. Иссиқлик машинаси даврий ишлаб туриши учун иссиқлик миқдорининг қандайдир Q_2 , қисми совиткичга (атроф-муҳитга) берилиши шарт. Иsitкичдан олинган иссиқликнинг қанчалик кўп қисми A ишга айлантирилса, бу двигатель шунчалик фойдали ҳисобланади. Айланма жараённинг фойдали иш коэффициента (**ФИК**) η иситкичдан олинган иссиқлик миқдорининг қанча қисми ишга айлантирилганлиги билан баҳоланади, яъни

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad (42.2)$$

бунда Q_1 — цикл мобайнида системанинг олган иссиқлик миқдори; Q_2 —цикл мобайнида системанинг чиқарган иссиқлик миқдори.

(42.2) формула термодинамиканинг иккинчи қонунини ифодалайди. Ҳар қандай машиналинг ФИК бирдан катта бўла олмаслиги (42.2) ифодадан кўриниб турибди. ФИК $\eta = 1$ бўлган двигателлар доимий двигателлар ёки иккинчи тур *перпетуум мобиле* деб аталади.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни олимлар томонидан турлича таърифланган.

Клаузус таърифи: иссиқлик ўз-ўзидан совуқ жисмдан иссиқ жисмга ўта олмайди. Бошқача айтганда, иситкич ва совиткич атрофини ўраган муҳитда ҳеч қандай ўзгариш ҳосил қилмай туриб, температураси паст бўлган резервуардан температури юқори бўлган резервуарга иссиқлик микдорини ўтказиш жараёнини ҳеч қандай йўл билан амалга ошириб бўлмайди.

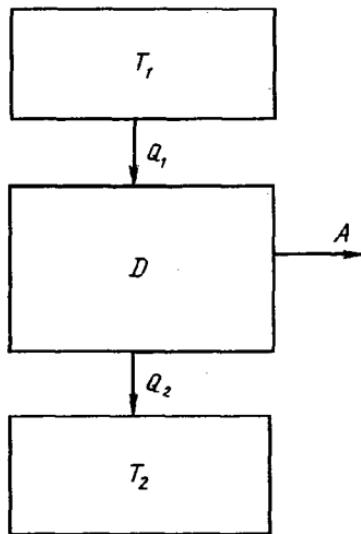
Томсон (Кельвин) таърифи: табиатда ҳеч қандай ўзгариш ҳосил қилмай туриб совиши ҳисобига иссиқликни даврий равища ишга айлантириб бўлмайди.

Освальд таърифи: иккинчи тур перпетуум мобилени қуриш мумкин эмас.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни тўғри циклда ишловчи иссиқлик машиналарининг ва тескари циклда ишловчи совуқлик машиналарининг ишлашини ўрганишда муҳим асос бўлиб хизмат қилади.

43-§. Иссиқлик двигателлари. Совиткичлар

Инсоният тараққиётида юз берган буюк ўзгаришлардан бири иссиқликни ишга айлантириб берувчи машина, (двигател)ларнинг яратилишидир. Ҳар қандай иссиқлик машинасининг ишлаши айланма цикл бўйича юз беради. Ташқаридан олинган иссиқликни даврий равища механик энергияга айлантириб берувчи қурилмалар *иссиқлик машиналари* дейилади. Иссиқлик машиналари газ ёки буғнинг кенгайи-



93-расм.

ши ҳисобига ишлайди. Амалда бундай машиналарнинг қуидаги кўринишлари мавжуд:

1. Буғ машиналари — электростанцияларда, паровоз ва пароходларда ишлатилади. Бу машиналар ташқи ёнув двигателлари дейилади.
2. Ички ёнув двигателлари — автомобиль, трактор, танк ва самолётларни ҳаракатга келтиради.
3. Реактив двигателлар — реактив самолётлар, реактив снарядлар ва узоққа отувчи ракеталарда ўрнатилади.

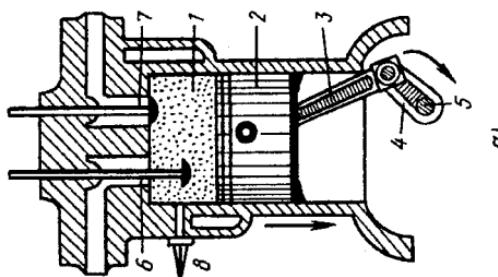
Иссиқлик машиналари унга берилган иссиқлик миқдорининг бир қисмини фойдали ишга айлантира олади. Бундай курилма олган иссиқлик миқдорининг қанчалик кўп қисмини ишга айлантиrsa, унинг ФИК шунчалик катта бўлади. Бу машиналарда газ ёки буғнинг қизиши кўмир, нефть, торф, бензин ва ҳоказо ёқилғиларнинг ёниши ҳисобига амалга оширилади. Бундан ташқари атом ядросининг бўлинишида ажralиб чиқадиган энергия ҳисобига ишловчи иссиқлик двигателлари мавжуд. Улар атом двигателлари дейилади. Иссиқ ўлкаларда Куёш энергияси ҳисобига ишловчи двигателлардан фойдаланилади. Бундай двигателлар қуёш элементлари ёки Куёш двигателлари дейилади.

Юқорида санаб ўтилган иссиқлик двигателлари ичida энг кўп қўлланиладигани тўрт тактли ички ёнув двигателиdir (94-расм). Ички ёнув двигателларида ёқилғи ишчи цилиндрнинг ичини ўзида ёндирилади. Ички ёнув двигателининг асосий ишчи қисми (1) цилиндр ичida жойлаштирилган (2) поршень бўлиб, у (3) шатунъ ва (4) кривошип ёрдамида (5) тирсакли валга уланган. Поршень цилиндр ичida ҳаракатланганда тирсакли вал ва унга уланган маховик айланма ҳаракатга келади. Одатда двигателлар битта эмас, тўртта цилиндрли қилиб тайёрланади. Ҳар бир цилиндрда иккитадан клапан бўлиб, улардан бири (6) ёнилғи билан ҳаво аралашмасини сўриб олишга, иккинчиси (7) эса ишлаб бўлган аралашмани чиқарib юборишга хизмат қиласи. Бундан ташқари цилиндрнинг юқори қисмида свеча (8) жойлаштирилган. Двигатель цилиндрлари сув ва ҳаво ёрдамида совитилади.

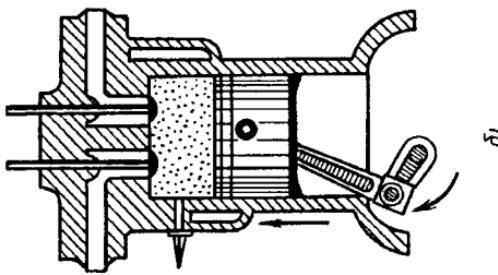
Тўрт тактли ички ёнув двигателининг ишлаши қуидагича юз беради:

94-расм.

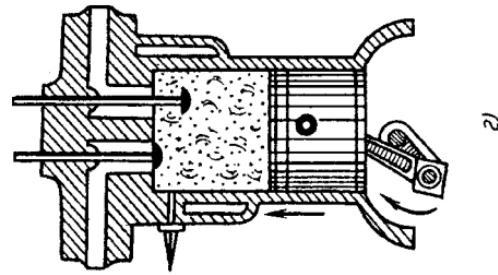
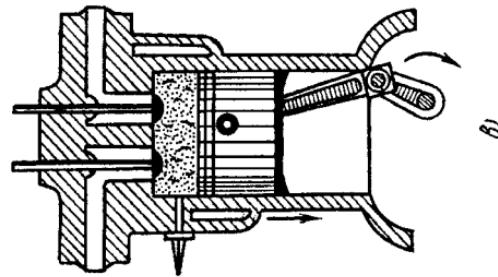
а)



б)



в)



1. Сўриб олиш тактида (94-а расм) киритиш клапани очилади ва поршень пастга ҳаракатланганда цилиндрга ишчи аралашма киради. Бензин билан ишловчи двигателларда ишчи аралашма карбюратордаги бензиннинг буғланиб ҳаво билан аралashiши натижасида ҳосил бўлади.

2. Сиқишиш тактида (94-б расм) ҳар иккала клапан ёпиқ бўлади. Поршень юқорига томон ҳаракатланиб аралашмани сиқади ва натижада цилиндрдаги босим ва температура ортиб кетади.

3. Ёндириб юбориш тактида (94-в расм) сиқилган аралашмага свечадан учқун берилади. Аралашмадаги бензин буғларининг ёниб кетиши натижасида босим ва температура бир неча маротаба ортиб кетиб, поршени пастга томон ҳаракатлантиради ва иш бажарилади.

4. Чиқариб юбориш тактида (94-г расм) поршень юқори томон ҳаракатланиб, чиқишиш клапани орқали ишлаб бўлган аралашмани йўқотади.

Кўриб ўтилган жараён тўрт цилиндрли двигателларнинг қолган учта цилинтрида ҳам худди юқоридагидек юз беради. Тўрт тактли ички ёнув двигателлари фақат бензинда эмас, балки нефтнинг арzonроқ компонентлари (масалан, керосин) ёрдамида ҳам ишлаши мумкин. Бундай двигателлар дизель двигателлари дейилади. Дизель двигателларининг ишлаши ҳам тўрт тактли бўлиб, цилиндрга аралашма эмас, балки ҳаво сўрилади. Поршень ёрдамида сиқилган ҳавога ёнилғи (керосин) пуркалади ва ҳосил бўлган аралашма ёниб кетади. Дизель двигателларининг ФИК юқори бўлганлиги учун ҳозирги вақтда тепловозларда, теплоходларда ва айрим самолёт ҳамда автомобилларда кенг қўлланилмоқда.

Поршенли ички ёнув двигателлари кўпдан буён маълум ва машинасозлик соҳасида кенг ишлатилади. Барча двигателлар асосий параметри уларнинг ФИК бўлиб, карбюраторли ички ёнув двигателлари учун 31% га, дизелли двигателлари учун эса 39% га яқин. Двигателнинг ФИК унинг самарадорлигини белgilайди. Бундан ташқари двигателларнинг нисбий оғирлиги ва ҳажми ҳам муҳим аҳамиятга эга.

Поршенли ички ёнув двигателларининг асосий камчиликларидан бири кривошип-шатун механизмининг қўполлиги ва бунинг оқибатида ишқаланиш ҳисобига энергиянинг беҳуда йўқолишидир. Ҳозирги вақтда поршеннинг қайт-

ма-илгариланма ҳаракатини валнинг айланма ҳаракатига ўтказиш учун ротор-поршенили двигателлардан ҳам фойдаланилади. Бундай двигателларда поршень вазифасини учқиррали ротор бажаради.

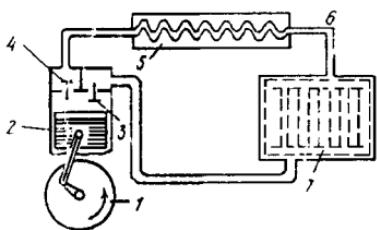
Газнинг исиши ва совиши ҳисобига ишлайдиган ташқи ёнув двигателлари ҳам мавжуд. Буларда юқори босим остидаги гелий ёки водород гази ишчи жисм вазифасини бажаради. Ишчи жисмнинг даврий равишда исиши ва совиши поршеннинг ҳаракатини таъминлайди.

Термодинамиканиң иккинчи қонунига асосан двигателларнинг **ФИК** ни ва самарадорлигини ошириш учун иситкич температураси юқори, совиткич температураси эса паст бўлиши керак. Двигателларда иссиқлик энергиясининг бир қисми совиткич томонидан ютилади. Бунинг натижасида двигательнинг **ФИК** камаяди. Циклик жараёнларда совиткичга қанча кам иссиқлик берилса, **ФИК** шунчалик юқори бўлиши маълум.

Кейинги йилларда двигателлар ясашда металл ўрнида махсус сополдан ҳам фойдаланилмоқда. Сопол двигателлар юқори температурага ($1300-1500^{\circ}\text{C}$) чидамли бўлади. Со-полнинг юқори температурага чидамлилиги ва иссиқликни кам ўтказиши туфайли двигателни сув билан, совитиш зарурати қолмайди. Шунинг учун радиатор, сув насоси каби курилмаларга ҳожат қолмайди ва двигательнинг массаси 20% гача камаяди. Термодинамик цикл температурасининг кўтарилиши ва совиткичда энергиянинг беҳуда сарф бўлишининг камайиши ҳисобига двигательнинг **ФИК** 45% гача етиши мумкин. Бундан ташқари ёнилғи сарфи ҳам анча камаяди. Двигатель температурасининг юқорилиги бензиндан ташқари керосин, дизель ёқилғиси, спирт, синтетик аралашмали ёқилғилардан фойдаланиш имконини беради. Ёнилғилар юқори температурада тўла ёнади ва атроф-муҳитнинг ифлосланиши камаяди.

Иссиқлик двигателлари тўғри жараён асосида ишласа совуқлик машиналари, яъни совиткичлар, конденционерлар ва ҳоказолар тескари цикл асосида ишлайди. Совиткич машиналарининг **ФИК** қўйидаги формуладан топилади:

$$\frac{Q_2}{A} = \frac{T_2}{T_1 - T_2},$$



95-расм.

бажариш керак. Совуқлик машиналари ташқи күчларнинг бажарган иши ҳисобига совуқ жисмда ииссиқ жисмга ииссиқликни ҳайдаб туради. Бу қурилмаларнинг ишлаш жараёнида совиши маҳсус суюқликларнинг буғланиши ёки газларнинг кенгайишида ииссиқликнинг ютилиши ҳисобига юз беради.

Рўзгорда ишлатиладиган совиткичларда ишчи жисм сифатида фреон суюқлиги ишлатилади (95-расм). Бу суюқлик (1) электромотор ёрдамида ҳаракатланувчи (2) компрессор томонидан (3) клапан орқали сўриб олинади. Компрессорда сиқилган фреон буғлари (4) клапан орқали (5) конденсаторга юборилади. Совиткичнинг орқа деворига жойлаштирилган (6) ингичка найчалардан тузилган конденсаторда фреон буғлари суюқ ҳолатга ўтади. Фреон буғларининг конденсацияланиши жараёнида ажralиб чиққан ииссиқлик миқдори ат-роф-муҳитга тарқалади. Конденсатордаги фреон суюқлиги капилляр найчалар орқали (7) буғлаткичга узатилади. Совиткичнинг совитиш камераси деворлари бўйлаб жойлаштирилган катта ҳажмли буғлаткича босимининг камайиши ҳисобига фреон буғланади. Бу жараёнда ииссиқлик ютилади ва маълум даражада совитишга эришилади.

Кейинги йилларда сиқилган азотнинг кенгайишида унинг совишига асосланиб ишлайдиган микросовиткичлар ($6 \times 1,4 \times 0,2$ см) яратилган. Улар ёрдамида — 190°C гача совитиш мумкин. Икки босқичли микросовиткичлардан фойдаланиб — 250°C температура олинган. Паст температуранарни ҳосил қилишда ишчи жисм сифатида газсимон гелийдан фойдаланиш зарур бўлади.

44-§. Карно цикли. Энтропия

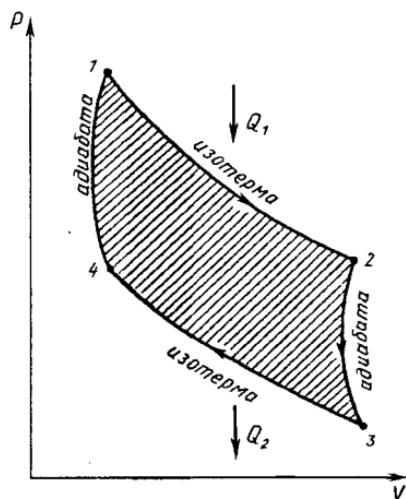
1924 йили француз физиги Сади Карно томонидан термодинамиканинг иккинчи қонуну асосида энг юқори ФИК

га эга бўлган айланма цикл таклиф этилди. Айланма циклни амалга ошириш учун учта система бўлиши шарт:

- 1) иссиқликни ишга айлантиришда воситачи вазифасини бажарадиган ишчи система;
- 2) иссиқликни ишчи жисмга узатадиган манба (иситкич);
- 3) тескари жараёнда иссиқликни қабул қилиб оладиган система (совиткич).

Ишчи система сифатида юқоридан енгил поршень билан чегараланган цилиндр ичида жойлашган идеал газни олайлик. Системанинг дастлабки 1 вазиятидаги параметрлари p_1 , V_1 , T_1 бўлсин (96-расм). Идеал газни изотермик кенгайишига имкон берайлик. Бунинг учун металл цилиндр сиртини иситкич билан контактга келтириб Q_1 иссиқлик берайлик. Бунда газнинг кенгайиши юз беради ва поршень аста-секин силжиб 2 ҳолатга ўтади. Поршеннинг силжиши шунчалик секин бўлсинки, газнинг температураси ҳар доим иситкич температураси T_1 га teng бўлсин, яъни жараён изотермик бўлсин.

Бу жараёнда бажарилган иш A_{12} , 2 ҳолатнинг параметрлари p_2 , V_2 , T_1 бўлсин. Энди цилиндрни иситкичдан узайлик ва изоляциялайлик. Газнинг ички энергияси ҳисобига система адиабатик кенгайиб 2 ҳолатдан 3 ҳолатга ўтсин. Бу ўтишда бажарилган иш A_{23} , 3 ҳолатнинг параметрлари p_3 , V_3 , T_2 бўлсин. Системани ўзининг аввалги ҳолатига қайтариш мақсадида паст босим ва температурада турган газни изотермик сиқиб 4 ҳолатга келтирайлик. Бу ҳолда системадан Q_2 иссиқлик миқдорини совиткичга бериш керак. Изотермик сиқиш иши A_{34} га ва 4 ҳолатнинг параметрлари эса p_4 , V_4 , T_2 га teng бўлсин. Системани совиткичдан узиб ва ташқи муҳитдан изоляциялаб 4 ҳолатдан 1 ҳолатга адиабатик сиқайлик. Бу ўтишда A_{34} иш бажарилади ва газнинг



96-расм.

ички энергияси ортади. Шундай қилиб, цикл ёпилди ва газ ўзининг дастлабки босимига, ҳажмига ва температурасига эришди.

Кўриб ўтилган айланма жараёнга Карно цикли дейилади. Бу цикл иккита изотерма ($1-2$, $3-4$) ва иккита адабата ($2-3$, $4-1$) дан иборат. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра цикл мобайнида бажарилган фойдали иш қўйидагига тенг:

$$A = A_{12} + A_{23} - A_{34} - A_{41} = Q_1 - Q_2. \quad (44.1)$$

Юқоридаги циклни амалга оширган Карно ўзининг қўйидаги иккита теоремасини яратди:

1) *Қайтар жараён билан ишловчи иссиқлик машиналарининг ФИК энг каттадир.*

2) *Қайтар жараёнда даврий ишловчи иссиқлик машиналарининг ФИК иситкич ва совиткич температуралари билан аниқланади ва машинанинг конструкциясига боғлиқ бўлмайди, яъни*

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (44.2)$$

бунда T_1 — иситкичнинг температураси; T_2 — совиткичнинг температураси.

Карно теоремасидан кўринадики, системанинг фойдали иш коэффициентини ошириш учун иситкичнинг температуроси T_1 ни ошириб, совиткичнинг температуроси T_2 ни камайтириш керак экан. Агар $T_2 = 0$ бўлса $\eta = 1$ бўлади, яъни иситкичдан олинган иссиқликнинг ҳаммаси ишга айланади. Бунинг эса бўлиши мумкин эмас. (44.2) ифодани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (44.3)$$

Бу ифодадан кўринадики, температуралар нисбати иссиқлик миқдорининг нисбатига тенг бўлиб, ишчи системанинг табиатига боғлиқ эмас. Бундай температура шкаласи термодинамик температура шкаласи дейилади. Карно циклининг ФИК энг каттадир. Бошқа тур циклларда ФИК иссиқлик машинасининг табиатига боғлиқ бўлади.

Қайтувчи жараёнлар учун ФИК

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (44.4)$$

Карнонинг иккинчи теоремасига кўра

$$\eta_{\text{қайтмас}} < \eta_{\text{қайтар}}. \quad (44.5)$$

Охирги икки ифодадан қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (44.6)$$

Қайтар ва қайтмас жараёнларнинг ФИК ни кўрсатувчи (44.6) формулага термодинамика иккинчи қонунининг миқдорий таърифи дейилади. (44.6) ифода бу қонуннинг сифат таърифини ҳам беради.

1. Иssiқлик бир жисмдан иккинчи жисмга иш бажармай ўтсин, яъни $Q_1 - Q_2 = 0$ бўлсин, у ҳолда (44.6)дан

$$0 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (44.7)$$

ёки $T_1 = T_2$. Бундан кўринадики, иккита турли температурали жисмлар контактга келтирилса, температураси юқори бўлган жисмдан температураси паст бўлган жисмга ана шу жисмларнинг температуранари тенглашгунча иссиқлик ўтади. Бу Клаузиус таърифини беради.

2. Бир жисмдан иккинчи жисмга ўтган иссиқликнинг ҳаммаси ишга айлансин, яъни $Q_2 = 0$ бўлсин. У ҳолда (44.6) дан

$$1 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (44.8)$$

Бу ифода бажарилиши учун совиткичнинг температураси $T_2 = 0$ бўлиши керак. Бироқ абсолют ноль температурани олиш мумкин эмас, яъни $T_2 \neq 0$. Бошқача айтганда, (44.8) ифода иситкичдан олинган иссиқликнинг ҳаммасини фойдали ишга айлантириш мумкин эмаслигини кўрсатади.

(44.6) дан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (44.9)$$

Агар ана шу цикл билан ишловчи машиналар бир нечта бўлса, (44,9) ни қуйидагича ёзилади:

$$\sum_{i=1}^N \frac{dQ}{T} = 0 \text{ ёки } \oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (44.10)$$

Интеграл остидаги ифодадан олинган интеграл ноль бўлиши учун у тўлиқ дифференциал бўлиши керак, яъни

$$\frac{dQ}{T} = dS, \quad (44.11)$$

бунда S — энтропия — системанинг ҳолатини характерловчи функция. Энтропия қайтар жараёнларни ўрганишда энг муҳим ҳолат параметри ҳисобланади. Энтропия қуйидаги хусусиятларга эга:

1. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда энтропиянинг ўзгариши ўтиш йўлига боғлиқ бўлмасдан фақат бошланғич ва охирги ҳолатларга боғлиқ бўлади.

2. Агар қайтар жараён мобайнида ташқи муҳит билан иссиқлик алмасиши юз бермаса (адиабатик бўлса), у ҳолда жараёнда қатнашувчи барча системалар энтропияларининг йиғиндиси ўзгармасдири.

3. Адиабатик қайтмас жараёнларда энтропия фақат ортса, адиабатик қайтар жараёнларда ўзгармасдан қолади, яъни

$$\Delta S \geq 0. \quad (44.12)$$

Шунинг учун адиабатик қайтувчи жараённи кўп ҳолда изоэнтропик жараён деб юритилади.

4. Мувозанат ҳолатининг энтропияси энг каттадир. Демак, ҳар қандай система энтропияси каттароқ ҳолатга ўтишга интилади. Бу термодинамика иккинчи қонунининг яна бир таърифидир.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни берк системалар учун ўринли. Клаузиус бу қонунни коинот учун қўллаб, вақт ўтиши билан коинотнинг энтропияси ўзининг энг катта қийматига эришади деган нотўғри холосага келди. Бошқача айтганда, вақт ўтиши билан коинотдаги барча жисмларнинг температуралари тенглашиши ва барча жараёнлар тўхтاشи керак эмиш. Клаузиус томонидан талқин қилинган «коинотнинг иссиқлик ҳалокати» муаммоси нотўғри эканлиги кейинчалик фанда исбот этилди.

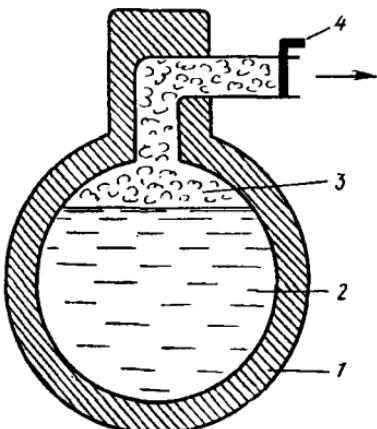
Термодинамика нинг иккинчи қонунини системанинг эришиши мумкин бўлган ҳолатлардан бирида бўлиш эҳтимолидан келиб чиқиб таърифлаш мумкин. Бирор идиш ичидаги газ молекулалари идиш ҳажми бўйича текис тақсимланган ва тартибсиз ҳаракатда бўлади. Шу газ молекулаларини идиш ҳажмининг бирор қисмida тўпланиб тартибли ҳолатга ўтиш эҳтимоли деярли нолга teng. Табиатда тартибли ҳар қандай система тартибсиз ҳолатга ўтишга интилади. Тартибсизлик даражасини энтропия тушунчаси орқали баҳолаш мумкин. Тартибли система энг паст энтропияга, тартибсиз система эса энг юқори энтропияга эга бўлади. Больцман томонидан тавсия қилинган энтропиянинг статистик маъносига кўра табиат доимо эҳтимоли камроқ бўлган ҳолатдан эҳтимоли кўпроқ бўлган ҳолатларга ўтишга интилади. Бу назарияга кўра системанинг энтропияси унинг термодинамик эҳтимоли логарифмiga пропорционалдир:

$$S = k \ln W, \quad (44.13)$$

бунда k — Больцман доимийси; W — системанинг бирор ҳолатда бўлиш эҳтимоли.

Мураккаб системанинг энтропияси оддий система энтропияларининг йиғиндисига тенглигидан, масалан, электростанцияларда ишлатилувчи буғ-сувли аккумуляторларда сувнинг қанча x қисми буғга айланганлигини ҳисоблашда фойдаланиш мумкин.

97-расмда шундай аккумуляторнинг схемаси келтирилган. Ўзидан иссиқлик ўтказмайдиган моддадан ясалган (1) идиш температураси T_1 га teng бўлган (2) сув билан деярли тўлдирилган. Сув устидаги (3) тўйинган буғнинг босими p_1 га teng бўлсин. Жўмрак (4) очилса тўйинган буғнинг бир қисми иш бажарувчи машинанинг цилинтрига боради ва унинг босими p_2 , температураси эса



97-расм.

T_2 гача қамаяди. Бунда сувнинг яна қандайдир x қисми буфга айланади, конденсацияланган буф эса яна сувга келиб кўшилади. Жараённи қайтар ва адиабатик деб ҳисоблаш мумкин. Бундай жараёнда сув ва буф энтропияларининг йифиндиси ўзгармас қолишидан фойдаланиб x ни қуидагича формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$x = \frac{S_1 - S_2}{m} \cdot \frac{T_0}{r}, \quad (44.14)$$

бунда S_1 — буғнинг энтропияси; S_2 — сувнинг энтропияси; m — сувнинг массаси; T_0 — сувнинг тўйиниш температураси; r — буғланишнинг солиштирма иссиқлиги. Электростанцияларда T_2 температурали совиткичдан чиқсан иссиқ сувдан биноларни иситишда фойдаланиш мумкин.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Энергия, иш ва иссиқлик миқдори тушунчаларини изоҳланг. Термодинамиканинг биринчи қонуни энергияни сақланиш қонунининг хусусий холи эканлигини исботланг.
2. Изотермик ва адиабатик жараёнлариниг фарқи нимадан иборат?
3. Идеал газнинг босими ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сифими ҳажми ўзгармас ҳолдаги иссиқлик сифимидан нега катта?
4. Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти қандай қийматларга эга бўлиши мумкин?
5. Термодинамиканинг иккинчи қонунининг қандай таърифларини биласиз?
6. Нима учун абадий двигатель (перпетуум мобиле)ни яратиш мумкин эмас?
7. Тўрт тактили ички ёнув двигателининг ишлашини тушунтиринг.
8. Карно цикли қандай жараёнлардан ташкил топган?
9. Берк система мувозанат ҳолатига ўтишида унинг энтропияси қандай ўзгариб боради?
10. Физик ҳодисаларни ўрганишда қўлланиладиган статистик ва термодинамик усуллар бир-биридан қандай фарқ қилади?

IX б о б. РЕАЛ ГАЗЛАР, СУЮҚЛИКЛАР ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР

45-§. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир

Молекуляр-кинетик назарияда идеал газ деганда, молекулалари бир-бири билан ўзаро таъсирилашмайдиган ва уларнинг ўлчамлари ҳамда ҳажмлари ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлган моддий нуқталар тўплами тушунилади. Идеал газ молекулалари фақат тўқнашгандагина ўзаро таъсирилашади, деб ҳисобланади.

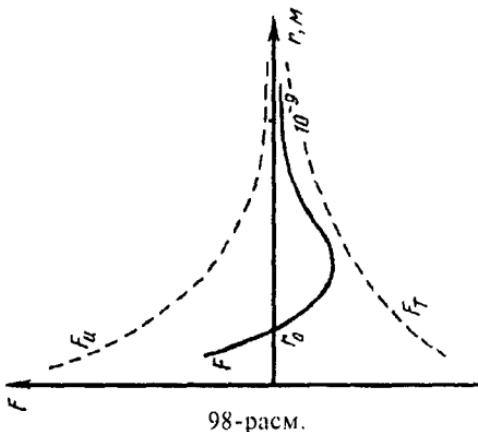
Идеал газ назариясига асос қилиб олинган юқоридаги соддалаштиришлар сийраклашган реал газларда етарлича паст босим ва нисбатан юқори температураларда тахминан бажарилади. Бироқ юқори босим ва паст температураларда идеал газ қонунларидан четлашиш кузатилади. Бу шароитда ҳар бир газ молекуласи тегишлича ҳажмга эга эканлиги ва газ зарралари ораларида ўзаро таъсир кучлари мавжудлигини ҳисобга олишга тўғри келади. Бундай газлар *реал газлар* дейилади.

Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари икки хил табиатга эга: молекулалар бир вақтнинг ўзида бир-бирлари билан ҳам тортишади, ҳам итаришади. Бу кучларнинг молекулалар ораларидаги масофага боғланиши бирдай эмаслигини қуйидаги ифодадан кўриш мумкин:

$$F = F_u - F_t = \frac{a_1}{r^{13}} - \frac{a_2}{r^7}, \quad (45.1)$$

бунда F_u — итаришиш кучи; F_t — тортишиш кучи; F — на-
тижавий куч; a_1, a_2 — ўзгармас катталиклар; r — молекулалар орасидаги масофа.

(45.1) ифодада тортишиш кучлари мусбат, итаришиш кучлари манфий, деб ҳисобланган. Икки молекула орасидаги ўзаро тортишиш кучлари масофанинг еттинчи даражасига, итаришиш кучлари эса ўн учинчи даражасига тескари пропорционал ўзгаради. Тортишиш, итаришиш ва натижавий кучларнинг молекулалар орасидаги масофага боғланиши 98-расмда келтирилган. Графикдан F_t тортишиш кучлари F_u итаришиш кучларига нисбатан масофа ўзгаришига сустроқ боғланганлигини кўриш мумкин. Масофанинг $r < r_0$ қийматларида таъсир кучи асосан итаришиш кучидан ибо-



98-расм.

рат бўлади ($F > 0$). Итаришиш кучлари молекулалар орасидаги масофанинг жуда кичик қийматларida кузатилади. Бошқача айтганда, ҳар бир молекула ўзининг маълум таъсир доирасига эга бўлиб, шу таъсир доирасига бошқа молекулаларнинг киришига тўсқинлик қиласди. Таъсир доирасининг

ўлчамлари молекула ўлчамидан унча катта бўлмайди. Молекулалар орасидаги масофа $r > r_0$ бўлганида, тортишиш кучлари асосий ролни ўйнайди ($F < 0$).

Газ молекулалари орасидаги масофа $r = r_0$ бўлганида, кузатилаётган молекулага таъсир этувчи тортишиш ва итаришиш кучлари миқдор жиҳатидан тенг, йўналиши бўйича эса қарама-қаршидир. Шу сабабдан масофанинг бу қийматида газ молекуласига таъсир этувчи натижавий куч $F = 0$ бўлади. Масофанинг бу $r = r_0$ қийматида молекула ўзининг мувозанат ҳолатида бўлади. Молекулалар орасидаги масофа $R > 10^{-9}$ м бўлганда улар орасидаги таъсир деярли йўқлади ($F \rightarrow 0$), яъни реал газга яқинлашади.

Молекуляр-кинетик назарияда газнинг ҳажми деганда, газ жойлашган идишнинг ҳажми тушунилар эди. Лекин ҳар бир газ молекуласининг шахсий ҳажмга эга эканлиги ва шунинг учун газ молекулалари ҳаракатланиши мумкин бўлган эркин соҳа идиш ҳажмидан кичикроқ бўлиши кераклиги эътиборга олинмаган. Шундай қилиб, реал газ молекулаларининг ўзаро таъсирларини ва уларнинг шахсий ҳажмларини ҳисобга олиш идеал газ учун кўриб чиқилган барча қонуниятларни ўринсиз қилиб кўяди.

46-§. Реал газнинг ҳолат тенгламаси. Ван-дер-Ваальс изотермалари

Газ молекулалари реал шароитда бир-бирига яқинлаштирилганда итаришиш кучлари, узоклаштирилганда эса тор-

тишиш кучларининг юзага келишини ўтган параграфда кўриб ўтдик. Бир моль идеал газининг ҳолат тенгламаси

$$pV = RT \quad (46.1)$$

ни ҳосил қилишда (35-§ га қаранг) бу кучлар ҳисобга олинган эмас. Шунинг учун (46.1) Менделеев — Клапейрон тенгламаси реал газ учун ўринсиз бўлиб қолади.

1873 йили Голландия физиги Ван-дер-Ваальс назарий тадқиқотларга асосланиб, идеал газнинг ҳолат тенгламаси (46.1) га иккита тузатма киритди ва қуйидаги тенгламани таклиф қилди:

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT, \quad (46.2)$$

бунда a — ўзаро таъсир кучларини ҳисобга оловчи коэффициент, b — шахсий ҳажмни назарга оловчи коэффициент.

Реал газларда берилган ҳажмда газ молекулаларининг сони етарлича кўп бўлади ва шунинг учун улар орасидаги ўзаро итаришиш кучини ҳисобга олишга тўғри келади. Бу куч таъсирида молекулаларнинг эффектив ҳажми (таъсир доираси) ортгандек бўлади. Молекулалар эффектив ҳажмларининг йигиндиси газ массасига пропорционал бўлади. Ван-дер-Ваальс томонидан киритилган тузатма b шуни кўрсатадики, бир моль реал газ молекулалари ҳаракатлана оладиган бўш ҳажм V эмас, балки $V - b$ бўлиши керак. Бунда b — бир моль газнинг хусусий ҳажми.

Газ молекулалари орасида тортишиш кучининг мавжудлиги қўшимча ички босим p' ни юзага келтиради. Ички босим ҳажмнинг квадратига тескари пропорционалдир, яъни

$$p' = \frac{a}{V^2}. \quad (46.3)$$

Ван-дер-Ваальс тенгламаси (46.2) даги a ва b коэффициентлар газнинг хусусияти ва ҳолати билан боғлиқ бўлган доимийлардир. Юқори температура ва паст босимларда $p' \ll p$ ва $b \ll V$ бўлиб қолади. У ҳолда (46.2) даги тузатмаларни тушириб қолдириш мумкин, яъни бу шароитда Ван-дер-Ваальс тенгламаси Менделеев — Клапейрон тенг-

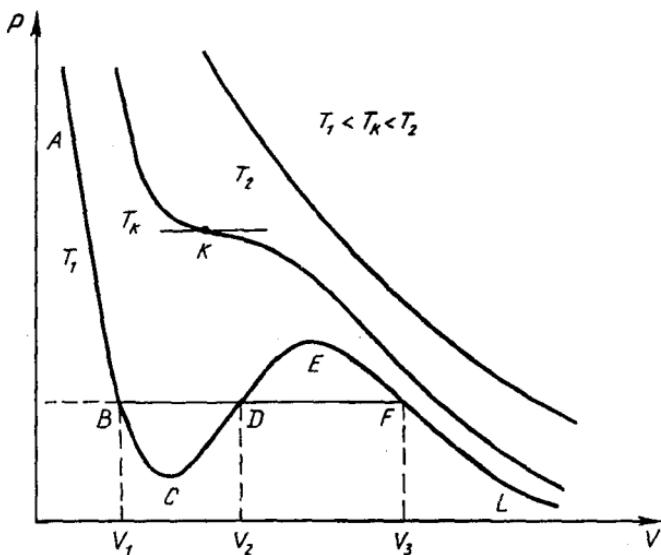
ламасига ўтади. Шуни таъкидлаш керакки, молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиатига қараб ҳар бир газ ўзининг ҳолат тенгламасига эга бўлади. Реал газлар учун универсал ҳолат тенгламаси мавжуд эмас.

Ван-дер-Ваальс тенгламасининг изотермаларини кўришга ўтамиз. Идеал газ учун ёзилган Менделеев—Клапейрон тенгламасининг изотермалари гиперболалардан иборат эди (74-расмга қ.). Реал газни характерловчи Ван-дер-Ваальс тенгламаларини ўрганиб чиқайлик. Бу тенглама ҳажмга нисбатан учинчи тартибли, босимга нисбатан эса биринчи тартибли. Учинчи даражали тенгламанинг учала илдизидан ёки ҳаммаси ҳақиқий, ёки улардан иккитаси мавхум ва биттаси ҳақиқий бўлиши мумкин. Тенгламанинг мавхум илдизлари маънога эга эмас, негаки манфий ҳажмнинг маъноси йўқ.

Шундай қилиб, (46.2) тенглама босимнинг ҳар бир қийматига ҳажмнинг учта қиймати мос келадиган чизиқни бериши керак. 99-расмда температуранинг учта қиймати учун 1 моль газ босимининг ҳажмга боғланиш изотермалари келтирилган. Расмдан кўринадики, изотермаларнинг эгриланиши паст T_1 температуранарда юз беради. Юқори T_2 температурага изотерма идеал газ изотермасига яқинлашиб боради. Агар ҳажм ўқига параллел бирорта $p = \text{const}$ изобара чизигини ўтказсан, босимнинг битта қийматига ҳажмнинг учта V_1 , V_2 , V_3 қийматлари мос келиши кўринади. T_1 температурага тўғри келувчи изотермада $BCDEF$ тўлқинсимон участка бор. Айниқса, CDE участкада босим изотермик равишда ортиб борганда модданинг ҳажми ҳам ортиб бориши кузатилади. Маълумки табиатда босим ортганида ўзининг зичлигини камайтирадиган моддалар мавжуд эмас.

Тажриба $BCDEF$ эгриланишларни бермайди, балки босим V_1 дан V_3 гача BDF тўғри чизиқ бўйича ўзгармасдан қолишини кўрсатади. Бунга сабаб тажриба вақтида биз эгри чизиқнинг барча нуқталарини кузатиб улгурга олмаймиз. Ҳажмнинг камайишида F нуқтадан бошлаб модданинг вазияти худди тўйинган буғнинг вазиятига ўтиб қолади ва шу газнинг суюқ томчилари ҳосил бўла бошлайди.

Модданинг бекарор CDE ҳолатида газ молекулалари бир-бирларига шундай яқинлашади, улар бир-бирини тутиб туриш хоссасига эга бўлади. Бу ҳолатнинг ҳар икки томо-



99-расм.

нида EFL ва ABC изотерма бўлаклари мавжуд. E нуқтадан ўнгда босимнинг ҳажмга боғланиши Менделеев—Клапейрон тенгламасига яқинлашади, бу модданинг газсимон ҳолатига мос келади. C нуқтадан чапда газнинг ҳажми билан босими орасида кучли боғланиш мавжуд. Бундай боғланиш суюқликларга хосdir. Шунинг учун катта босим ва кичик ҳажмларга тўғри келувчи бу ҳолат модданинг суюқ фазасига мос келади. Шундай қилиб, CDE оралиқнинг икки томонида модда ўзининг икки агрегат ҳолатида: ўнгда газ, чапда суюқлик ҳолатида бўлади.

Изотермалар ичидаги шундай бир изотермани топиш мумкинки, бу изотермада бурилиш нуқтаси фақат биттагина бўлади. Бу изотермадан пастда жойлашган изотермаларда бурилиш нуқтаси учта бўлади, юқоридаги изотермалар эса бурилишга эга бўлмайди. T_k температурага мос келувчи изотерма *критик изотерма* дейилади. Критик изотерманинг шунуқтасида босимнинг битта қийматига ҳажмнинг битта қиймати мос келади. Босим, ҳажм ва температурани критик изотерманинг k нуқтасига тўғри келувчи қийматларини критик босим, критик ҳажм ва критик температура дейилади. Бу ҳолда модда ўзининг критик ҳолатида бўлади. Реал

газ критик температурадан юқори температураларда идеал газ деб қаралиши мумкин. Критик температурадан паст температураларда газни сиқиш билан суюқликка айлантириш мумкин. Агар газ температураси критик температурадан юқори бўлса, босимни ҳар қанча оширганда ҳам газни суюқликка айлантириб бўлмайди. Критик температура газнинг табиатига қараб туриб ҳар хил қийматларга эга бўлиши мумкин.

47-§. Реал газнинг ички энергияси. Жоуль—Томсон эффекти. Газларни суюлтириш.

Идеал газ молекулалари ўзаро таъсир қилишмайди, деб ҳисоблаб 1 моль газнинг тўла ички энергияси учун қўйидаги ифодани олган эдик (39-§ га к.):

$$E_u = \frac{i}{2} RT = c_v T. \quad (47.1)$$

Реал газ молекулалари иссиқлик ҳаракатидан ташқари бир-бiri билан ўзаро таъсирда бўлғанлиги учун уларга бундай ифодани ёза олмаймиз. Реал газнинг ички энергияси молекулалар иссиқлик ҳаракат кинетик энергияси ва ўзаро таъсир потенциал энергияларининг йигиндисидан иборат бўлади. Бу энергияларнинг турлича ўзгаришини ҳисобга олиб бир моль реал газнинг ички энергиясини қўйидагича ёзиш мумкин:

$$E_p = c_v T - \frac{a}{V}. \quad (47.2)$$

Бунда a — Ван-дер-Ваальс доимийси. (47.2) дан кўринардики, ҳажм ва температура ортиши билан реал газнинг ички энергияси ортиб боради, негаки бу параметларнинг ортиши молекулаларнинг эркинроқ ҳаракат қилишига сабаб бўлади.

Идеал газ ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмаган ҳолда адиабатик ($dQ = 0$) кенгайганда бажарилган ташқи иш нолга teng бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунига кўра, бундай адиабатик кенгайишда системанинг ички энергияси ўзгармайди, яъни

$$U_1 = U_2. \quad (47.3)$$

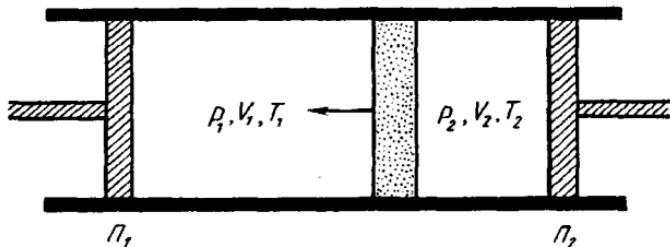
Идеал газларнинг адиабатик кенгайишида ички энергиядан ташқари температура ҳам ўзгармасдан қолади. Реал газлар ташқи босимга қарши иш бажармаган ҳолда кенгайтирилса, газ ё исиши, ё совиши мумкин экан. Реал газнинг адиабатик кенгайишида газ температурасининг ўзгариши **Жоуль — Томсон эффицити** дейилади.

100-расмда инглиз физиклари Жоуль ва Томсон тажрибасининг схематик тасвири берилган. Иссикликни кам ўтказадиган цилиндр ичиди ишқаланишсиз ҳаракатлана оладиган иккита P_1 ва P_2 поршенинлар жойлаштирилган. Поршенинлар орасида жойлашган ғовак тўсиқнинг чап томонида жойлашган газнинг босими p_1 , ҳажми V_1 , температураси T_1 бўлсин. Ғовак тўсиқдан ўнгга ўтган газнинг параметрлари мос равишда p_2 , V_2 , T_2 бўлсин. Биринчи поршень силжиганда газ ғовак тўсиқ орқали ўнгга ўтади ва бунда бажарилган иш $A_1 = p_1 V_1$ га тенг бўлади. Иккинчи поршень ҳаракатланганда бажарилган иш эса $A_2 = p_2 V_2$ бўлади. Ишларнинг бу ифодаларини адиабатик жараён учун, ёзилган термодинамиканинг биринчи қонунига қўйсак,

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2. \quad (47.4)$$

Демак, Жоуль—Томсон тажрибасида $U + pV$ катталик ўзгармай қолар экан. Бу катталик газнинг иссиқлик функцияси ёки энталпияси деб аталади. Реал газларда энталпиянинг тенг бўлиши температуруларнинг тенглигини кўрсатмайди.

Жоуль—Томсон эффицити идеал газларда кузатилмасдан фақат реал газларда юз беришига сабаб, реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларидир. Шунинг учун бу эффицитни газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучла-



100-расм.

рининг улар орасидаги масофага боғланишини ифодаловчи 98-расмдан тушуниш қийин эмас.

Фараз қилайлик, газ шундай бир ҳажмга келтирилган бўлсинки, молекулалар орасидаги ўртача масофа r_0 дан кичик бўлсин. Бу ҳолда молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучи, асосан, итаришиш кучидан иборат бўлади. Энди шу газни ташқи босим йўқ жойда (вакуумда) шундай ҳажмга-ча кенгайтирайликки, молекулалар орасидаги масофа $r = r_0$ бўлсин. Бундай кенгайиш натижасида газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари камаяди ва шунинг учун уларнинг тезлиги ортади, яъни газ исиди. Реал газнинг адабатик кенгайиши натижасида унинг исиши кузатилса, бундай ҳодиса *манфий Жоуль—Томсон эфекти дейилади*. Жоуль—Томсон эфектини баҳолаш учун қуидаги катталик киритилади:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta p}, \quad (47.5)$$

бунда μ — Жоуль—Томсон коэффициенти бўлиб, кўриб ўтилган ҳол учун $\mu > 0$.

Энди иккинчи ҳолни кўриб чиқайлик. Газнинг ҳажми шундай танланган бўлсинки, молекулалар орасидаги масофа $r \geq r_0$ бўлсин. Масофанинг бу қлиматларида ўзаро таъсир кучи асосан тортишиш кучидан иборат бўлади: Шу газни $r > r_0$ шарт бажарилгунча адабатик кенгайишига имкон берайлик. Бу шарт бажарилганда тортишиш кучи молекулаларнинг бир-биридан узоқлашишига тўсқинлик қиласи, яъни энди улар қаршиликли муҳитда ҳаракат қиласи. Шунинг учун молекулаларнинг тезликлари камаяди, бошқача айтганда газ совийди ($\mu < 0$). Бундай ҳодиса *мусбат Жоуль—Томсон эфекти дейилади*.

Жоуль—Томсон эфектининг мусбат ёки манфий қисмини кузатиш учун температура ва босим маҳсус танланishi керак. Ҳатто берилган газ учун бу параметрларнинг бир қийматларида мусбат, бошқа қийматларида манфий эфект кузатилиши мумкин. Ҳар бир газ учун шундай бир температура мавжудки, бу температурада Жоуль—Томсон эфекти ўз ишорасини ўзгартиради. Температуранинг бу қиймати *инверсия температураси* дейилади. Мусбат Жоуль—Томсон эфектидан газларни суюлтиришда фойдаланилади.

Газларни суюлтиришнинг, асосан, иккита усули мавжуд:

1. Мусбат Жоуль—Томсон эфектига асосланган усул (Дьюар—Линде усули).

2. Ташқи босим кучларига қарши иш бажариб адиабатик кенгайтириш усули (Клод усули).

Деворларига температураси 143 К температурали суюқ CO_2 солинган идишга кислородни солиб босимни бир оз орттирилса, кислород суюқ ҳолатга ўтади. Суюқ кислороддан фойдаланиб навбатдаги газни суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин. Бу учинчи усулни босқичма-босқич усули дейилади. Юқорида келтирилган усулларни қўллаб кислород (154,4 K), азот (126,1 K) ва водород (33 K) газларини суюқ ҳолатга ўтказишга эришилди. Бу газлардан саноатда портлатиш ишларида, ракета ёнилғиларини ёндиришда ва илмий-тадқиқот ишларида кенг фойдаланилади.

1908 йили Голландия физиги Кемерлинг-ОНнес энг кичик критик температурага (4,2 K) эга бўлган гелий газини суюқликка айлантиришга муваффақ бўлди. Агар суюқ гелий пасайтирилган босим остида қайнатилса, унинг температурасини 0,7 K гача пасайтириш мумкин. Яна ҳам паст температураларни олиш учун совитишнинг магнит усулидан фойдаланилади.

Табиатда шундай парамагнит тузлар мавжудки, улар адиабатик магнитланса исийди, магнитсизланса эса совийди. Бу ҳодиса физикада **магнитострикция ҳодисаси** деб юритилади. Тажрибада дастлаб парамагнит модда суюқ гелий ёрдамида совитилади, сўнгра магнитланади, ажralиб чиқсан иссиқлик суюқ гелий томонидан ютилади. Парамагнит тузи суюқ гелийдан ажратилиб адиабатик магнитсизланади, натижада туз совийди. Шу усул билан ўта паст температуралар, яъни даражанинг мингдан бир улушларича (10^{-3} K) температуралар олишга эришилган.

Жуда паст температуралarda суюқ гелий бошқа суюқликларда кузатилмайдиган бир қатор хусусиятларга эга. Суюқ гелий икки хил бўлади: 4,2 дан 2,18 K температура интервалда суюқ гелий ўзини оддий суюқлик каби тутади ва уни гелий-1 дейилади; температуранинг $T < 2,8$ K қийматларида суюқ гелийда бошқа суюқликларга хос бўлмаган хусусиятлар пайдо бўла бошлайди ва унга гелий-2 дейилади. Бу

температура интервалида суюқ гелий икки хил аралашмадан: гелий-1 ва гелий-2 дан иборат бўлади. Гелий-1 нормал табиатли аралашма бўлса, гелий-2 ўта оқувчанлик хусусиятига эга бўлган суюқликдир. Температуранинг янада пасайиши билан аралашма таркибидаги гелий-2 нинг миқдори ортиб боради ва 1 К дан пастда гелий тўла ўта оқувчан ҳолатига ўтади. Ўта оқувчан гелийнинг энг асосий хусусиятларидан бири, у ўзидан иссиқлик ўтишига ҳеч қандай қаршилик кўрсатмайди, яъни унинг иссиқлик ўтказувчалиги чексизга тенг. Бундан ташқари, бир қатор тадқиқотлар ўта оқувчан гелийнинг ёпишқоқлиги нолга тенглигини кўрсатади. Шунинг учун гелий-2 жуда ингичка капилляр найлардан ёки, маълум баландликдаги тўсиқлардан ҳеч қандай қаршиликсиз кўтарила олади.

1911 йили Кемерлинг-ОНнес 7,2 К температурада кўргошиннинг электр қаршилиги тўсатдан нолгача камайишини тажрибада аниқлади. Бунда кўргошиннинг қаршилиги 10^{11} маротаба камайиши кузатилган. Модданинг бу ҳолатига унинг ўта ўтказувчан ҳолати деб ном берилди. Кейинги йилларда бир қатор тоза моддалар ва уларнинг мингга яқин қотишмаларида ўта ўтказувчанлик хусусияти аниқланди.

Ўта ўтказувчан материаллар ҳозир амалда кенг қўлланилмоқда. Масалан, улар асосида юқори қувватли магнитлар ясалмоқда. Улардан фойдаланиш электр энергиясининг ўрамларда беҳуда сарф бўлмаслигини таъминлайди ва шунинг учун магнитни сув билан совитишга ҳожат қолмайди. Бундай магнитлардан фойдаланишидаги энг асосий муаммо магнит ўрамларини критик температурадан паст температурада ушлаб туришдир. Яқинда необийнинг германий билан қотишмасида (Nb_3Ge) ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 23 K кузатилди. Бу эса суюқ гелий ўрнида суюқ водороддан (20 K) фойдаланиш имконини беради.

48-§. Ҳавонинг намлиги. Намликни ўлчаш

Ер шари атрофидаги ҳавода ҳар доим маълум миқдор сув буглари мавжуд бўлиб, иилига унинг тахминан чорак қисми қуруқликка ёғингарчилик сифатида тушади. Қуруқликнинг денгиз, дарё ва океанларга яқин қисмida намгарчилик юқорироқ бўлади. Ер атмосферасининг турли қисм-

ларидаги сув буғлари миқдорини характерловчи катталик ҳавонинг намлиги дейилади. Ҳавонинг намлиги катта бўлганда ёғоч буюмлар шишади, металл буюмлари занглайди. Аксинча намлик кам бўлса, ёғоч буюмлар қийшайиб, ёрилиб кетади. Намлик қишлоқ хўжалик ўсимликларининг ҳосилдорлигига, чорвачиликнинг маҳсулдорлигига катта таъсири кўрсатади. Маҳсулотларни қуритиш, сақлаш жараёнларида намликни меъёрида ушлаш катта аҳамиятга эга.

Қишлоқ хўжалик ўсимликларини кутилмаганда совук уриб кетмаслигидан сақлаб қолиш учун баъзан ҳаво намлигини сунъий йўл билан орттирилади. Бунинг учун одатда, экин экилган майдонларга сув берилади. Сувнинг буғланиши натижасида намлик ортади. Сув буғларининг паст ҳарорат таъсирида томчиларга айланиши натижасида маълум иссиқлик ажralиб чиқади ва бу ҳодиса тупроқнинг ҳамда пастки ҳаво қатламларининг бир озишига олиб келади.

Намликнинг ортиши инсон саломатлигига ҳам салбий таъсири кўрсатади. Сунъий иқлим ҳосил қилиш инсон саломатлиги ва ишлаб чиқаришни жадаллаштириш ҳамда маҳсулот сифатини орттиришда аҳамияти бор. Ишлаб чиқариш цехларидаги температура ва намликни ўзгармас ушлаб туриш чиқит (брак)ни камайтиришга, тўқимачилик саноатида эса ишлаб чиқарилувчи газламалар сифатини орттиришга олиб келади. Сунъий иқлим ҳосил қilmай туриб, ҳавонинг атмосфера қатламида самолётда учиш, сувости кемаларида сузиш мумкин эмас.

Инсон ўзи яшаб турган муҳитга ҳар доим энергия бериб туради. Масалан, оғирлиги 80 кг бўлган эркак киши ҳавонинг температураси 18°C бўлганда бир суткада 2700 кал. иссиқлик йўқотади; бундан 1,3% нафас йўлига, 1,9% ҳаракатга, 1,5% овқатни ҳазм қилишга, 20,7% буғланишга, 30,9% иссиқлик ўтказувчанликка, 43,7% нурланишга тўғри келади. Температура ортиши билан иссиқлик ўтказувчанлик ва нурланиш ҳисобига тўғри келувчи иссиқлик йўқотиш камайиб, буғланиш ҳисобига тўғри келадиган қисми ортиб боради. Агар намлик ҳам ортиб борса, инсон танасининг атроф-муҳит билан иссиқлик алмашиши қийинлашиб, одам ўзини нохуш хис қила бошлайди. Шундай қилиб, намликни ўлчаш ва уни бошқариш катта амалий аҳамиятга эга экан.

Маълумки, ҳаво атмосфераси турли хил газлар ва сув буғининг аралашмасидан иборат. Ҳавода бошқа газлар бўлмаган ҳолда сув буғи бериши мумкин бўлган босим *сув буғининг порциал босими* дейилади. Ҳавонинг намлик даражасини баҳолаш учун иккита тушунча ишлатилади. Ҳавонинг *абсолют намлиги* унда мавжуд бўлган сув буғларининг зичлиги ρ_a билан ёки сув буғининг босими ρ_d орқали ўлчанади. *Берилган температурада ҳаводаги сув буғи порциал босимининг шу температурадаги тўйинган буғнинг эластиклигига нисбатининг фоизларда ифодаланган қиймати ҳавонинг нисбий намлиги* дейилади, яъни

$$B = \frac{\rho_a}{\rho_T} \cdot 100\%. \quad (48.1)$$

Сув буғи босими унинг зичлигига пропорционал бўлганлиги учун (48.1) ни яна қўйидагича ёзиш мумкин:

$$B = \frac{\rho_a}{\rho_\tau} \cdot 100\%. \quad (48.2)$$

Шундай қилиб, нисбий намлик фақат намлик орқали эмас, балки ҳавонинг температураси билан ҳам аниқланар экан. Масалан, кечқурун ҳаво температурасининг пасайиши юз берса, ўтлар устида шудринг ҳосил бўлади. Исиб турган ҳаво бирдан совиса, туман ҳосил бўлади. Сув буғи тўйинадиган ҳолдаги температура шудринг нуқтаси деб аталади.

Ҳавонинг абсолют намлигини топиш учун бирор қурилма ёрдамида шудринг ҳосил қилинади, унинг ҳосил бўлиш температураси аниқланади ва маҳсус жадвал ёрдамида намлик ҳисобланади. Бундай қурилмалар конденсацион гигрометрлар дейилади. Ҳавонинг нисбий намлигини аниқлаш учун сочли гигрометр ёки психрометрдан фойдаланилади. Сочли гигрометрнинг ишлаш принципи ҳаво намлиги ортганда ёғсизланган одам сочи толасининг узайишига, ҳаво қуруқ бўлганда эса қисқаришига асосланган.

Психрометр иккита бир хил термометрдан тузилган. Улардан бири шарчаси ҳавода тургани учун қуруқ термометр, иккинчиси эса нам термометр деб номланади. Нам термометрнинг шарчаси дока билан ўралиб, унинг учи сув солинган идишга ботирилади. Докадан сув буғланиши туфайли термометр шарчаси совийди. Шунинг учун нам термо-

метр қуруқ термометрга нисбатан паст температурани кўрсатади. Ҳаво қанчалик қуруқ бўлса, термометрларнинг кўрсатишиларидағи фарқ шунча катта бўлади. Термометрларнинг кўрсатишиларини белгилаб, маҳсус жадвалдан ҳавонинг нисбий намлиги аниқланади.

49-§. Суюқликларда молекуляр ҳодисалар. Хўллаш ва капиллярикка оид амалий масалалар

Суюқликлар шу модданинг газ ва қаттиқ агрегат ҳолатлари орасида жойлашган бўлиб, юқори температураналар томонидан критик нуқта билан, паст температураналар томонидан эса қотиш нуқтаси билан чегаралангандир. Суюқ модданинг зарралари ораларидағи тутуниш кучлари етарлича катта қийматга эга. Шунинг учун суюқлик ўзгармас ҳажмга эга, лекин ўзгармас шаклга эга эмас. Суюқликни қандай идишга солинса, у шу идиш шаклини олади. Газ ва суюқ фазаларнинг асосий тафовутларидан бири шуки, ташқи куч таъсирида газлар сиқилувчан бўлади, суюқликлар эса деярли сиқилмайди. Шунинг учун Ер сиртида ҳаво зичлиги тоғ чўққиларидағи ҳаво зичлигидан катта. Аксинча, океан тубида сувнинг зичлиги сатҳидаги зичликдан унча катта эмас. Масалан, океаннинг 10 км чуқурлигига босим атмосфера босимидан 1000 марта катта бўлсада, зичлик бор-йўғи 5% каттадир. Суюқ модда молекулалари орасидаги тутуниш кучлари унинг сиқилишига ёки сиртининг чўзилишига қаршилик кўрсатади. Температура ортиши билан суюқлик зарраларининг ташқарига чиқиши (буғланиши) ортиб боради. Бунга сабаб температуранинг кўтарилиши билан суюқлик молекулаларининг тобора кўпроқ қисми тутуниш кучларини енгиш учун етарлича энергияга эга бўлади.

Сувга сакраган киши сувнинг кўтариш кучини сезади. Кўлимизга бирорта фишт ёки тош бўлагини олиб сувга ботирсак, унинг енгиллашиб қолганини сезамиз. Қуйидаги тажрибани кўриб чиқайлик. Биронта баландлиги бўйича дарражаланган стакан олиб сув билан тўлдирайлик ва унинг ичига ёғоч бўлагини игна ёрдамида ботирайлик. Бунда сувнинг бир қисми стакандан тошиб кетади. Сувнинг қанча қисми тошди? Энди ёғочни қўйиб юборсак, у сувда сузиб юради. Бунда суюқлик сиртининг пасайғанлигини аниқлаш

қиійін эмас. Агар ёғоч бўлагини сувдан чиқариб олсак, сув сатхининг яна пасайганини кузатамиз.

Бундан тахминан 2200 йил илгари грек олими Архимед суюқликка жойлаштирилган ҳар қандай жисмга кўтарувчи куч таъсир қилишини ва у ўз ҳажмига тенг суюқликни сиқиб чиқаришини тажрибада аниқлаган.

Архимеддан ўн саккиз аср кейин Галилей томонидан зичликни аниқловчи торози яратилди. Архимед қонуни ёрдамида зичлиги маълум бўлган қаттиқ жисмни суюқликнинг ичига тушириб унинг зичлигини аниқлаш мумкин. Бундай қурилмалар *ареометрлар* дейилади. Улар аккумулятор батареяларидан электролит ёки совиткичлардаги антифриз зичликларини аниқлашда қўлланилади.

Суюқлик сиртига бирор жисм туширилганда Архимед қонунига кўра уч ҳолат бўлиши мумкин:

1. Жисмнинг оғирлиги у сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигидан кичик. Бу ҳолда жисм суюқлик сиртида сузиб юради. Масалан, сув сиртига ташланган ёғоч бўлаги.

2. Жисмнинг оғирлиги сиқиб чиқарилган суюқлик оғирлигидан катта. Бу ҳолда кўтариш кучи жисм оғирлигидан кичик бўлади ва шунинг учун у чўқади. Масалан, сувга ташланган тош.

3. Жисм оғирлиги у сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигига teng. Бунда кўтариш кучи жисм оғирлигига teng бўлади ва жисм суюқлик сиртидан ихтиёрий чуқурликда жойлаша олади.

Сув усти ва сув ости кемаларининг сузиши Архимед қонунига асосланган. Бунда сиқиб чиқарилган сув оғирлиги кеманинг оғирлигига teng бўлади. Кемага қанча кўп юк ортилса, у сувда шунча чуқурроқ жойлашади. Юк ортишда кема сиртидаги белги сув сиртидан пастга ўтиб кетмаслигига ва юкнинг бир текис тақсимланишига эътибор бериш шарт. Ҳозирги замон сув ости кемалари сув сиртида ҳам, остида ҳам суза олади. Кема сув остига тушиши учун унинг остидаги қўшимча резервуарлар сув билан тўлдирилади. Архимед қонунига кўра сиқиб чиқарилган сув оғирлиги кема оғирлигига тенглашгунча резервуарлар сув билан тўлдирилса, у ҳолда кема сув сиртидан ихтиёрий чуқурликда суза олади. Сув ости кемаси сув сиртига чиқиши учун олинган қўшим-

ча сув сиқилган ҳаво ёрдамида чиқариб юборилади ва кема сув сиртига қалқиб чиқади.

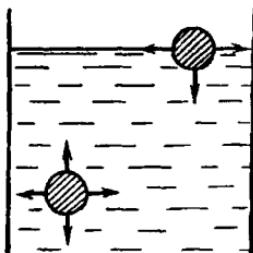
Архимед қонуни газлар учун ҳам ўринлидири. Масалан, ҳавода оғирликлари тенг бўлган пўкак ва қўрғошин бўлакларини олсак, вакуумдаги пўкак бўллаги оғирроқ бўлиб қолади. Бунга сабаб пўкак бўллагининг ҳажми катта бўлгани учун қўпроқ ҳавони сиқиб чиқариши ва шунга тенг ўз оғирлигини йўқотишидири.

Суюқлик ҳажми, газлардагидан анча сустроқ бўлсада, температурага боғлиқ. Одатда, температура ортиши билан суюқликнинг ҳажми ортиб боради. Лекин бу қоидадан четлашишлар ҳам бор. Масалан, сув 0°C дан 4°C гача иситилганда унинг зичлиги ортиб боради. Бунга сабаб бу температура интервалида сув молекулалари гуруҳ-гуруҳ бўлиб бирлаша бошлайди, натижада улар орасидаги масофа қисқара боради. Температурани 4°C дан орттирасак, бирлашган сув молекулалари яна ажраб кета бошлайди. Натижада суюқлик ҳажми яна орта бошлайди.

Бирор суюқликнинг иккита молекуласини фикран танлаб олайлик, улардан бири суюқлик ичида, иккинчиси суюқлик сиртида жойлашган бўлсин (101-расм). Суюқлик ичидаги молекула ҳамма томонига тегишлича тутиниш кучлари таъсир қилгани учун унга таъсир қилувчи натижавий куч нолга тенг бўлади. Шундай экан, молекула мувозанатда қолади. Молекуланинг бу ҳолати унинг *тургун ҳолати* дейилади.

Суюқлик сиртидаги молекулани пастга ва ён томонларга тортувчи кучлар бор, юқори томонга тортувчи кучлар деярли йўқ. Шунинг учун сиртдаги молекулаларнинг ҳаммаси унинг ичига томон тортилиб туради. Суюқлик сиртини қисқартиришга интиладиган ва шу сиртга уринма бўйича йўналган бу куч *сирт таранглиқ кучи* дейилади. Бу куч ҳамма вақт суюқлик сирт пардасини кичрайтиришга интилади. 1807 йили Лаплас суюқлик сиртидаги босим суюқлик сирт пардасининг кўринишига боғлиқ эканлигини кўрсатди:

$$p = p_0 + \frac{2\alpha}{r}, \quad (49.1)$$



101-расм.

бунда p_0 — суюқлик сирти ясси бўлган ҳолдаги нормал атмосфера босими ёки суюқликнинг ички босими; r — суюқлик сиртининг эгрилик радиуси; α — суюқликнинг сирт таранглик коэффициенти.

Суюқлик сирт пардасининг 1 см қенглигига қўйилган куч сирт таранглик коэффициенти деб юритилади. Сирт таранглик коэффициенти — α нинг катталиги суюқликнинг табиятига боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан α камайиб боради. Бунга сабаб температура ортиши билан суюқлик молекулалари иссиқлик ҳаракатининг жадаллашибши ва бунинг оқибатида тутиниш кучларининг заифлашишидир. Ҳар бир суюқлик учун критик температурада $\alpha = 0$ бўлиб қолади.

Сирт таранглик коэффициентининг қиймати суюқлик сиртидаги муҳитга ҳам боғлиқ бўлади. Масалан, суюқлик сиртида тўйинган бүғ бўлса, α ҳаво бўлгандагидан кам қийматга эга бўлади. Суюқликда бирор модданинг аралашиши ҳам α нинг ўзгаришига олиб келади. Масалан, сувга ёғ томизилса, сув устида ёғ пардаси ҳосил бўлади ва бунинг натижасида сирт таранглик коэффициенти бир оз камайди.

Сирт таранглик кучлари таъсирида суюқлик ўз сиртини ҳамма вақт кичрайтиришга интилади, яъни суюқлик сирти энг кичик потенциал энергияяга эга бўлган ҳолга интилади. Геометрия курсидан маълумки, берилган ҳажмда шар энг кичик сиртга эга. Шунинг учун суюқлик томчилари шар шаклини олишга интилади. Ернинг тортиш кучи майдонида суюқликнинг фақат кичик томчилари шар шаклида бўлиб, катта томчилар эллипсоид шаклини эгаллайди. Вазнисизлик ҳолатида эса суюқликнинг ҳар қандай томчиси аниқ шар шаклини олади.

Суюқлик зарраси қанча чуқур жойлашган бўлса, унга шунчалик катта босувчи куч таъсири этади. Бу куч таъсирида юзага келувчи босимга гидростатик босим дейилади:

$$p' = \rho gh, \quad (49.2)$$

бунда ρ — суюқликнинг зичлиги; g — эркин тушиш тезланиши; h — суюқлик молекуласининг жойлашиш чуқурлиги.

Гидростатик босим ҳисобига босим жуда катта қийматтарга эга бўлади. Масалан, 1 км дengиз чуқурлигига босим 103 атмосферага тенг бўлади. Бу ишлаб турувчи автомобиль двигатели цилиндридаги босимдан бир неча марта каттадир. Денгиз сатҳидан 10 км чуқурликдаги босим 1000 атмосферадан катта бўлади. Бу отиш қуроли ичидаги порох газининг босимидан каттадир. Бундай катта босимларга инсон танаси бардош бера олмайди. Шу сабабдан ғоввослар ҳатто сув ўтказмайдиган маҳсус кийимларда 200 метрдан чуқурроқ туша олишмайди. Сув остининг чуқурроқ қатламиридаги тадқиқот ишлари бatisфералар—маҳсус шарларга жойлаштирилган тадқиқотчи, илмий асбоблар, прожектор ва киноаппаратлар ёрдамида олиб борилади. Сувнинг чуқур қатламида яшовчи балиқлар ичидаги босим сув томонидан бериладиган катта босимга тенг ва шунинг учун улар бемалол ҳаёт кечиради. Бундай балиқлар сувнинг сиртига яқин қисмида яшай олмайди. Агар улар сувнинг сатҳига чиқса ички ва ташқи босимлар фарқидан ёрилиб ўлади.

Шундай қилиб, суюқлик сиртидан h чуқурликда жойлашган суюқлик заррасига таъсири қилувчи умумий босим атмосфера босими p_0 гидростатик босим p' ва сиртнинг эргилиги туфайли юзага келувчи $\frac{2\alpha}{r}$ босимларнинг йифиндисидан иборат экан, яъни:

$$p = p_0 + \rho gh + \frac{2\alpha}{r}. \quad (49.3)$$

Бирор қаттиқ жисм сиртига, масалан, шиша пластинкаси сиртига симоб томчисини томизсак, у шар шаклини олади (102-а расм). Агар шу сиртга сув томчисини томизсак, у ёйилиб 102-б расмдаги кўринишни олади. Биринчи ҳолда суюқлик сиртни хўлламайди, иккинчи ҳолда эса хўллайди. Хўллаш ва хўлламаслик тушунчалари нисбий тушунчалардир. Чунки битта суюқликнинг ўзи бир қаттиқ жисмни хўлласа, бошқасининг сиртни хўлламаслиги мумкин. Масалан, сув шиша сиртини хўлласа, парафин сиртини хўлламайди. Ҳаётдан яна шуни биламизки, кўп ҳолда цементга сув куйилса



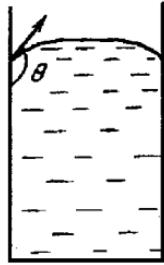
102-расм.

аралашмайди, чунки ҳўлламайди. Цементга қум аралаштирилиб кейин сув қўйилса, ҳўлланади ва эритма ҳосил бўлади. Агар суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро тутуниш кучлари шу суюқлик молекуласи билан қаттиқ жисм молекуласи орасидаги тутуниш кучидан катта бўлса, бундай суюқлик сиртни ҳўлламайди ва акс ҳолда ҳўллайди.

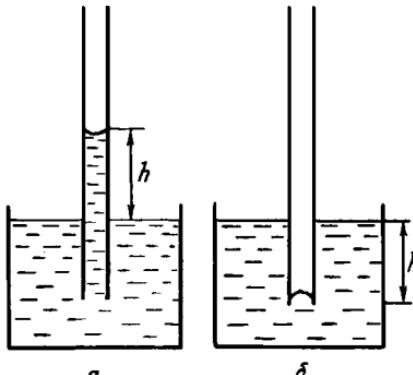
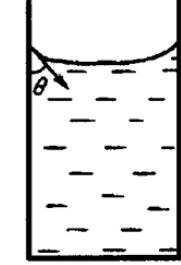
Бирор идишга суюқлик соганимизда унинг сирти қаварик ҳолни олса, бу суюқлик идишни ҳўлламайди (103-а расм). Ботиқ ҳолни олса, ҳўллайди. (103-б расм). Қаттиқ жисм билан суюқлик сиртига ўтказилган уринма билан қаттиқ жисм сирти орасидаги бурчакни θ билан белгилайлик (102-103-расмлар). Ҳўлламаслик ҳолида бурчак ўтмас бўлади, яъни $\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$ ҳўллаш ҳолида эса бурчак ўткир бўлади, яъни $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$.

Ҳўллаш ва ҳўлланмаслик ҳодисаларидан конларда металларни ажратиб олишда фойдаланилади. Табиатда рангли металларга бой конлар жуда кам учрайди. Изланаётган металлни ортиқча тоғ жинсларидан дастлабки ажратиб олиш жараёнини амалга ошириш зарур бўлади. Бунинг учун руда яхшилаб майдаланади ва маҳсус тайёрланган суюқликка солинади. Бунда шундай суюқлик танлаб олиниши керакки, у металлни ҳўллаб тоғ жинсларини ҳўлламаслиги керак. Шу йўл билан рангли металл рудаси бойитилади.

Кўриб ўтилган ҳўллаш ва ҳўлланмаслик ҳоллари капиллярлик ҳодисасини юзага келтиради. Ичи ғовак қаттиқ жисмлар томонидан суюқликнинг шимилиши капиллярлик ҳоди-



103-расм.



104-расм.

сасига асосланган. Масалан, қанд, қофоз, қум, бўр, ёғоч моддаларига сувнинг шимилиши. Бирор идишдаги суюқликка ингичка най (капилляр) тушурисла, най ичидаги суюқлик сатҳи ё кўтарилиши, ё пастга тушиши мумкин. Найнинг ички диаметри қанча кичик бўлса, бу ҳодиса шунча сезиларли бўлади, яъни суюқликнинг кўтарилиш баландлиги унинг диаметрига тескари пропорционалдир. Агар суюқлик найни ҳўлласа, унинг сатҳи кўтарилади ва ботиқ шаклини олади (104-а расм). Суюқлик найни ҳўлламаса, унинг сатҳи идишдаги суюқлик сатҳидан пасаяди ва қавариқ кўринишида бўлади. (104-б расм). Ҳўллаш ҳолида сирт таранглиги туфайли юзага келувчи босим манфий бўлади ва шунинг учун найдаги суюқлик сатҳи кўтарилади. Суюқлик найни ҳўлламаганда эса сирт таранглик босими мусбат бўлади, натижада найдаги суюқлик сатҳи пасаяди. Капиллярлик ичидаги суюқликнинг кўтарилиши (ёки пасайиши) сирт таранглик босими гидростатик босимга tengлашгунча давом этади, яъни

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{r}, \quad (49.4)$$

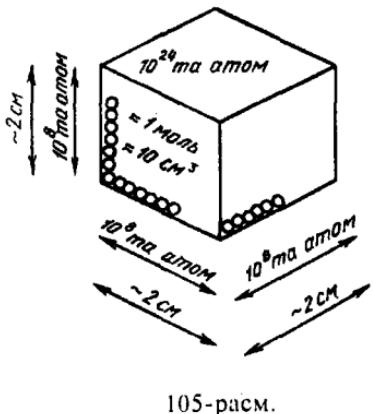
бундан

$$h = \frac{2\alpha}{\rho gr}. \quad (49.5)$$

Бунда h — найдаги суюқликнинг кўтарилиш баландлиги. Капиллярлик ҳодисаси табиатда кенг намоён бўлади. Масалан, тупроқдаги намликтин алмашиниши ёки дараҳт ва ўсимликларда сувнинг юқорига кўтарилиши жуда ингичка капиллярлар бўйича юз беради.

50-§. Қаттиқ жисмнинг тузилиши

Суюқликтан фарқли ҳолда қаттиқ жисмлар ўзгармас ҳажмга ва ўзгармас шаклга эга. Қаттиқ жисм атомларининг жойлашишига қараб унинг структураси ҳар хил бўлиши мумкин. Қаттиқ жисм молекулалари орасидаги мавжуд бўлган тутиниш кучлари суюқликлардагига қараганда каттароқ бўлади, молекулаларнинг сочилиб кетишига тўсқинлик қиласи. Бу кучлар қаттиқ жисм зарралари орасидаги масофани ҳар қандай ўзгаришига қаршилик қилиб, фақат яқин масофаларда унинг таъсири намоён бўлади. Шунинг учун иккита



дона атом жойлашади (105-расм). Ҳар бир атомнинг диаметри $2 \cdot 10^{-10}$ м десак, куб қиррасининг узунлиги $2 \cdot 10^{-2}$ м ёки 2 см эканлиги кўринади. Шундай қилиб, қаттиқ жисмда, 1 моль атомлар 10 см^3 ҳажмни эгаллар экан.

Қаттиқ жисм атомлари орасида тортишиш кучлари мавжуд. Ҳар бир атомни кўшни атомонидан ҳосил қилинадиган потенциал ўрада жойлашган, деб қараш мумкин (106-расм). Потенциал ўранинг тубида атом кўшни атомлардан r_0 масофада мувозанат ҳолатида жойлашади. Бу ҳолатда атомга таъсир этувчи натижавий куч нолга teng. $E_{\text{кин}}$ энергияга эга бўлган атом мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади. Кинетик энергия $E_{\text{кин}}$ ўзаро таъсир потенциал энергияси $E_{\text{пот}}$ дан кичик бўлганда атом кўшни атомлар билан боғланганигина қолади. Агар $E_{\text{кин}} = E_{\text{пот}}$ бўлиб қолса, атом эркин ҳолатга ўтиб, кўшни атомлардан узоклаша олишига, етарли энергияга эга бўлади.

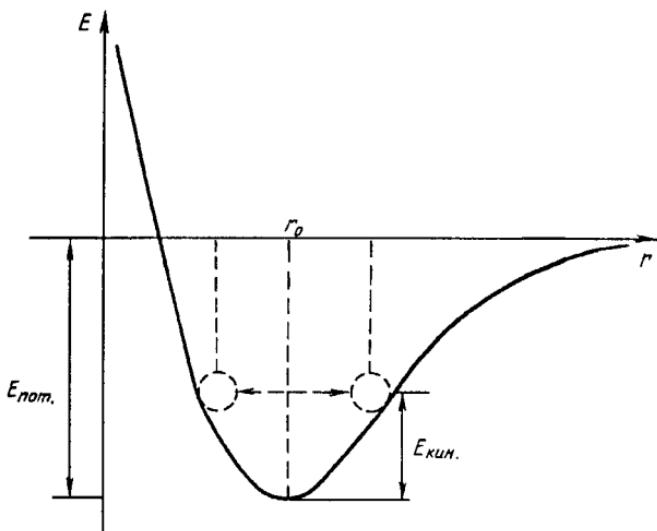
Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, битта атомга тўғри келувчи боғланиш энергияси тахминан 1 эВ га teng. Хона температурасида иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси 0,0026 эВ ни ташкил этади. Демак, хона температурасида қаттиқ жисм атомлари ўзаро кучли боғланган ва шунинг учун ташқаридан етарлича энергия олмай туриб потенциал ўрадан чиқиб кета олмайди.

Қаттиқ жисмни ташкил этган зарралар орасида қандай химиявий боғланишлар бўлиши мумкинлигини кўриб чиқамиз.

1. Ион боғланиши. Электроннинг бир атомдан иккинчи атомга ўтиши ҳисобига ҳосил бўладиган мусбат ва манфий ион-

бўлинган қаттиқ жисм бўлакларини бир-бирига теккизаб, яна битта яхлит бўлакка айлантиришга ҳар қанча уринмайлик, одатда бунинг иложи йўқ.

Қаттиқ жисм атомлари газ ва суюқликлардагига қараганда етарлича зич жойлашган. Бир моль моддадаги атомлар сони $6 \cdot 10^{23}$ га teng. Шунча атом бирорта куб шаклидаги ҳажм ичida жойлашган бўлсин, у ҳолда кубнинг қирралари бўйлаб 10^8

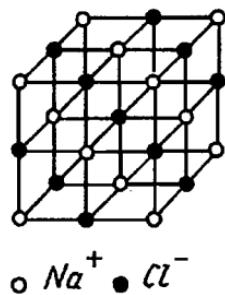


106-расм.

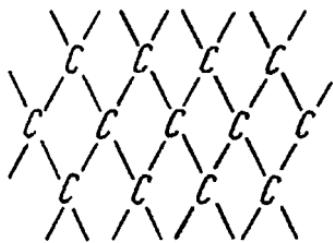
лар орасида юзага келадиган электростатик тортишиш ион боғланиш дейилади. Масалан, NaCl ош тузи иккита атом, Na металл атоми ва Cl газ атомларидан ташкил топган. Табиати жиҳатидан турлича бўлган бу икки атом бириниб NaCl барқарор биримасини ҳосил қиласди. Бу боғланиш асосида юзага келадиган бирималар ион кристаллари дейилади.

Ион боғланиш NaCl дан ташқари NaBr, KCl, LiF, MgO ва бошқа кристалларда ҳам кузатилади. Кейинги йилларда рентген нурларининг дифракцияси асосида ўтказилган кристаллографик тадқиқотлар NaCl нинг кристалл панжараси томони 2,4 Å бўлган куб шаклида эканлигини кўрсатди (107-расм). Расмдан кўринадиги ҳар бир Na^+ иони 6 та Cl^- иони билан ўралган ва аксинча.

2. Ковалент боғланиш. Ион боғланиш бир ёки бир нечта электронларнинг бир атомдан иккинчи атомга ўтиши ҳисобига юзага келса, **ковалент боғланиш** электронларининг умумлашиши натижасида ҳосил бўлади. Масалан, водород молекуласини ҳосил қиласган атомлар орасидаги боғланиш **ковалент боғланиш** бўлиб, бун-



107-расм.



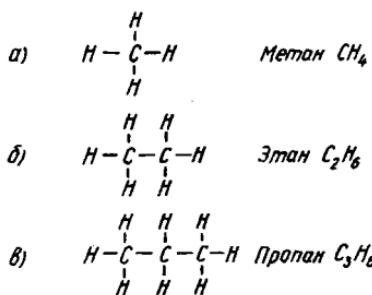
108-расм.

да электронлар ҳар иккала протон атрофида айланади. Масалан, сув, амиак, графит ва олмос атомларини боғловчи кучлар асосан, ковалент кучлардир. 108-расмда олмос атомларининг кристалл структураси кўрсатилган.

3. Молекуляр боғланниш. Ҳайвонот ва ўсимлик дунёсининг асосини углероднинг водород, кислород, азот ва бошқа элементлар билан бирикмаси ташкил этади. Бундай моддалар органик моддалар, деб ўрганилган. Органик моддаларнинг энг соддаси углерод ва водород атомларидан ташкил топган углеводородлардир. Углерод ва водород атомларининг турли комбинацияларидан хона температурасида газсимон, суюқ ёки қаттиқ ҳолатда бўлган минглаб углеводородларни ҳосил қилиш мумкин. Бензин ёки табиий газ углеводородлар аралашмасидан иборат.

Углеводородларнинг энг соддаси метан (CH_4) бўлиб, ҳар бир углерод атоми тўртта водород атоми билан боғланган (109-а расм). Этан молекуласи C_2H_6 да иккита углерод (109-б расм), пропан молекуласи C_3H_8 да учта углерод атоми мавжуд (109-в расм). Хона температурасида бу кетма-кетликнинг биринчи тўрттаси газ, кейинги ўнтаси суюқлик, қолган оғирлари эса қаттиқ жисмлардир. Масалан, қаттиқ ҳолатдаги углеводородлардан бири парапинтир.

Ҳаётда учровчи органик моддаларнинг кўпчилигига углерод ва водород атомларидан ташқари бошқа элемент атомлари ҳам аралашган бўлади. Масалан, кислота (лимон кислотаси) ва спиртлар (этил спирти) таркибида кислород атоми, никотин таркибида эса азот атоми аралашма кўринишда қатнашади. Сунъий йўл билан юзлаб углерод, водород ва кислород атомлари бирикмасидан мураккаб макромолекулаларни ҳосил қилиш мумкин. Бундай мураккаб ва узун молекулалар занжири *полимерлар* дейилади.



109-расм.

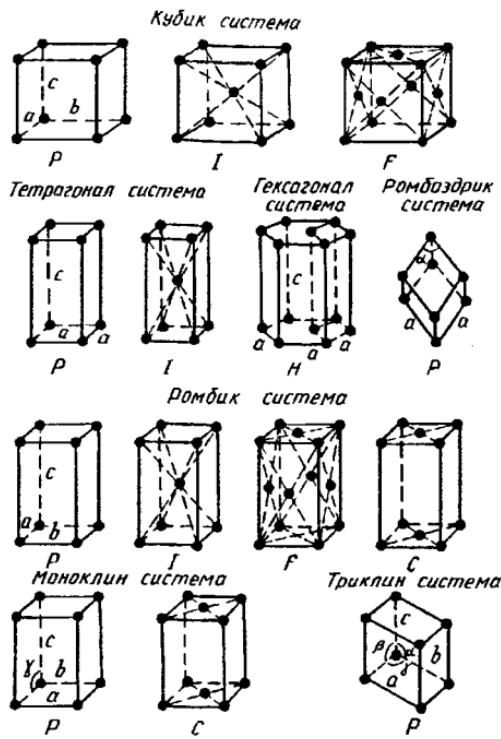
Молекуляр боғланиш ана шу макромолекулалар орасидаги боғланишдир.

4. *Металл боғланиш*. Ион ва ковалент кристалларда ҳар бир электрон маълум атом ёки атомлар жуфти билан боғланган. Металларда эса атомнинг ташқи қобигида жойлашган электронлар ўз атомидан чиқиб кетиб ўрнида мусбат ион қолади. Ўз атомини тарқ этган электрон металл ичидаги эркин ҳаракат қила олади. *Металл боғланиши* кристалл панжара учларида қолган мусбат ишорали ионлар билан улар орасида кезиб юрган эркин электронлар орасидаги боғланишдир.

Қаттиқ жисмни ташкил этган атом ёки молекулаларнинг жойлашиш тартибиغا қараб улар икки турга бўлиниди: *кристалл* ва *аморф* жисмлар. Кристалларнинг атом ёки молекулалари тартибли жойлашган бўлиб, уларнинг жойлашиши маълум даврийликка эга. Аморф жисмларда эса бундай узоқ тартиб йўқ. Бир хил химиявий таркибга эга бўлган кварц кристалл бўлса, шиша аморф ҳолатдадир. Аморф жисмлар атом ёки молекулаларининг жойлашишида яқин тартиб сақланиб қолади, деб ҳисоблаш мумкин.

Кристалл атомларнинг жойлашишидаги даврийликни ўз ичига олган энг кичик ҳажм *элементар ячейка* дейилади. Элементар ячейканинг уч ўлчовли фазода такрорланишидан кристалл панжара ҳосил бўлади. Кристалл панжарада атомларининг жойлашиши бирорта кўп қирралги геометрик шаклни эслатади. Маълумки, ҳар бир кўп ёқли шакл ўзининг текисликлари, қирралари ва бурчаклари билан характеристланади.

Француз кристаллографи ва математиги Браве томонидан кристалл панжаранинг етти хил тасаввuri берилган (110-расм). Кейинчалик Лауз рентген нурларининг дифракцияси орқали ушбу тасаввурни тажрибада исботлади. Браве параллелопипедининг ёнига ёки марказига қўшимча атомларнинг жойлаштирилиши панжаранинг симметриклигини ўзгартирмайди, фақат панжаранинг янги хилларини ҳосил қиласи. Шунинг учун 14 хил Браве панжараси бўлиб, улар 7 хил кристалл системасида жойлашган. Кристалл панжаранинг характеристикалари 8-жадвалда берилган.

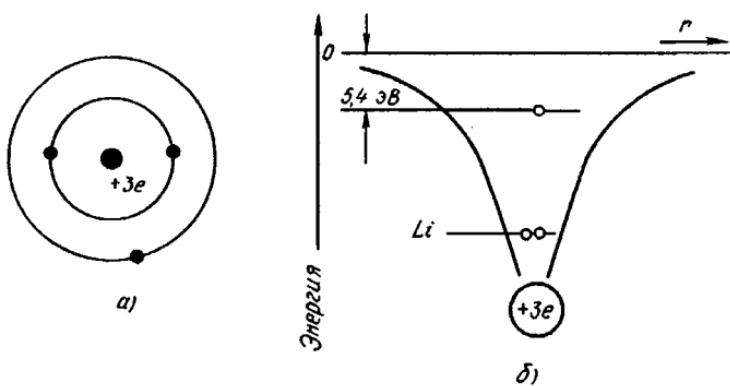


110-расм.

8-жадвал

Кристалл панжараларнинг характеристикалари

Кристалл панжара	Элементар ячейка ёқларининг нисбати	Элементар ячейка бурчакларининг нисбати
Триклин	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma$
Моноклин	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$a = \beta = 90^\circ \neq \gamma$
Ромбик	$a_1 \neq a_2 = a_3$	$a = \beta = \gamma = 90^\circ$
Тетрагонал	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$a = \beta = \gamma = 90^\circ$
Кубик	$a_1 = a_2 = a_3$	$a = \beta = \gamma = 90^\circ$
Ромбоэдрик	$a_1 = a_2 = a_3$	$a = \beta = \gamma$, лекин $\angle 120^\circ$ ва $\neq 90^\circ$
Гексагонал	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$a = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$

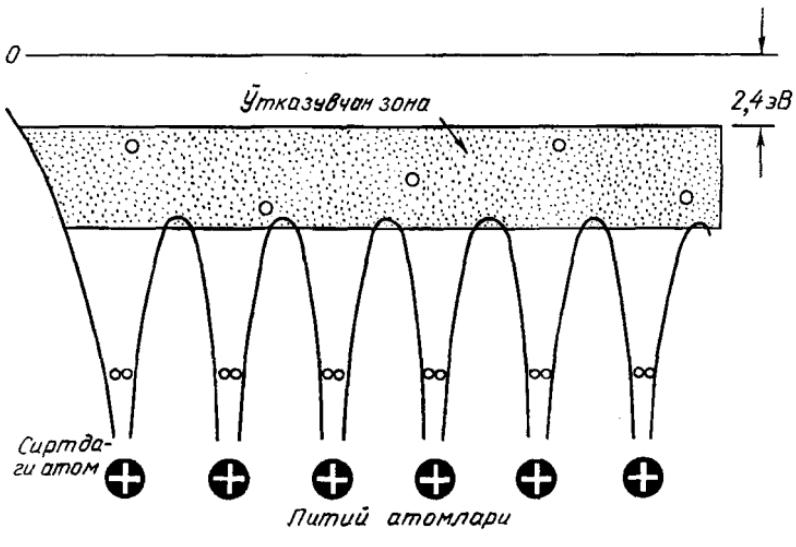


111-расм.

Изоляцияланган литий (Li) атомида электронларнинг энергетик қобиқларда жойлашишини (111-а расм) ва потенциал энергиянинг схематик диаграммасини (111-б расм) күрайлик. Энг юқоридаги 0 билан белгиланган горизонтал чизиқ потенциал энергиянинг ноль қийматига түғри келади. Пастроқдаги иккита горизонтал чизиқ электронлар жойлашган энергетик сатxга мос келади. Энг ташқи қобиқда жойлашган валент электронининг боғланиш энергияси 5,4 эВ га тенг. Шунинг учун литий атомидан электронни чиқариш учун зарур бўлган энергия (ионизация энергияси) 5,4 эВ га тенг.

Агар литий атомлари бир-бири билан бирикиб, кристалл ҳосил қилса, у ҳолда қўшни атомларнинг ўзаро таъсир ибоисидан кристаллнинг ҳажми бўйлаб потенциалнинг пасайиши юз беради (112-расм). Бунинг натижасида атомдаги боғланган электронлар эркин ҳолатга ўтиб қолади. Кристаллда эркин ҳолатга ўтиб қолувчи бундай электронлар сони жуда кўп бўлгани учун изоляцияланган атомдаги айрим энергетик сатxлар ўрнига кристаллда энергетик зона ҳосил бўлади. Бу зона электронлар билан қисман тўлган бўлиб, унга ўтказувчан зона дейилади. Бу зонада ҳаракатлашувчи электронлар ўтказувчан электронлар дейилади.

Металларнинг ўзидан электр токини яхши ўтказиши шу ўтказувчан зонадаги электронларнинг кўплиги ва уларнинг ташқи электр майдонидаги тартибли ҳаракати билан тушунирилади. Диэлектрикларда зоналар электронлар билан бутунлай тўлган бўлиб, эркин ҳолатда электронлар бўлмайди.



112-расм.

Шунинг учун диэлектриклар ўзидан электр токини ўтказмайды. Айрим диэлектрикларда валент электронлар билан тұлған зонанинг эңг юқори сатқидан электронларға эга бўлмаган ўтказувчан зонагача бўлган энергетик оралиқ унча катта бўлмай, 1 эВ дан кичик қийматларга эга бўлади. Етар-лича паст температураларда бундай моддаларда эркин электронлар мавжуд бўлмайди. Температура кўтарилишида ўтказувчан зонада эркин электронлар пайдо бўла бошлаши мумкин (масалан, кремний, германий). Бунинг оқибатида кучсиз бўлсада, электр ўтказувчанлик юзага келади. Бундай моддалар ярим ўтказгичлар дейилади.

51-§. Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сиғими

Ўтган параграфда кристалл ҳолатдаги қаттиқ жисмлар маълум кўп ёқли фазавий панжара учларида жойлашган атомлар тўпламидан иборат эканлигини кўрдик. Кристалл панжаранинг учларида турган ҳар бир атом учта ўзаро перпендикуляр йўналишлар бўйлаб тебраниши мумкин, яъни эркинлик даражаси учга teng. Газларнинг молекуляр-кинетик назарийасидан маълумки, ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{1}{2} kT$ энергия mos келади.

Шунинг учун тебранма ҳаракат кинетик энергиясига мос келувчи энергия $3/2 kT$ га teng бўлади. Газларнинг иссиқлик сифимини кўришда зарралар бир-бири билан таъсирлашмайди, деб ҳисобланган эди (41-га қаранг).

Қаттиқ жисм атомлари, бир-бири билан кучли боғланганлиги учун ўзаро боғланиш потенциал энергиясига эга. Шунинг учун панжара учида жойлашган атом ҳам кинетик ҳам потенциал энергияга эга бўлади. Бу энергия турларининг ҳар бирiga бирдай миқдор энергия тўғри келади. Демак, қаттиқ жисмнинг бир атомига тўғри келадиган тўла энергия $3 kT$ га teng бўлар экан. Агар жисмда N та зарра бўлса, у ҳолда жисмнинг ички энергияси

$$U = 3NkT \quad (51.1)$$

Бу ифодани бир киломоль атомлар учун ёзсан, ички энергия учун қўйидаги формулани ҳосил қиласиз:

$$U_{\text{км}} = 3N_A kT = 3RT. \quad (51.2)$$

Жисмнинг иссиқлик сифими деганда, шу жисм температурасини бир даража кўтариш учун унга бериш лозим бўлган иссиқлик миқдорини тушунар эдик, яъни

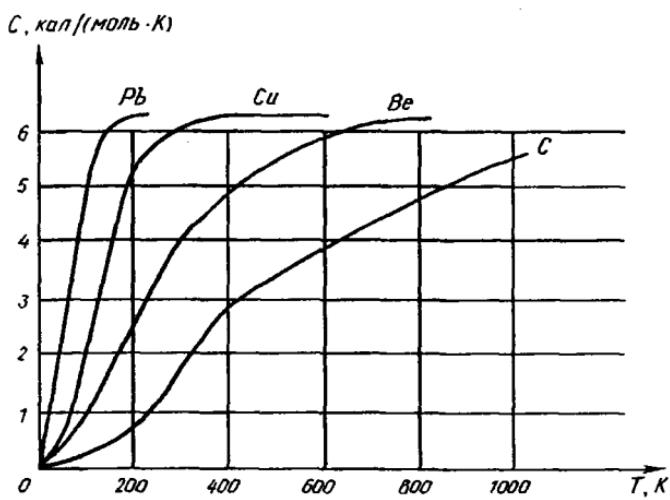
$$c = \frac{dQ}{dT}. \quad (51.3)$$

Жисмнинг ҳажми ўзгармас бўлганда берилган иссиқлик миқдори унинг ички энергиясига teng бўлганлиги учун (51.2) ва (51.3) дан қўйидагини ёзамиш:

$$C_v = 3R \equiv 6 \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot \text{К}}. \quad (51.4)$$

бунда c — ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сифими.

Демак, классик назарияга кўра кристалларнинг иссиқлик сифими барча моддалар учун $3R$ ga teng бўлиб, температурага боғлиқ эмас экан. Бу қонун француз олимлари Дьюлонг ва Пти томонидан 1819 йилда тажрибада олинган бўлиб, Дьюлонг—Пти қонуни дейилади. Бу қонунни тажриба натижалари билан таққослайлик. 113-расмда кўрошин, мис, бериллий ва олмослар иссиқлик сифимларининг абсолют температурага боғланиши кўрсатилган. Тажриба натижаларидан кўринадики, хона температурасидан юқори температура-



113-расм.

ларда күпчилик қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сифимлари ҳақиқатан ҳам 6 кал/моль · К қийматга яқин ва температурага деярли боғлиқ эмас. Фақат олмоснинг иссиқлик сифими 1800°К дан юқори температураларда $3R$ га тенг бўлади. Бироқ температуранинг пасайиши билан Дьюлонг—Пти қонунидан четлашиб бошланиб, иссиқлик сифими температуранинг кубига пропорционал равишда камайиб боради ва абсолют нолга яқинлашганда нолга интилади.

Назария ва тажриба натижаларининг паст температураларда мос келмаслиги 1907 йили Эйнштейн томонидан ўрганилган. У ўз назариясига Планк томонидан илгари суррилган энергиянинг дискрет қийматлар қабул қилиши гипотезасини асос қилиб олди. Бироқ Эйнштейн барча атомлар газлардагидек бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳаракатланади ва бирдай частотада тебранади, деб нотўғри ҳисоблади. Шунинг учун Эйнштейн назарияси температура пасайиши билан иссиқлик сифимининг экспоненциал камайишини кўрсатади ва бу тажриба натижаси T^3 билан мос тушмайди.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сифими назарияси Дебай томонидан ривожлантирилди. Дебай Эйнштейннинг асосий фоясини сақлаб қолган ҳолда тебраниш частоталарининг бутун бир тўплами мавжуд, деб фараз қилди. Бу тебранишлар

қаттиқ жисмда товушнинг тарқалиши каби юз беради деб ҳисоблаб, ички энергия учун қуидаги ифодани олди:

$$U = aT^4 \quad (51.5)$$

бунда a — ўзгармас катталик.

(51.5) дан

$$c_v = \frac{dU}{dT} = 4aT^3. \quad (51.6)$$

(51.6) га Дебайнинг қублар қонуни дейилади ва у тажриба натижалари билан мос тушади. Ҳар бир қаттиқ жисмнинг иссиқлик сифими бирор чегаравий T_D температурадан бошлаб температура пасайиши билан тез камая бошлади. Бу температура Дебай температураси дейилади ва у қуидаги шартдан топилади:

$$kT_D = h\nu_m \quad (51.7)$$

бунда h — Планк доимийси; ν_m — атомлар тебранишининг максимал частотаси (51.7) дан

$$T_D = \frac{h\nu_m}{k}. \quad (51.8)$$

Дебай температураси қаттиқ жисмнинг табиатига қараб турли қийматларга эга бўлиши мумкин. Масалан, мис учун Дебай температураси 300 К бўлса, олмос учун 2000 К га тенгдир (113-расмга қаранг).

52-§. Буғланиш, сублимация, эриш ва қотиш

Суюқлик сиртида ҳар қандай температурада буғ ҳосил бўлади. Буғланиш суюқлик молекулаларининг суюқлик ҳажмидан газ фазасига ўтишидир. Буғланиш интенсивлиги суюқликнинг температураси кўтарилиши билан тезлашади. Суюқлик температурасининг кўтарилиши суюқлик молекулалари тезликларининг ортишига олиб келади. Бунинг натижасида суюқлик сиртидан ташқарига чиқа оладиган молекулалар сони ортади. Суюқлик молекулаларининг ҳаракати тартибсиз ва уларнинг тезликлари турлича қийматга эга. Шу сабабли молекулаларнинг сиртга яқин жойлашгани ва ҳаракат тезлиги, суюқлик сиртига тик йўналгани газ фазага ўтиши мумкин.

Суюқликнинг сирт қатламида молекулаларни суюқликни ичига томон тортадиган кучлар мавжуд. Шундай экан, суюқлик молекулалари газ фазасига ўтиши учун бу кучларга қарши маълум A_1 , иш бажариш керак. Агар молекулаларнинг ҳаракат энергияси шу ишни бажаришга етарли бўлса, бу молекула суюқликдан ташқарига чиқа олади. Молекулалар суюқлик ичида бўлганда улар бир-бирига етарлича яқин жойлашади. Буғ ҳолатига ўтганда эса молекулалар бир-биридан узоқлашади, яъни модданинг кенгайиши юз беради. Шундай қилиб, суюқликнинг буғтаниш жараёнида икки хил табиатга эга бўлган иш бажарилар экан:

1. Сирт қатламидан ўтиш учун бажарилиши керак бўлган A_1 иши.
2. Сирт қатламидан ўтган молекулаларнинг ташқи босим кучларига қарши бажарадиган A_2 иши.

Демак, бирлик суюқлик массасининг буғ ҳолатига ўтиши учун бажарилиши керак бўлган тўла иш:

$$A = A_1 + A_2 \quad (52.1)$$

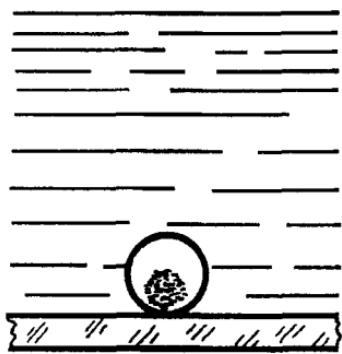
Бу ифоданинг кўрсатишича, суюқлик газ ҳолатига ўтганда унинг энергияси A миқдорга камаяди, яъни суюқлик совийди. Буғланиш вақтида суюқликнинг совишига сабаб, жараён мобайнида тобора кўпроқ катта тезликли молекулаларнинг чиқиб кетишидир. Масалан, сопол идишга солинган сувнинг идишни фовак деворларидаги капилляр найчалар орқали буғланиши худди шундай темирдан ясалган идиш деворларида юз берадиган буғланишдан кўпроқ бўлади. Шунинг учун ёзда сополдан ясалган кўзачалардаги сув муздек сақланади. Берилган температурада суюқликнинг бирлик массасини суюқ ҳолатидан буғ ҳолатига ўтказиш учун зарур бўлган энергия катталиги *солиштирма буғланиш яширин иссиқлик* дейилади.

Суюқлик солинган идишнинг усти очиқ бўлса, буғга айланган молекулалар тўхтовсиз кетиб туради. Агар суюқлик устини ёпиб қўйсан, у ҳолда суюқликдан буғланаётган молекулалар идишнинг бўш соҳасида йиғилиб уларнинг айримлари суюқ ҳолатга ўта бошлайди. Масалан, хонадаги сув буғлари нисбатан совуқ ойна сиртида йиғилиб, юпқа сув қатламини ҳосил қиласди, буни биз ойна терлади, деб

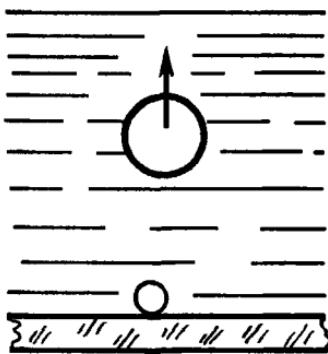
ўрганганмиз. Буғнинг суюқликка айланиш ҳодисаси *конденсация* дейилади. Дастьлабки вақтда конденсацияланувчи молекулалар сони буғланувчи молекулалар сонидан анча кам бўлади. Суюқлик буғнинг зичлиги орта бориши билан суюқликка қайтиб тушаётган молекулалар сони тобора кўпайиб боради. Температуранинг бирор критик қийматида суюқликдан буғ фазасига ва буғ фазасидан суюқликка вақт бирлигига ўтаётган молекулалар сони тенг бўлиб, динамик мувозанат юзага келади. Ҳосил бўлган ρ зичликли буғни суюқликнинг шу температурадаги *тўйинтирувчи буғи* дейилади. Критик температурада тўйинтирувчи буғнинг зичлиги суюқлик зичлигига тенг бўлиб қолади. Бошқача айтганда, суюқлик ва буғ фазаларини ажратиб турувчи сирт йўқолади. Шундай экан, сирт таранглик кучи ва буғланишнинг яширин иссиқлиги нолга айланади.

Температуранинг етарлича орттириб буғланиш жараёни тезлатилса, суюқлик ичидаги пуфакчалар ҳосил бўлади (114-а расм). Пуфакча ичидаги ҳавонинг зичлиги суюқлик зичлигидан кичик бўлгани учун Архимед кўтариш кучи таъсира ида у суюқлик сиртига чиқади (114-б расм). Ҳосил бўлган пуфакчанинг кўтарилишида унинг ҳажми кичраяди (114-в расм). Суюқлик буғларининг босими ташқи босимга тенг бўлиб қолганда суюқликнинг қайнаши бошланади. Қайнаш вақтида пуфакча кўтарилиши билан унинг ҳажми ортади (114-г расм). Қайнаб турган суюқликка ташқаридан ҳар қанча иссиқлик берсак ҳам унинг температураси ўзгармасдан қолади. Бу температура *суюқликнинг қайнаш температураси* дейилади. Ташқаридан иссиқлик берилганда бу температуранинг ўзгармаслигига сабаб, берилган энергияни молекуларнинг суюқ фазасидан буғ фазасига узлуксиз ўтиб туришига сарф бўлишидир.

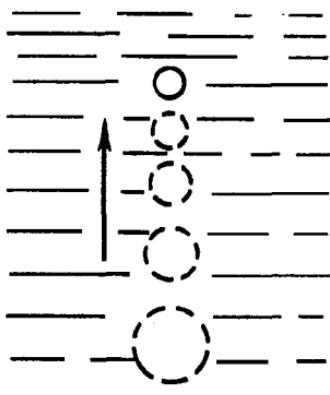
Қаттиқ жисм қиздирилса ё ёниб кулга айланади (масалан, қофоз, ёғоч, газмол) ё эриб суюқликка айланади (муз, металл, тош). Модданинг қиздирилиш натижасида қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтиши унинг эриши дейилади. Ҳар бир қаттиқ жисм ўзининг эриш температураси билан характерланади. Кўпчилик қаттиқ жисмларнинг ҳажми эриганда ортади. Айрим моддаларнинг (муз, чўян) ҳажми эриш натижасида камаяди. Эриш температураси босимга боғлиқ бўлади.



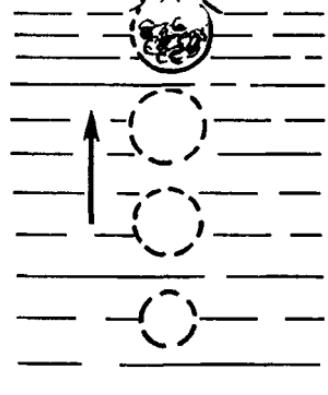
a)



b)



c)



d)

114-расм.

Биринчи гуруҳ моддаларда босим ортиши билан эриш температураси ортса, иккинчи гуруҳ моддаларда аксинча, камаяди. Масалан, босим ортиши билан муз 0°C дан паст температураларда эрийди. Натижада муз билан конъки орасида юпқа сув қатлами ҳосил бўлади ва бу яхши сирпа-нишга олиб келади. Қаттиқ жисмнинг суюқ ҳолатга ўтиши юз берадиган температура эриш температураси (нуқтаси) дейилади.

Кристалл структурага эга бўлган қаттиқ жисмлар аниқ бир эриш температурасига эга бўлса, аморф қаттиқ жисмларнинг эриши маълум температура интервалида юз беради.

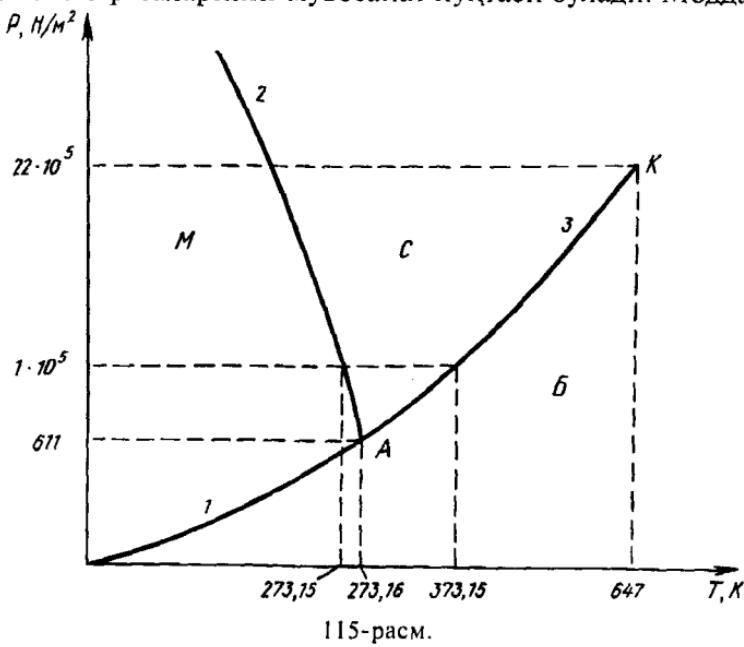
Модданинг эриш жараёнида у иссиқлик ютади ва шунинг учун унинг температураси кўтарилимайди. Масалан, кўчадаги тоза қордан бирор идишга солиб уйга олиб кирайлик ва ичига термометр тушириб қўяйлик. Дастреба термометр кўчадаги температурани кўрсатади. Температура астасекин кўтарилиб, 0°C га келганда қор эрий бошлайди. Идишдаги қор эриб бўлгунга қадар термометрнинг кўрсатиши 0°C дан ўзгармайди. Эриш пайтида ютилган иссиқлик миқдори қаттиқ жисем зарралари орасидаги боғланиш кучларини енгишга ва уларнинг потенциал энергияларини орттиришга сарф бўлади. Бир килограмм моддани қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтказиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори эриш иссиқлиги дейилади.

Моддалар суюқ ҳолатдан қаттиқ ҳолатга ўтганда, аксиана, иссиқлик ажralиши юз беради. Одатда, ҳар бир модданинг эриш ва қотиш температуралари устма-уст тушади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра эриш ва қотиш иссиқликлари ўзаро тенгdir. Масалан, 0°C температурада бир грамм сувни музга айлантириш учун 80 калория иссиқлик сарф бўлади. Бу иссиқлик музнинг кристалл панжарасини бузиш учун сарфланади. Сувнинг музлашида ажralиб чиққан иссиқлик ўзаро контактда бўлган ҳаво, муз ва сув ўтрасида тақсимланиши керак эди. Лекин тадқиқотларнинг кўрсатишича, бу иссиқлик асосан ҳавони иситишга сарф бўлар экан. Шунинг учун қишининг совуқ кунлари музлаган денгиз ёки дарё устида кўниб турган гала-гала қушларни кўриш мумкин. Улар муз устида исинишиади.

Сув музлаганда унинг ҳажми ортади. Шу сабабдан узоқ вақт совуқда қолган машина радиаторларининг ёки иситиш шохобчаларининг ёрилиши юз беради. 0°C да сувнинг зичлиги $0,999 \text{ g/cm}^3$ бўлса, музнинг зичлиги $0,917 \text{ g/cm}^3$. Шунинг учун муз сувда чўкмайди ва маълум қатлам ҳосил қилиб сувни совуқ ҳаво қатламларидан ажратиб туради. Музнинг қалинлиги ортиб бориши билан сувнинг музлаш тезлиги камайиб боради. Агар музнинг зичлиги сув зичлигидан катта бўлганда эди, у ҳолда музлаган қатламлар сув остига чўкиб, сувнинг узлуксиз музлаши натижасида, масалан, кўлнинг ҳамма суви музга айланар эди. Бу эса кўлдаги бутун жонзоднинг йўқолишига олиб келарди.

53-§. Фазавий ўтишлар. Учламчи нуқта

Одатда, водород деганда газни, сув деганда суюқликни, темир деганда қаттиқ жисмни тасаввур қиласыз. Бу тушунчалар хона температурасига мос келади. Күпчилик моддалар температура ўзгариши билан қаттиқ, суюқ, газ ҳолаттарда бўлиши мумкин. Температура ва босимнинг тасаввуримиз доирасидаги қийматларида ўзининг ҳар учала фазовий ҳолатида бўла оладиган моддалардан бири сувдир. 115-расмда сувнинг фазовий диаграммаси p — T координаталарда келтирилган. Расмда сувнинг M қаттиқ, C суюқ ва B буғ соҳалари кўриниб турибди. (2) эриш эгри чизиги қаттиқ ва суюқ фазоларнинг мувозанат эгри чизигидир. Худди шунингдек, (1) сублимация эгри чизиги қаттиқ ва газсимон ҳолатлари мувозанат эгри чизигидир. Бинобарин, (1) ва (2) эгри чизиклардан чапдаги босим ва температуранинг қийматлари модданинг қаттиқ ҳолатига тўғри келади. Бу эгри чизикдан ўнгда параметрларнинг қийматлари суюқ ва газсимон ҳолатларга мос келади. (3) эгри чизик сув ва буғнинг мувозанатда бўлиш эгри чизигидир. Бу учала эгри чизикнинг A кесишиш нуқтаси модданинг қаттиқ, суюқ ва газсимон фазаларнинг мувозанат нуқтаси бўлади. Моддани



115-расм.

учала фазасининг мувозанатига мос келувчи бу нуқта учламчи нуқта дейилади. Бу нуқтада буғланиш, эриш, қотиш ва конденсация жараёнлари юз бермайди.

Холат диаграммасидан кўриниб турибдики, босимнинг $10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ қийматлари атрофида маълум температура интервалида ҳар учала фаза сақланиб қолиши мумкин. Босимнинг шу қийматларида музнинг эриш температураси 273,15 К, сувнинг қайнаш температураси эса 373,15 К га тенгдир. Музни иситиш билан ҳамма вақт сувга ўтказиш мумкин бўлавермайди. Агар музни $611 \text{ Н}/\text{м}^2$ дан паст босим остида иситилса, у эримайди, балки суюқ фазани четлаб ўтиб, бевосита газсимон ҳолатга ўтади. Бу шароитда муз эримайди, балки буғланади. Бу ҳодисага биз қаттиқ жисмнинг сублимацияси деган эдик. Масалан, карбон кислотаси асосида тайёрланадиган қуруқ муз ҳеч вақт эримайди, фақат буғланади. Босимнинг $22 \cdot 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ ва температуранинг 647 К қийматига мос келувчи *K* нуқта критик нуқта дейилади. Температура ва босимнинг бундан катта қийматларида суюқ ҳамда буғ фазалари орасидаги фарқ йўқолади. Графикда суюқ ва буғ фазалари орасидаги буғланишдан қайнаш температурасининг босимиға қараб ўзгаришини тахминан кузатиш мумкин. Қаттиқ ва суюқ фазалар орасидаги боғланишдан эриш температурасининг босимиға қараб сезиларли камайиб бориши кўринади. Бунга сабаб сув музлагандага ҳажмнинг ортишидир.

Ягона бир компонентдан ташкил топган моддада учтадан ортиқ фаза мувозанатда бўла олмайди ва шунинг учун учламчи нуқта битта бўлади. Айрим кристаллар бир неча турли модификацияларга эга бўлиши мумкин. Масалан, углерод қаттиқ ҳолатда икки хил модификацияга эга: паст босимларда графит, жуда юқори босимларда—олмос. Бу ҳолда учламчи нуқта иккита бўлади. Фазовий ўтишлар мобайнида модда томонидан энергия ютилсада, унинг температураси ўзгармасдан қолади. Шунинг учун бирор модда эритилганда унинг ички энергияси ортади. Модданинг газ фазасидаги ички энергияси унинг суюқ ва қаттиқ ҳолатидаги ички энергиялардан катта бўлади. Ички энергиянинг бу катталиги эриш ёки буғланиш иссиқликлари кўринишида намоён бўлади, атомларнинг потенциал ўрадан чиқишилари учун сарф бўлади.

Сувнинг учта фазаси мисолида биз кўрган фазавий ўтишлар *I тур фазавий ўтиши дейилади*. Бундай тур фазавий ўтишларда моддани ташкил қилган зарраларнинг ўзаро жойлашиши (агрегат ҳолати) ўзгаради. I тур фазавий ўтишлар барча моддаларда кузатилиб, уларнинг босим ва температураси орасидаги муносабат қуидаги Клапейрон — Клаузус формуласидан аниқланади:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}, \quad (53.1)$$

бунда L — ўтиш моляр иссиқлиги; V_1 , V_2 — иккала фазанинг моляр ҳажмлари.

Кўпчилик моддаларнинг зичлиги қаттиқ фазага ўтганда ортади, яъни $V_1 > V_2$ ва шунинг учун $\frac{dp}{dT} > 0$. яъни температура ортиши билан фазавий ўтиш содир бўладиган босим ҳам ортиб боради.

Модданинг температураси ва босими ўзгарганда уни ташкил этган зарраларнинг ўзаро жойлашиши (агрегат ҳолати) сақланган ҳолда, фақат модданинг хусусияти сакраш билан ўзгарса бундай ўзгаришлар *II тур фазавий ўтиши дейилади*. Бундай ўтишда ўтиш яширин иссиқлиги ажралиши ё ютилиши кузатилмайди ва ўтиш бирданига бутун ҳажм бўйича юз беради. Масалан, суюқ гелийнинг гелий I ҳолатдан гелий 2 ҳолатга ўтиши, айрим металлар нормал ўтказувчалигининг ўта ўтказувчанинка айланиши, моддаларнинг ферромагнетик ҳолатдан ферромагнит бўлмаган ҳолатга ўтиши ва ҳоказо. II тур фазавий ўтиш юз берадиган нуқта *Кюри нуқтаси* дейилади. Температуранинг Кюри нуқтасига тўғри келадиган қийматлари атрофида модданинг иссиқлик сифи-ми чексиз катта миқдорга ўзгаради.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Реал газ молекулалари қандай шарт бажарилганида мувозанат ҳолатида бўлади?
2. Ван-дер-Ваальс изотермаларини чизинг ва тушунтириинг.
3. Мусбат ва манфий Жоуль-Томсон эфектларини тушунтириинг.
4. Ҳавонинг абсолют ва нисбий намлиги деганда нимани тушинасиз?

5. Жисм массасини аналитик тарозида тортишда қандай шарт бажарилганда Архимед күчлари ҳисобига оғирликинг камайишини ҳисобга олмаса бўлади?

6. Сирт таранглик коэффициенти нима ва у температурага қандай боғланган?

7. Суюқликлардаги капиллярик ҳодисасини ҳаётий мисоллар асосида тушунтиринг.

8. Қаттиқ жисмни ташкил этган зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиатини тушунтириб беринг.

9. Қаттиқ жисем иссиқлик сифимининг температурага боғла нишини тушунтиришда классик физика қандай қийинчиликларга дуч келади ва у квант физикаси асосида қандай бартараф этилади?

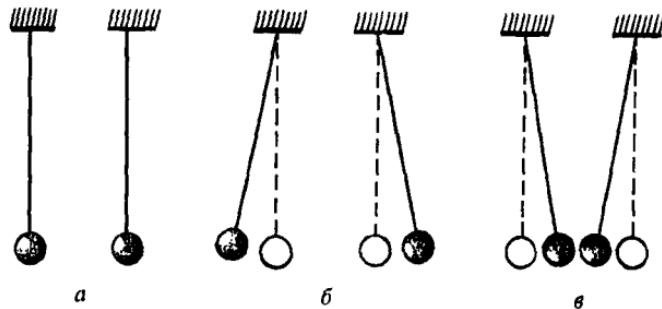
10. Биринчи ва иккинчи тур фазавий ўтишларда моддада қандай ўзгаришлар юз беради?

Х 6 о б. ЭЛЕКТР МАЙДОН

54-§. Электр зарядлари ва уларнинг ўзаро таъсири. Кулон қонуни

Эрамиздан олдинги VII асрда яшаган грек олимлари жисмлар бир-бирига ишқаланганда ўзига енгил буюмларни тортиш қобилиятига эга бўлиб қолишини кузатишган. Бу ҳодиса, масалан, каҳрабо таёқчани мўйнага ёки шиша таёқчани шойига ишқаланганда яққолроқ намоён бўлади. Кундалик ҳаётда синтетик материаллар турли қисмларининг бир-бирига ишқаланиши сабабли юзага келадиган учқунларни кўп кузатганимиз. Ишқаланиш натижасида енгил жисмларни ўзига тортиш хусусиятига эга бўлган бундай жисмлар *электрланган жисмлар* дейилади (грекча “электрон” сўзи “каҳрабо” демакдир). Бу жисмлар зарядланган бўлиб, уларда электр зарядлар мавжуд бўлади.

Ўзидан электр зарядларни ўтказмайдиган ипларга осилган иккита енгил шарча билан қуйидаги тажрибаларни ўтказайлик (116-а расм). Шарчаларнинг ҳар иккаласига шойига ишқаланган шиша таёқчани теккиссак, улар бир-биридан қочади (116-б расм). Шарчаларга мўйнага

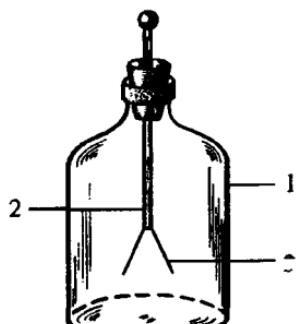


116-расм.

ишқаланган қаҳрабо таёқча теккизилганда ҳам юқоридаги ҳодиса тақрорланади. Агар шарчалардан бирига зарядланган шиша таёқчани, иккинчисига эса зарядланган қаҳрабо таёқчани теккизсак, у ҳолда шарчалар бир-бирига тортилади (116-в расм). Демак, шиша ва қаҳрабо таёқчаларнинг электр зарядлари сифат жиҳатидан бир-биридан фарқ қиласкан. Уларни бир-биридан фарқлаш учун шартли равишида шишани шойига ишқалашда ҳосил бўладиган зарядларни *мусбат зарядлар*, қаҳрабони мўйнага ишқалашда юзага келадиган зарядлар эса *манғий зарядлар* деб қабул қилинган. Табиатда жуда кўп хилма-хил моддалар борлигига қарамасдан, фақат шу икки хил заряд мавжуд, учинчи хил заряд учрамайди. Юқоридаги тажриба натижаларини жамлаб электр зарядларнинг ўзаро таъсир қонунини тавсифлаймиз: *бир хил ишорали электр зарядлар ўзаро итаришиади, ҳар хил ишорали электр зарядлар эса ўзаро тортишиади.*

Жисмларнинг электрланганлигини аниқлашга имкон берувчи асбоблардан бири *электроскоп* (117-расм) бўлиб, унинг ишлаши зарядларнинг ўзаро таъсирилашишига асосланган. Электроскопларда шиша баллон ичига жойлаштирилган металл ўзак 2 нинг пастки учига металл ёки қофоз япроқчалари 3 жойлаштирилган. Металл ўзакка зарядланган жисмни тегизиш орқали электр заряд берилганда, япроқчалар бир хил ишорали зарядлар берилгани учун ўзаро итарилиб, бир-биридан узоқлашади. Электроскоп ўзагига қанча кўп заряд берилса, япроқчалар шунча катта бурчакка очилади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, электроскоп япроқчалари зарядланган жисмни ҳали тегизмасдан олдин бироз очилади, тегизилгач япроқчалар ёпилади ва кейин катта бурчакка очилади. Бу ҳодиса *электр индукция ҳодисаси* дейилади, ҳосил бўлган зарядлар эса *индукцияланган зарядлар* дейилади.

Электр зарядлар эркин кўча оладиган моддалар *ўтказгичлар* (барча



117-расм.

металлар, туз, кислота ва ишқорларнинг эритмалари), зарядларнинг кўчиши кузатилмайдиган моддалар эса *изолаторлар* ёки *диэлектриклар* (шиша, чинни, қаҳрабо, парфин, қуруқ ёғоч, қофоз) дейилади. Ҳозирги замон электрон назариясига кўра ҳар қандай модда атоми мусбат зарядли ядро ва унинг атрофида айланувчи манфий зарядли зарралар — электронлардан ташкил топган. Электрон массаси $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, заряди эса $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулон бўлган элементар заррадир. Табиатда бундан кичик электр заряд мавжуд эмас. Ҳар қандай атом ядроси асосан протон ва нейтрон зарраларидан ташкил топган. Протоннинг (p) мусбат заряди миқдор жиҳатидан электроннинг (e) зарядига тенг, массаси эса $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг. Нейтроннинг массаси деярли протон массасига тенг бўлиб, лекин у зарядга эга эмас. Протоннинг массаси электрон массасидан 1836 марта катта ва шунинг учун атомнинг ҳамма массаси унинг ядросида мужассамланган деб ҳисоблаш мумкин. Кимёвий элементлар бир-бирларидан таркибидаги электрон ва протонлар сони ва уларнинг жойлашибши билан фарқ қиласи. Ҳар қандай атом нормал ҳолатда бутунича олганда нейтрал, яъни атом ядросининг мусбат заряди ядро атрофида айланувчи электронларнинг манфий зарядларининг йигиндисига тенг. Ташқи таъсир натижасида атом ўзининг бир ёки бир нечта электронини йўқотиши мумкин. Бундай атомлар мусбат ионлар дейилади. Атомлар ўзларига қўшимча электронларни бириктириб олганда манфий ионга айланади. Ядродан энг узоқда жойлашган электронлар валент электронлар дейилади. Металларда қўшни атомлар таъсирида валент электронлар ўз атомларидан ажралиб, эркин ҳолатга ўтади.

Моддалар бир-бирига электр кучлари билан боғланган мусбат ва манфий зарядланган зарралар тўпламидан иборат. Жисм зарядланмаган ҳолда бу мусбат ва манфий зарядлар ҳажм бўйича текис тақсимланган бўлади. Икки жисм бир-бирига ишқалангандан электр зарядларнинг текис тақсимоти бузилади. Зарядланган ва зарядланмаган жисмлар бир-бирларига текканда биридан иккинчисига электронлар ўтади. Электронлар ортиқча бўлиб қолган жисм манфий зарядланади, электрон етишмай қолган жисм эса

мусбат зарядланади. Шундай қилиб, электр зарядлари пайдо бўлмайди ва йўқолмайди, фақат бир жисмдан иккинчи жисмга кўчади ёки бир жисмнинг ўзида қайта тақсимланади, деган муҳим холосага келамиз. Бу натижа заряднинг сақланиш қонунининг асосини ташкил этиб, у қисқача қуидагича таърифланади: *берк системадаги электр зарядларнинг алгебраик йигиндиси ўзгармасдир.*

Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсири уларда мавжуд бўлган заряд миқдоридан ташқари, жисмларнинг ўлчамларига ва шаклига ҳам боғлиқ бўлади. Агар зарядланган жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофадан жуда кичик бўлса, бундай жисмлар нуқтавий зарядлар дейилади. Бундай зарядларнинг ўзаро таъсирини ўрганишга бағишлиган тажриба 1785 йили француз физиги Кулон (1736-1806) томонидан ўтказилган ва натижа қуидагича ифодаланган:

$$F = f \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (54.1)$$

бу ерда F — Кулон таъсир кучи, q_1, q_2 — зарядлар катталиги, r — зарядлар орасидаги масофа, f — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у ифодага кирувчи катталикларнинг қайси бирликда ўлчанишига боғлиқ.

(54.1) ифода Кулон қонуни бўлиб, у қуидагича таърифланади: *икки нуқтавий заряд орасидаги ўзаро таъсир кучи зарядларнинг кўпайтмасига тўғри пропорционал, улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, уларни бирлаштирувчи тўғри чизик бўйлаб йўналгандир.* Кулон қонунидаги ўзаро таъсир кучининг манфий қийматлари тортишиш кучларига, мусбат қийматлари эса итариш кучларига мос келади.

Бирликларнинг халқаро системаси (СИ) да заряд бирлиги сифатида Кулон (Кл) олинади. Агар ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзасидан 1 секунд мобайнода 1 ампер (А) ўзгармас ток кучи (амперни аниқлаш токларнинг магнит таъсирига асослангани учун бир оз кейинроқ кўрамиз) ўтса, у ҳолда ўтказгичдан оқиб ўтган заряд миқдори 1 Кл га teng бўлади, яъни $1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}$.

Электр ва магнетизм бўлимининг кўпчилик ифодаларида 4π кўпайтма қатнашади. Шу коэффициентдан қути-

лиш учун Кулон қонунига олдиндан $\frac{1}{4\pi}$ кўпайтма кири-тиб олинади. Шунинг учун СИ бирликлар системасида Кулон қонуни қўйидаги кўринишида ёзилади.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (54.2)$$

(54.1) ва (54.2) ифодаларни солиштириб пропорционаллик коэффициенти f ўрнида $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ қатнашаётганлигини кўриш мумкин. Бу ерда ϵ_0 — электр доимийлик бўлиб, унинг сон қиймати (54.2) га кирувчи катталиклар қайси бирликлар системасида ўлчанишига боғлиқ. Агар (54.2) формуладаги катталиклар СИ бирликларида ўлчанса, у ҳолда

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$$

бўлади.

Кулон қонунининг (54.2) кўриниши вакуум ҳоли учун ёзилган. Агар таъсирлашувчи зарралар орасида вакуум эмас, балки бирорта бир жинсли диэлектрик муҳит жойлашган бўлса, у ҳолда (54.2) ифода қўйидаги кўринишини олади.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (54.3)$$

Бу ерда ϵ — таъсирлашувчи зарядлар жойлашган диэлектрикнинг хусусиятларига боғлиқ катталик бўлиб, унга муҳитнинг диэлектрик киритувчанлиги дейилади. Вакуум учун $\epsilon = 1$, қолган барча диэлектриклар учун $\epsilon > 1$. Муҳитнинг диэлектрик киритувчанлиги шу муҳитдаги электр зарядларининг ўзаро таъсир кучи вакуумдагига қараганда неча марта кичик бўлишини кўрсатади.

Биз юқорида иккита жисм бир-бирига ишқаланганда электр зарядлар ҳосил бўлиши мумкинлигини кўрдик. Бу усул ягона усул бўлмасдан электр зарядлар бошқа бир қатор ҳодисаларда ҳам вужудга келиши мумкин. Қуёшдан келувчи ультрабинафша нурлар таъсирида ҳавони ташкил этган газнинг атом ва молекулаларидан электронлар ажралиб чиқиши юз беради ва мусбат ионлар ҳосил бўлади.

Шамол ёки бўрон вақтида ҳавода тўпланган мусбат ва манфий заряд қатламларининг бир-бирига ишқаланиши натижасида иккала электрланган қисмлар орасида электр учкун-чақмоқ кузатилади. Чақмоқ чаққанда чиқкан товушнинг акс садосидан момақалдироқ ҳосил бўлади. Булутлар билан ер орасида чақмоқ чаққан ҳолда ерни яшин “уради”. Айрим ҳолларда бу ҳодиса катта ёнгин ва вайронгарчиликларга олиб келиши мумкин.

Тирик организмда (масалан, одам ва бақада) электр зарядларнинг мавжудлиги ва уларга чақмоқнинг таъсири 1790 йилда ёки итальян биологи Л. Гальвани (1737-1798) томонидан ўрганилган. Бундан кейинги тадқиқотларда тирик организм орқали электр зарядларнинг оқиши аникланган. Инсон организмида кузатиладиган ҳар бир жараён электр зарядларнинг маълум йўналишда юз берадиган оқими-биологик мікротоклар билан боғлиқлиги ҳозирги пайтда медицинада тасдиқланган. Масалан, электрокардиограмма олишда беморнинг юраги орқали ўтувчи кичик биологик токлар ўлчанади.

1800 йили Гальвани тадқиқотларини давом эттирган бошқа итальян физиги А. Вольта (1745-1827) икки хил металл бирор ўтказгич (масалан, одам ёки бақа танаси) орқали уланса қўшимча хусусий электр зарядлар ҳосил бўлишини аниқлади. Вольта ўзи яратган янги электр энергия манбаига “гальваник элемент” деб ном берди. Ҳозирги вақтда гальваник элементлар асосида яратилган электрохимиявий батареяларнинг турли хиллари ҳаётда кенг кўлланилмоқда.

55-§. Электр майдон. Остроградский—Гаусс теоремаси

Электр зарядларнинг бир-бирлари билан таъсирилашишларини ўтган параграфда кўрдик. Зарядларнинг ўзаро таъсири юз бериши учун улар орасида бирор муҳит бўлиши керак. Бу муҳит электр майдондир. Электр зарядлар шу электр майдон орқали ўзаро таъсирилашади. Агар электр майдон ҳаракатсиз зарядлар томонидан ҳосил қилинса, бундай электр майдон электростатик электр майдон деийлади. Электр майдон-материянинг бир кўринишидир.

Электр майдонни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун электр майдон кучланганлиги тушунчаси киритилади. Бунинг учун мусбат нуқтавий заряддан фойдаланилади ва бу заряднинг киритилиши ўрганилаётган электр майдонга таъсир қилмайди, деб ҳисобланади. Бундай заряд синов заряд дейилади.

Бирор q заряд томонидан ҳосил қилинган электр майдонга q_0 синов зарядни киритайлик. У ҳолда q_0 зарядга q заряд томонидан \vec{F} куч таъсир қилади. Бу куч q_0 заряд катталигига пропорционал бўлиб, майдоннинг турли нуқталарида турлича қийматларга эга бўлади. Агар шу кучнинг q_0 синов заряди катталигига нисбатини олсак,

$$\frac{\vec{F}}{q_0} = \vec{E} \quad (55.1)$$

ифодага эга бўламиз. Бу ерда \vec{E} — электр майдон кучланганлиги дейилади ва у синов заряд жойлашган нуқтадаги майдонни характерлайди. Шундай қилиб, мусбат ишорали бирлик нуқтавий зарядга майдон томонидан таъсир қилувчи куч майдоннинг шу нуқтасидаги электр майдон кучланганлиги дейилади.

Агар Кулон қонуни ифодаси (54.3) ни синов заряди катталигига бўлиб юборсак, у ҳолда

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (55.2)$$

ифода ҳосил бўлади, яъни нуқтавий заряднинг электр майдони ҳам масофанинг квадратига тескари пропорционал ўзгаради.

Электростатик майдоннинг ҳар бир нуқтасини \vec{E} кучланганлик вектори билан ифодалаш мумкин. Бу векторнинг йўналиши мусбат зарядга таъсир қилувчи куч йўналиши билан мос тушади. Шунинг учун мусбат заряднинг электр майдони заряддан ташқарига, манфий заряднинг электр майдони эса зарядга томон йўналган бўлади.

Электростатик майдон графикда куч чизиқлари орқали ифодаланади. Бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасида электр майдон кучланганлигининг вектори уринма бўйлаб йўналган бўлади. Куч чизиқлари мусбат заряддан бошланиб манфий зарядда тугайди ва улар ҳеч қаҷон кесишмайди.

Электр майдон кучланганлиги барча нуқталарда бирдай қийматга ва бирдай йўналишга эга бўлган майдон бир жинсли электр майдон дейилади.

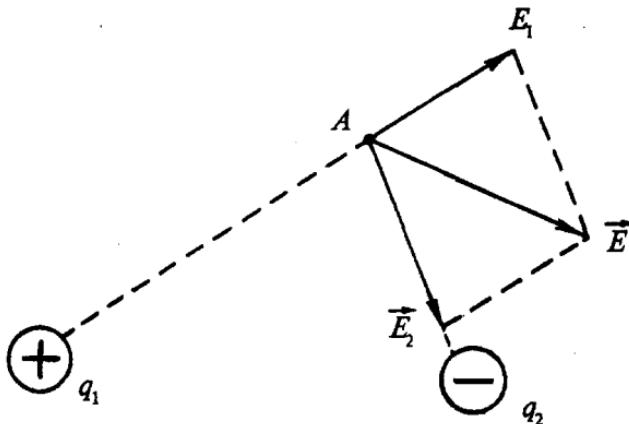
Фараз қилайлик бизга иккита нуқтавий мусбат ва манфий зарядлар берилган бўлсин. Уларнинг фазони A нуқтасида ҳосил қиладиган электр майдонини топайлик (118-расм). А нуқтада q_1 заряднинг (q_2 йўқлигига) ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги \vec{E}_1 га тенг бўлсин. q_2 заряднинг шу нуқтада ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги \vec{E}_2 га тенг бўлсин. Натижавий майдон кучланганлигини топиш учун бу векторларни параллелограмм қоидаси асосида қўшиш керак. Параллелограммнинг диагонали натижавий вектор \vec{E} ни беради. Агар ҳаракатсиз зарядлар сони п та бўлса, у ҳолда натижавий электр майдон кучланганлиги:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (55.3)$$

Шундай қилиб, натижавий электр майдон кучланганлиги айрим зарядлар томонидан ҳосил қилинган электр майдон кучланганликларининг геометрик йиғиндинсига тенг экан. Электростатик майдонни топишнинг бу усули *суперпозиция* усули дейилади.

Вакуумда электр силжисиши деганда қуйидаги катталик тушунилади:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}. \quad (55.4)$$



118-расм.

Бунда \vec{D} ва \vec{E} векторларнинг йўналишлари мос тушади. Агар электр майдон битта нуқтавий заряд томонидан ҳосил қилинаётган бўлса, у ҳолда заряддан r масофадаги электр силжиш қўйидагига тенг бўлади:

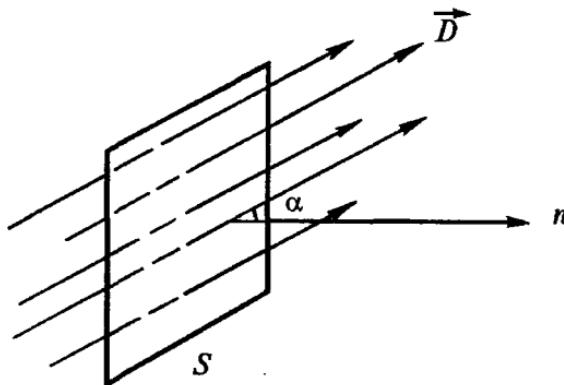
$$|\vec{D}| = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}. \quad (55.5)$$

\vec{D} ни чизмада тасвирилаш учун электр силжиш чизикларидан фойдаланамиз. Бир жинсли электр майдонда S ясси сирт жойлашган бўлсин (119-расм). Электр силжиш чизиклари сиртга туширилган \vec{n} нормал йўналиши билан α бурчак ҳосил қиласин. У ҳолда S сирт орқали ўтувчи электр силжиш вектор оқими:

$$N = SD \cos \alpha = SD_n \quad (55.6)$$

бу ерда D_n — вектор \vec{D} нинг \vec{n} нормал йўналишига туширилган проекциясидир. Умумий ҳолда S сирт ясси бўлмаслиги ва ундан ўтувчи электр майдон бир жинсли бўлмаслиги мумкин. У ҳолда S сиртни фикран шундай майда бўлакларга бўлиш мумкинки, ҳар бир бўлакчани ясси ва ундан ўтувчи электр майдонни бир жинсли деб қараш мумкин бўлсин. Бу ҳолда S сирт орқали ўтувчи тўла электр силжиш вектори оқими қўйидагига тенг бўлади:

$$N = \int_s D_n dS. \quad (55.7)$$



119-расм.

Сферик сиртнинг марказида қ мусбат нуқтавий электр заряди жойлашган бўлсин (120-расм). Шу заряднинг S сферик сирт орқали ҳосил қиласиган электр силжиш вектори оқимини ҳисоблайлик. Сферанинг барча нуқталарида $\cos\alpha = 1$ бўлганлигидан (55.5) ва (55.6) ифодалардан қуйидагини ҳосил қиласиз:

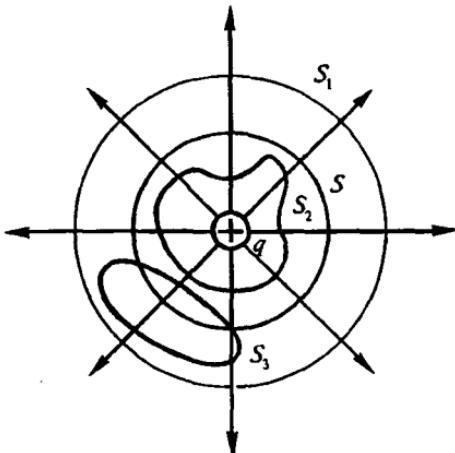
$$N = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} 4\pi r^2 = q. \quad (55.8)$$

Бу ифодадан кўринадики, электр силжиш вектори оқими N сфера радиуси r га боғлиқ эмас, яъни S, S_1, S_2 берк сиртлар орқали ўтувчи электр силжиш вектори оқими бир хил бўлади. Бундан электр силжиш чизиқлари электр зарядлардан бошланиб, узилишга эга бўлмасдан, яна электр зарядларда тугайди, деган холосага келамиз.

Шундай қилиб, ҳар қандай берк сирт орқали ўтувчи электр силжиш вектори оқими умумий ҳолда қуйидагига teng бўлади:

$$N = \int_S D_n dS = q. \quad (55.9)$$

Берк сирт ичидаги заряд бўлмаса (120-расмда масалан S_3 сирт) сиртга кирувчи ва сиртдан чиқувчи оқимлар бир хил бўлганлигидан $N = 0$ бўлади. Агар берк сирт ичидаги зарядларнинг алгебраик йигиндиси қатнашади. (55.9) формула *Остроградский-Гаусс теоремасининг* ифодаси бўлиб, у қуйидагича таърифланади: берк сирт орқали ўтувчи электр силжиш векторнинг оқими шу сирт ичидаги жойлашган зарядларнинг алгебраик йигиндисига тенгdir.



120-расм.

Электр зарядлар бирор жисмнинг ҳажми бўйича тарқалган ҳолда зарядлар тақсимотининг ҳажмий зичлиги тушунчаси киритилади:

$$\rho = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t}. \quad (55.10)$$

бу ерда Δt — кичик элементар ҳажм, Δq — шу кичик ҳажмдаги заряд миқдори. Бирор S сирт бўйлаб q заряд жойлашган бўлса, у ҳолда заряднинг сирт зичлиги қуидагига тенг бўлади:

$$\rho = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S}. \quad (55.11)$$

бу ерда ΔS жуда кичик сирт бўлаги.

56-§. Электростатик майдон потенциали

Электр майдонда жойлашган ҳар қандай q зарядга электростатик майдон томонидан

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (56.1)$$

куч таъсир этади. Шунинг учун q зарядни майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчиришда

$$A = q\varphi \quad (56.2)$$

иш бажарилади, бу ерда φ катталик майдон потенциали дейилади ва шу нуқтадаги электр майдон қучланганлигини характерлайди. (56.2) ифодада $q = +1$ деб фараз қилсак $\varphi = A$ бўлади. Демак, электр майдон бирор нуқтасининг потенциали деганда шу нуқтадан бирлик мусбат зарядни чексизликка кўчириш учун бажариш зарур бўлган иш катталиги тушунилар экан. Зарядни электр майдонда кўчиришда бажарилган иш кўчиш йўлига боғлиқ бўлмасдан балки бошланғич ва охирги нуқталарнинг ҳолати билан аниқланади. Электр майдонда зарядни берк контур бўйича кўчиришда бажарилган иш ҳар доим нолга teng бўлади.

Электр майдонда электр зарядларнинг кўчиши потенциаллари teng бўлмаган исталган икки нуқта орасида юз бериши мумкин. У ҳолда (56.2) ифодани қуидаги кўринишда ёза оламиз:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (56.3)$$

бу ерда φ_1 — бошланғыч нүқта потенциали, φ_2 — охирги нүқта потенциали. $\varphi_1 - \varphi_2$ катталилар *потенциаллар фарқи* дейилади. Агар $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ белгилаш кирицсак, у ҳолда

$$A = qU, \quad (56.4)$$

бу ерда U — икки нүқта орасида *кучланиши*.

Потенциал ёки кучланишнинг ўлчов бирлиги сифатида вольт (В) қабул қилинган:

$$1 \text{ В} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ Кл}}.$$

Яъни 1Кл зарядни чексизликдан бирор нүктага кўчириша 1Ж иш бажарилса, шу нүктанинг потенциали 1В га тенг деб қабул қилинган.

Электр майдонни характерлаш учун кўп ҳолларда энергия бирлиги-электронвольт ишлатилади. Электронвольт деңгандан заряди электрон зарядига тенг бўлган зарранинг 1В потенциаллар фарқини ўтганда оладиган энергияси тушунилади, яъни

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1\text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}.$$

Амалий мақсадларда энергиянинг каттароқ бирликларидан ҳам фойдаланилади:

$$1 \text{ КэВ (килоэлектронвольт)} = 10^3 \text{ эВ},$$

$$1 \text{ МэВ (мегаэлектронвольт)} = 10^6 \text{ эВ},$$

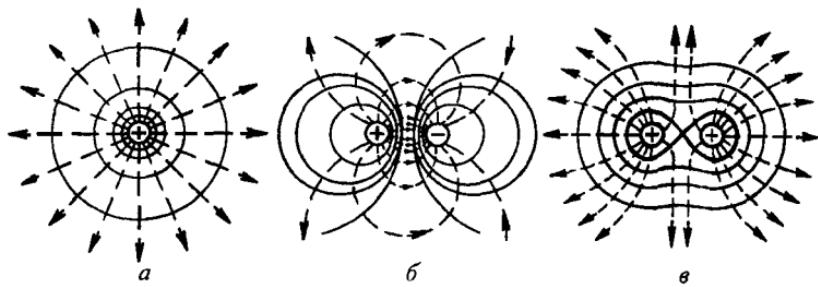
$$1 \text{ ГэВ (гигаэлектронвольт)} = 10^9 \text{ эВ}.$$

Бир жинсли электр майдон учун

$$E = \frac{U}{d} \quad (56.5)$$

ифодани ёза оламиз. Бу ерда d кучланиши ўлчанаётган нүқталар орасидаги масофа. (56.5) формуладан электр майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги $\text{В}/\text{м}$ эканлиги кўриниб турибди. Демак, $1\text{В}/\text{м}$ майдонга 1Кл заряд кирицилса, унга 1Н куч таъсир қиласи.

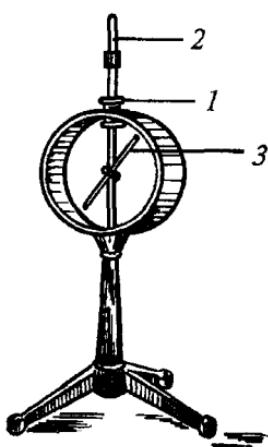
Электр майдонни куч чизиқлари орқали ифодалаганимиз сингари, потенциаллар фарқи ёки кучланишни ҳам график равишида тасвирлаш мумкин. Бунинг учун эквипо-



121-расм.

тенциал сиртлар тушунчасидан фойдаланамиз. Бир хил потенциалга эга бўлган нуқталарни бирлаштирувчи сиртлар *эквипотенциал* (бир хил потенциалли) сиртлар дейилади. Электр зарядни бирор эквипотенциал сирт бўйича кўчирилгандаги бажарилган иш нолга тенг бўлади. 121-*а* расмда мусбат заряднинг, 121-*б* расмда ўзаро таъсирашашётган турли ишорали ва 121-*в* расмда бир хил ишорали зарядларнинг эквипотенциал сиртлари кўрсатилган. Куч чизиқлари (пунктир) ҳар доим эквипотенциал сиртга тик жойлашган.

Потенциаллар айирмасини ўлчашга мўлжалланган асбоб электрометр деб аталади (122-расм). Электрометр икки томонига шиша ўрнатилган металл корпусдан иборат. Корпус ичига юқори томондан эбонит тиқин (1) орқали металл ўзак (2) киритилган. Ўзакка енгил алюминий япроқ-



122-расм.

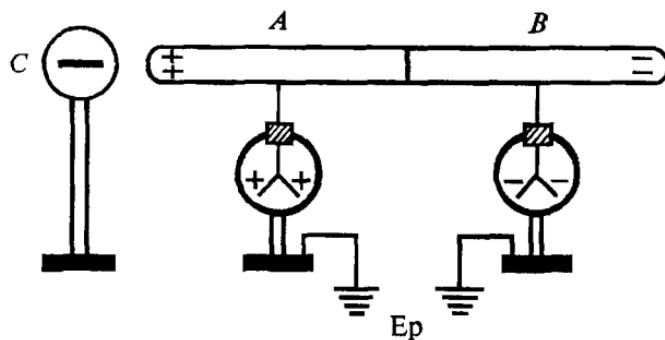
ча ёки кичик стрелка (3) осилган. Электрометр металл корпус ичига жойлашиши билан электроскопдан (117-расмга қ.) фарқ қиласди. Ўлчаш вақтида металл корпус ерга улаб кўйилади. Шартли равишда Ернинг потенциали нолга тенг деб олинганидан бу уланишда электрометр корпусининг потенциали ҳам нолга тенг бўлади. Электрометрнинг ўзаги потенциали φ — бўлган зарядли жисмга уланганда ўзак ҳам ўша потенциални қабул қиласди. Ерга уланган корпус билан ўзак орасида электр

майдон юзага келади. Бу майдон таъсирида алюминий стрелка маълум бурчакка оғади. Ўзак билан корпус орасидаги потенциаллар айирмаси қанча катта бўлса, электрометрдаги майдон шунча кучли бўлади ва стрелка шунча катта бурчакка оғади. Потенциаллар айирмасини вольт ҳисобида ўлчаш учун электрометрни эталонлар ёрдамида даражалаш керак. Бунинг учун потенциаллари маълум бўлган махсус батарея (нормал элемент) лардан фойдаланилади. Шундай қилиб, электрометр ҳар доим корпус ва темир ўзак орасидаги потенциаллар фарқини ўлчар экан.

Ҳар қандай ўтказгични зарядлаш учун уни Ердан изоляциялаш керак. Агар зарядлаган жисм Ерга уланса, у тезда зарядсизланади ва унинг атрофида электр майдон йўқолади. Тадқиқотлар шуни кўрсатадики, Ер сиртига яқин атмосфера қатламида 130 В га яқин потенциал, яъни 1,3 В/см электр майдон мавжуд, 10 км баландликда эса деярли нолга teng бўлади. Ер шари атрофида электр майдон бўлиши планетамизда тахминан ярим миллион кулон манфий заряд мавжудлиги билан тушунтирилади. Бу электр майдоннинг куч чизиқлари Ер сиртидан бир неча ўн километр баландликдаги мусбат зарядли ионларда бошланаб, Ерда жойлашган манфий зарядларда тугайди.

Электрланган жисм яқинида турган ҳар қандай ўтказгичнинг электрланишини тажрибада кузатиш мумкин. Бундай ҳодиса электростатик индукция ёки таъсир орқали электрланиш дейилади. Ҳар бири биттадан электроскопга уланган иккита *A* ва *B* ичи бўш металл цилиндр олайлик (123-расм). Бир-бирига тегиб турган цилиндрлардан бирига, масалан, манфий зарядланган *C* шарни яқинлаштирайлик. У ҳолда *A* цилиндрда унга таъсир қилаётган шардаги зарядга нисбатан бошқа ишорали (яъни мусбат), *B* цилиндрда эса *C* шар билан бир хил ишорали манфий заряд ҳосил бўлади ва шунинг учун, электроскопларнинг япроқчалари очилади. Таъсир қилувчи *C* шар цилиндрлардан узоқлаштирилса, цилиндрлар зарядсизланади ва электроскопларнинг япроқчалари ёпилади.

Тажрибанинг иккинчи қисмида зарядланган *A* ва *B* цилиндрларни бир-биридан ажратиб, сўнгра таъсир қилувчи *C* шарни улардан узоқлаштирайлик. Бунда *A* ва *B* ци-



123-расм.

линдрлардаги зарядлар бир цилиндрдан иккинчисига ўта олмайды ва шунинг учун электроскоп япроқчалари очилганича қолади.

Шундай қилиб, электр майдони таъсирида ўтказгичлардаги электр зарядларини бир-биридан ажратиш ва уларни етарлича катта масофага кўчириш мумкин экан.

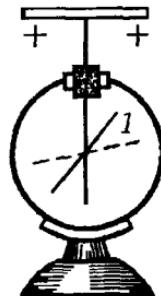
Ташқи электр майдон таъсирида ўтказгичда ҳосил бўладиган электр зарядлар тақсимотини кўрайлик. Бир жинсли ташқи электр майдонга жойлаштирилган ўтказгич ичидаги мусбат ва манфий зарядларнинг қарама-қарши йўналишда силжиши натижасида ички майдон юзага келади. Бу майдон кучланганлиги ташқи электр майдон кучланганлигига тенг ва қарама-қарши йўналган. Шу сабабдан, ўтказгич ичидаги натижавий кучланганлик полга тенг бўлади, яъни ўтказгич ичидаги майдон бўлмайди. Бошқача айтганда, электр зарядлар ўтказгичнинг фақат ташқи сиртида тақсимланади, ички сиртида зарядлар бўлмайди. Шу сабабли зарядланган кичик шарчани ичи бўш катта шарнинг ички деворига теккизсак, зарядлар ичи бўш шарнинг сиртига ўтиб кетаверади. Шу жараённи кўп маротаба такрорлаб ичи бўш шарнинг ташқи сиртида жуда катта миқдорда электр зарядлар йигиш мумкин. Электр зарядларнинг ўтказгични фақат ташқи сиртида тақсимланиш ҳодисасидан жуда юқори кучланиш олишга мўлжалланган электростатик генераторларда фойдаланилади. Электростатик генератор биринчи маротаба американлик физик Ван-де-Грааф (1901-1961) томонидан таклиф этилган.

57-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши. Сегнетоэлектриклар. Пъезоэлектрик эффект

Диэлектрик электр майдонга киритилганда унда қандай ҳодиса юз беришини кўрайлик. Бунинг учун қуйидаги тажрибани ўтказайлик (124-расм) Электрометрни зарядлаймиз. У ҳолда электрометр стрелкаси 1 маълум бурчакка оғади. Агар электрометрга бирор диэлектрикни, масалан, қалин шиша пластинкаси 2 ни яқинлаштирасак, электрометр стрелкасининг кўрсатиши камаяди, шиша пластинка ундан узоқлаштирилса стрелка яна ўзининг аввалги ҳолига қайтиб келади. Бу тажриба электр майдонда диэлектрикда зарядлар ҳосил бўлишини кўрсатади: диэлектрикнинг электрометрга яқин томонида электрометрдаги зарядга қарама-қарши ишорали заряд, узоқ томонида эса электрометрдаги заряд билан бир хил ишорали заряд ҳосил бўлади. Ташқи электр майдонда диэлектрикда ҳосил бўлган бу зарядлар қутбланган зарядлар, бу ҳодиса эса диэлектрикнинг қутбланиши дейилади. Моддалар қутбланиш хусусиятига қараб учта гурухга бўлинади: диэлектриклар, пароэлектриклар, ферроэлектриклар. Диэлектрикларнинг молекулалари қутбланмаган ҳолда бўлгани учун улар хусусий электр майдонига киритилгандагина электр моменти юзага келади. Пароэлектрикларда қутбланган молекулалар мавжуд бўлиб, улар ташқи электр майдонда қўшимча қутбланади. Ферроэлектрик моддаларда диэлектрик доимийлик жуда катта ($\epsilon \approx 10^4$) қийматларга эга. Бундан ташқари, ферроэлектрикнинг хусусияти унинг олдин қутбланган ёки қутбланмаганилигига боғлиқ бўлади. Ферроэлектрикларнинг хусусиятлари сегнетоэлектриклар мисолида шу мавзунинг охирида кўриб ўтилади.

Ташқи электр майдонда зарядланган ўтказгични бир-биридан ажратсак, ўтказгич бўлаклари зарядланганлигича қолар эди. (123-расм). Зарядланган диэлектрикни ҳар қанча бўлакка бўлмай-

++++++ 2



124-расм.

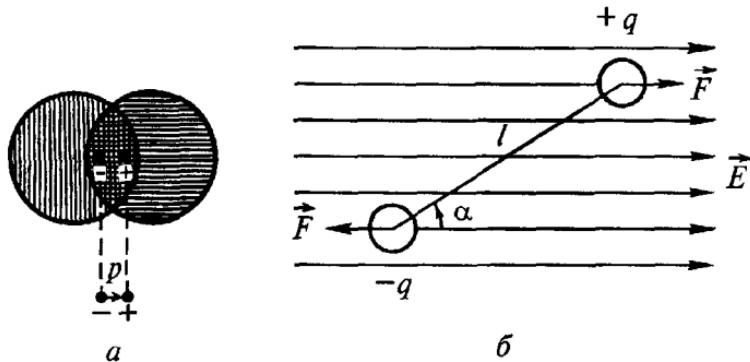
лик, ҳар бир бўлак электр майдоннинг таъсири йўқотилгач зарядсизланиб қолади. Бундан, диэлектрикларда қутбланган зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин эмас, деган холосага келамиз. Металлар ва диэлектрикларда бундай фарқнинг кузатилишига сабаб, металларда электр майдон таъсирида қутбланган зарядлар (ўтказувчан электронлар) катта масофага силжий олади, диэлектрикларда эса қутбланган мусбат ва манфий зарядлар битта молекула интервалидагина силжийди ва боғланганлигича қолади. Ўзаро боғланган нуқтавий мусбат ва манфий зарядлардан иборат система электр дипол дейилади. Диэлектрикларда қутбланган ҳар бир молекулани электр диполи деб қараш мумкин. У ҳолда ҳар бир молекула электр моментига эга бўлади:

$$\vec{p} = q \cdot \vec{l}. \quad (57.1)$$

Бу ерда \vec{l} мусбат ва манфий зарядларнинг силжиш вектори.

Электр майдон таъсирида диэлектрикларда қутбланган мусбат ва манфий заряд сфераларининг битта молекула интервалида силжиши 125-а расмда схематик тарзда кўрсатилган.

Бир жинсли электр майдонда жойлашган ва учларида $+q$ ва $-q$ зарядларга эга бўлган электр диполга катталиги жиҳатидан тенг, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган



125-расм.

$\vec{F} = q\vec{E}$ жуфт куч таъсир этади. Бу куч таъсирида дипол электр майдон йўналиши бўйлаб жойлашишга интилади. (125-б расм), лекин молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати бунга тўсқинлик қиласи. Электр майдон кучланганлиги қанча катта бўлса ва диэлектрикнинг температураси қанча кичик бўлса электр дипол шунчалик электр майдони йўналишида жойлашади.

Диэлектрикнинг бирлик ҳажмида жойлашган молекулалар электр моментларининг вектор йифиндиси қутбланиш вектори дейилади:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \quad (57.2)$$

Агар қутбланиш \vec{P} бутун диэлектрик бўйича бирдай кийматга эга бўлса, бундай қутбланиш бир жинсли қутбланиш дейилади. Вакуумда электр силжиши $\epsilon_0 \vec{E}$ бўлгани учун диэлектрикдаги электр силжишни

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (57.3)$$

деб ёза оламиз. Диэлектрикнинг қутбланиши унинг барча йўналишларида бирдай бўлса, бундай диэлектриклар изотроп диэлектриклар дейилади. Изотроп диэлектрикларда \vec{E} ва \vec{P} векторлар бир томонга йўналган бўлади. Анизотроп диэлектрикларда эса \vec{E} ва \vec{P} векторларнинг йўналишлари мос тушмайди.

Изотроп диэлектрикларда қутбланиш электр силжиш $\epsilon_0 \vec{E}$ га пропорционал деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$\vec{P} = \alpha \epsilon_0 \vec{E}. \quad (57.4)$$

Бу ерда α — модданинг диэлектрик қабул қилувчанлиги. У ҳолда (57.3) ва (57.4) ифодалардан қўйидагини ҳосил қиласиз:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \alpha \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E}(1 + \alpha) = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}. \quad (57.5)$$

Бу ерда $\epsilon = 1 + \alpha$ модданинг диэлектрик киритувчанлиги. Ҳосил қилинган (57.5) ифодадан қўринадики, электр силжиш \vec{D} майдон кучланганлиги \vec{E} га чизиқли боғланган экан.

Диэлектрикнинг қутбланиши бўйича юқорида келтирилган мулоҳазалар кўпчилик моддалар учун ўринли бўлсада, уларни сегнетэлектриклар деб аталувчи диэлектриклар учун қўллаб бўлмайди. Кўпчилик диэлектриклар учун қабул қилинган қонуниятлардан четлашишлар биринчи бўлиб сегнет тузларида ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6\text{4H}_2\text{O}$) кузатилганлигидан улар сегнетоэлектриклар деб ном олди. Сегнетоэлектриклар қўйидаги хусусиятларга эга:

1. Маълум температурада интервалида диэлектрик киритувчанлик ϵ жуда катта (10 000 гача) қийматларга эга бўлади.

2. Диэлектрик киритувчанлик ϵ электр майдон кучланганилиги \bar{E} га боғлиқ, шунинг учун, электр майдон кучланганилиги \bar{E} ва электр силжиши \bar{D} лар орасида чизиқли боғланиш кузатилмайди, яъни (57.5) ифода ўз кучини йўқотади.

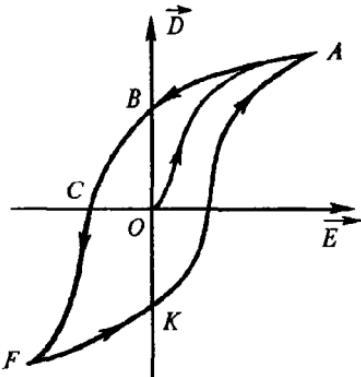
3. Электр силжиш \bar{D} нинг қиймати фақат электр майдон кучланганилиги \bar{E} га эмас, балки диэлектрикнинг аввал қутбланган ёки қутбланмаганлигига ҳам боғлиқ бўлади. Бу ҳодиса *диэлектрик гистерезис* (грекча “гистерезис”-кечикиш) ҳодисаси дейилади. \bar{E} даврий ўзгарганда сегнетоэлектрикла \bar{D} нинг ўзгариш графиги гистерезис ҳалқасини ҳосил қиласи (126-расм). Чизмадан кўринадики \bar{E} нинг дастлабки орттирилишида \bar{D} электр силжиш OA эгри чизифи бўйича юз беради, A нуқтада тескари майдонни камайтирилса, \bar{D} нинг камайиши OA бўйича эмас, балки ABCF чизифи бўйлаб юз беради, F нуқтада тескари майдонни камайтирсак, FKA эгри чизифи бўйлаб яна A нуқтага қайтиб келамиз ва ҳалқа ёпилади. В нуқтада майдон \bar{E} нолга teng, лекин силжиш \bar{D} нолга teng эмас ((57.5) ифодага к.). Чизмадаги OB кесма қолдиқ қутбланиш дейилади, яъни ташқи электр майдон йўқотилса ҳам сегнетоэлектрик қутбланганигича қолади. Сегнетоэлектрикдаги қолдиқ қутбланишни йўқотиш учун унга тескари йўналишда (OC) майдон бериш керак. Майдоннинг бу қиймати сегнетоэлектрикнинг *коэрцитив* кучи дейилади. Моддаларнинг сегнетоэлектрик хоссалари температура ортishi билан камайиб боради ва бирор T_k температурада улар

оддий диэлектрикка айланади. Бу температура *Кюри температураси* дейилади. Айрим сегнетоэлектрикларда Кюри температураси бир эмас, балки бир нечта бўлиши ҳам мумкин.

Сегнетоэлектрикларнинг юқорида кўриб ўтилган ажойиб хусусиятларини тушунтириш учун уларни *доменлар* деб аталувчи ўз-ўзидан қутбланган соҳалардан ташкил топган деб фараз қиласиз. Ташқи электр майдон бўлмаганда турли доменларнинг электр моментлари тартибсиз йўналади ва шунинг учун натижавий момент нолга teng бўлади, яъни сегнетоэлектрик қутбланмаган бўлади. Агар сегнетоэлектрик ташқи электр майдонга киритилса, у ҳолда ҳамма доменлар ўша майдон йўналишида бурилади. Ташқи электр майдоннинг таъсири йўқотилгач айрим доменлар, у ёки бу сабабга кўра, ўзларининг аввалги ҳолатига тўла ўта олмайди. Бунинг оқибатида қолдиқ қутбланиш кузатилади (126 расмга қ.). Қолдиқ қутбланишни йўқотиш учун доменларни дастлабки ҳолатига ўтказиш керак. Бунинг учун ташқаридан маълум энергияли “туртки” бериш керак бўлади. Сегнетоэлектрика ташқаридан бундай энергия беришни тескари йўналишда электр майдон бериш, температурани орттириш ва бошқа усуслар билан амалга ошириш мумкин.

Ҳозирги вақтда сегнетоэлектриклар электротехника ва радиотехника соҳасида кенг қўлланилади: улардан катта сифимли ва кичик ўлчамли конденсаторлар тайёрлашда (58-§), электромагнит тебрашилар частотасини модуляциялашда (93-§) фойдаланиш мумкин.

Баъзи диэлектриклар (масалан, кварц) фақат электр майдонда қутбланмай, балки механик деформация таъсирида ҳам қутбланар экан. Бунда параллелепипед шаклида кесиб олинган кристалл бўлаги маълум йўналишда сиқилганда ёки чўзилганда унинг бир ёғида мусбат, иккинчи ёғида



126-расм.

манфий қутбланган зарядлар ҳосил бўлади. Бу ҳодиса *пъезоэлектрик эффект* дейилади, бундай моддалар эса *пъезоэлектриклар* дейилади. Пъезоэлектрик эффектни баҳолаш учун кўп ҳолда кристалл солиштирма қаршилигининг ташқи механик деформация таъсирида ўзгариши ўлчанади. Шунинг учун бу эффектни тензорезестив эффект, бу хусусиятга эга бўлган кристалларни *тензорезисторлар* деб аталади. Пъезоэлектрик эффектидан микрофонларда ва адаптерларда (звукоснимател) фойдаланилади. Табиатда пъезоэлектрик эффектга тескари бўлган эффект ҳам мавжуд экан, яъни пъезоэлектриклар ташқи электр майдонда қутбланганда уларнинг механик деформацияланиши юз берар экан. Бу ҳодиса тескари пъезоэлектрик эффект дейилади. Бу эффектдан радиокарнай тебранишлари частотасини барқарорлаштиришда, ультратовуш олишда фойдаланиш мумкин.

58-§. Электр сигим. Конденсаторлар

Иккита ўтказгичдан ташкил топган ҳар қандай система конденсатор бўла олади. Конденсаторни ташкил этган ўтказгичлар унинг қопламлари дейилади. Конденсаторни зарядлаш учун унинг қопламларини ток манбаига улаш керак. Бу ҳолда қопламларда турли ишорали зарядлар ҳосил бўлади. Кучланганлик чизиқлари бир пластинкадаги зарядларда бошланиб, иккинчи пластинкадаги зарядларда тугайди. Конденсатор қопламаларидағи заряд миқдори q нинг улар орасидаги кучланиш U га нисбати билан ўлчандиган физик катталиқ конденсаторнинг сифими дейилади, яъни

$$C = \frac{q}{U} \quad (58.1)$$

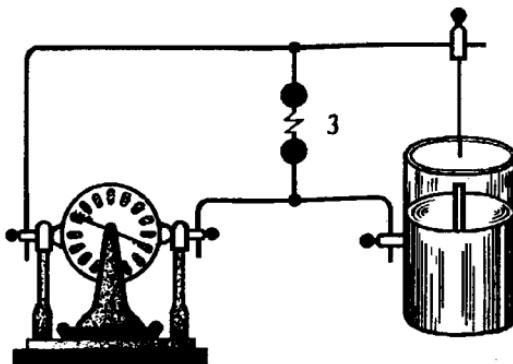
Бу ифодада $U = 1$ бўлса, $C = q$ бўлади. Демак, конденсаторнинг сифими деганда қопламалар орасида бир бирлиқ кучланиш бўлганда қопламаларда тўплана оладиган заряд миқдорини тушунар эканмиз.

Конденсаторнинг сифимиға атрофдаги жисмлар таъсири қилмаслиги учун икки ўтказгични иложи борича бир-бира га яқин ўрнатиб, уларнинг орасига диэлектрик жой-

лаштириш керак. Конденсатор қопламалари орасидаги диэлектрик икки хил вазифани бажаради: биринчидан, у электр сифимни орттиради ва иккинчидан зарядларнинг бир ўтказгичдан иккинчисига сакраб ўтишига йўл қўймайди. Шунинг учун конденсатор тайёрлашда диэлектрик сингдирувчанилиги ва электр мустаҳкамлиги етарлича катта бўлган моддалар ишлатилади. Масалан, маҳсус керамик диэлектрик-барий титанат учун $\epsilon \approx 1000$. Бу диэлектрикдан фойдаланиш геометрик ўлчамлари кичик бўлган катта сифимли конденсаторлар ясаш имконини беради. Ҳар бир конденсатор қопламалари орасидаги диэлектрикнинг сифатига қараб муайян ишчи кучланиши билан характерланади. Агар конденсаторда кучланиш мўлжалдагидан ошиб кетса, унинг диэлектриги тешилади ва у яроқсиз бўлиб қолади.

Конденсаторлар дастлаб XVIII асрнинг ўрталарида Голландиянинг Лейдена шаҳрида ясалган ва уларга “лейден банкаси” деб ном берилган. Лейден банкаси ичига ва ташқарисига станеол (қалайи қатлами) ёпиширилган 1 бандакдан иборат (127-расм). Қопламалар орасидаги диэлектрик вазифасини шиша банка бажаради. Ҳозирги вақтда ишлаб чиқарилётган қофоз конденсаторларда станиол тасмалар қопламалар вазифасини, парафин шимдирилган қофоз тасмалар эса диэлектрик вазифасини бажаради. Электролитик конденсаторларда алюминий пластинка диэлектрик вазифасини бажарувчи юпқа алюминий оксид пардаси билан қопланади ва иккинчи электрод вазифасини ўтовчи электролитга туширилади. Алюминий оксида қатламининг қалинлиги етарлича юпқа бўлгани учун конденсаторнинг сифими жуда катта бўлади.

Лейден банкаси I ни электрофор машинаси 2 ёрдамида зарядлаб жуда кичик ток ва юқори кучланиш олиш мумкин (127-расмга қ.). Агар 30 с мобайнода электрофор машинаси 10^{-5} А гача ток берса, лейден банкасида $3 \cdot 10^{-4}$ В кучланиш ҳосил бўлади. Лейден банкасида юзага келадиган кучланишни бир-биридан 1 см масофада жойлашган 3 металл шарлар ёрдамида баҳолаш мумкин. Кучланиш 30000 В га етганда шарлар орасида учқун пайдо бўлади. Учқуннинг давомийлиги 10^{-6} с бўлгани учун ундаги ток элект-

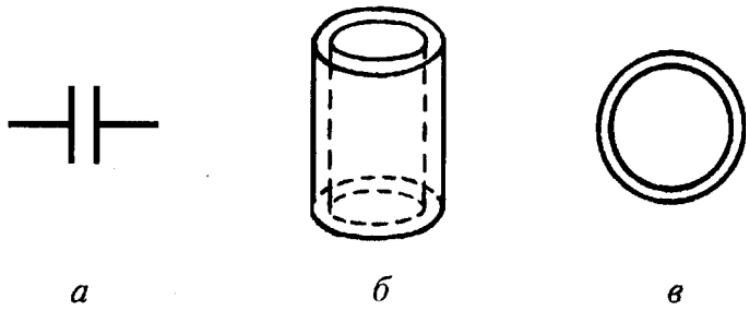


127-расм.

рофор машинасидаги токдан $30/10^{-6}=3 \cdot 10^7$ марта катта бўлади. Бу токнинг қиймати 300 А га етганда шарлар орасидаги ҳаво қизиб кетади ва учқун вақтида чирсиллаган овоз чиқади.

Конденсатор қопламалари қарама-қарши ишорали зарядлар билан зарядланганлигидан, улар бир-бирига маълум куч билан тортилиб туради. Турли ишорали зарядлар пластинкаларнинг ички томонларида жойлашгани учун қопламаларнинг материали ва массаси конденсаторнинг сифимиға таъсир этмайди.

Конденсаторлар ўзгармас ёки ўзгарувчан сифимли қилиб тайёрланади. Конденсаторлар тузилишига қараб уч хил бўлади: яssi (128-*a* расм), цилиндрлик (128-*b* расм) ва сферик (128-*c* расм).



128-расм.

Фараз қилайлик, бирор конденсаторнинг қопламалари орасида вакуум бўлганда унинг сифими C_0 бўлсин. Шу конденсатор қопламларининг ораси бирор бир жинсли диэлектрик билан тўлдирилганда унинг сифими C бўлсин. У ҳолда

$$\epsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (58.2)$$

нисбат ўлчамсиз диэлектрик киритувчанлик бўлиб, вакуум учун $\epsilon = 1$.

Тадқиқотларнинг кўрсатишича, ясси конденсаторнинг сифими пластинкасининг юзи S га, диэлектрик сингдирувчанлик катталиги ϵ га тўғри пропорционал ва диэлектрикнинг қалинлиги d га тескари пропорционалдир, яъни

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}. \quad (58.3)$$

Электр сифимнинг бирлиги сифатида фарада (Φ) қабул қилинган. Агар конденсатор қопламаларининг ҳар бирида 1 Кл дан заряд бўлганда қопламалар орасидаги кучланиш 1 В га тенг бўлса, бундай конденсаторнинг сифими 1 Φ га тенг бўлади, яъни

$$1 \Phi = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{В}}.$$

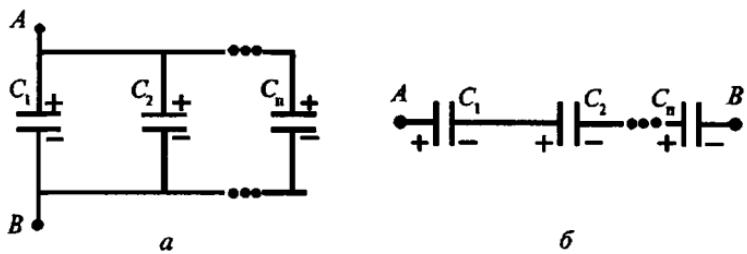
Фарада сифимнинг жуда катта бирлиги бўлганлиги учун амалда майдароқ бирликлар ишлатилади:

- миллифарада (мФ)= $10^{-3}\Phi$,
- микрофарада (мкФ)= $10^{-6}\Phi$,
- нанофарада (нФ)= $10^{-9}\Phi$,
- пикофарада (пФ)= $10^{-12}\Phi$.

Амалий мақсадларда конденсаторларни бир-бирига улаб, ҳосил бўлган конденсаторлар батареясидан фойдаланилади. Конденсаторларни улашнинг иккита усули мавжуд.

1. *Конденсаторларни параллел улаш*. Бунда ҳамма мусбат зарядланган қопламалар битта симга, манфий зарядланган қопламалар эса иккинчи симга уланади (129-а расм) ва конденсаторлардаги кучланиш бир хил бўлади. Бу ҳолда умумий сифим

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i. \quad (58.4)$$



129-расм.

Демак, параллел уланган конденсаторларнинг умумий сифими айрим конденсаторлар сифимларининг йигиндисига тенг экан.

2. Конденсаторларни кетма-кет улаш. Бу ҳолда олдинги конденсаторнинг манфий зарядланган қопламаси кейингисининг мусбат зарядланган қопламаси билан уланади (129-б расм). Бундай улашда заряд конденсаторларнинг ҳамма қопламаларида бир хил бўлади. Кетма-кет уланган конденсаторлар батареясининг умумий сифими қуидаги формуладан аниқланади:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (58.5)$$

Шундай қилиб, конденсаторлар кетма-кет уланса, конденсаторлар батареяси умумий сифимининг тескари қиймати, айрим конденсаторлар сифимлари тескари қийматларининг йигиндисига тенг экан.

Конденсаторлар аралаш уланган бўлса умумий сифими топиш учун охирги ҳар иккала ифодадан ҳам фойдаланилади.

Агар зарядланган конденсатор қопламалари бир-бirlарига бирор металл сим орқали уланса, бу сим орқали ток ўтади, яъни конденсатор разрядланади. Ўтказгичдан ток ўтганда маълум иссиқлик ажралади. Шундай экан, зарядланган конденсатор маълум энергияга эга бўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, зарядланган конденсаторнинг энергияси қуидагига тенг бўлади:

$$W = \frac{1}{2} CU^2. \quad (58.6)$$

Ясси конденсатор учун ёзилган (58.3) формуладан фойдаланиб (58.6) ифодани қуидагича ёза оламиз.

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 V. \quad (58.7)$$

бу ерда $S \cdot d = V$ — ҳажм, $\frac{U}{d} = E$ — электр майдон кучланганиги. (58.7) формуладан ҳисобланадиган электр майдон энергияси зарядланган конденсатор қопламалари орасида түпленгандир. Шу боисдан конденсаторлар, энг аввало, электр зарядлар ва электр энергияни түплөвчи курилма сифатида ишлатилади.

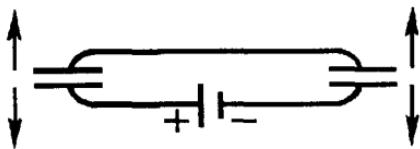
Иккита конденсаторни 130-расмда кўрсатилгандек, оддий схема бўйича улаб, ундан телефон сифатида фойдаланса бўлади. Занжирда ўзгармас кучланиш ҳосил қилиш учун у ток манбаига уланади. Конденсаторлардан бири нинг пластинкалари орасидаги масофанинг ўзгариши шу конденсатордаги кучланишнинг ортиши ё камайишига олиб келади. Кучланишнинг бу ўзгариши иккинчи конденсатордаги кучланишни ё камайтиради, ё орттиради. Иккинчи конденсатордаги кучланиш ўзгаришга мос равиша унинг пластинкалари орасидаги масофа ўзгаради. Конденсатор пластинкаларидан бири овоз тўлқинларида тебрана оладиган юпқа мембрана кўринишида ясалади. Бундай мембранали конденсаторлар конденсаторли телефон ёки конденсаторли микрофон деб аталади.

Зарядланган шар шаклидаги жисмнинг сифими

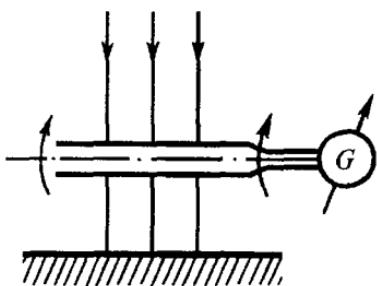
$$C = \epsilon_0 4\pi r. \quad (58.8)$$

формуладан аниқланади, яъни шарнинг сифими унинг радиусига пропорционал. Ер шарининг радиуси $6,37 \cdot 10^{-6}$ м бўлганлигидан унинг сифими 708 мкФ га teng бўлишини (58.8) дан топиш мумкин.

Ер шарининг электр сифимига эга эканлиги унинг атрофида электр майдон мавжудлигини кўрсатади. Ер шарининг текис қисмида бу майдон горизонтга тик равиша юқоридан пастга йўналган. Бу майдонни ўлчаш учун горизонтал ўқ атрофида айланадиган ясси конденса-



130-расм.



131-расм.

тордан фойдаланамиз (131-расм). Ернинг электр майдонини ўлчаш ҳаво очиқ пайтида ўтказилади. Конденсаторнинг ҳар иккала қопламаси рамкага тортилган металл тўрдан иборат бўлиб, унинг юзаси 1m^2 га яқин бўлади. Конденсаторнинг ҳар бир пластинкаси ампер-секунд (кулон)ларда даражаланган гальванометр қисқичлари-

га уланган. Конденсаторни горизонтал ўқ атрофида айлантириб, уни электр майдон куч чизиқларига тоҳ параллел, тоҳ перпендикуляр ҳолатга келтирамиз. Конденсаторнинг ҳар бир айланишида ток импульси юзага келиб, гальванометрдан 10^{-9} Кл га яқин заряд оқиб ўтади. Бу заряд миқдорини конденсаторнинг 1m^2 юзасига нисбатини олсак, у ҳолда электр силжиш $D = 1,15 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ ёки $E = \frac{D}{\epsilon_0} \cdot 130 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ га тенг

бўлади.

Ер шарининг сирти $5,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ га тенг бўлганлигидан, унинг умумий зарядини топиш учун D электр силжишни шу юзага кўпайтириш керак. У ҳолда Ерда мавжуд бўлган манфий заряд миқдори тахминан $6 \cdot 10^5$ Кл га тенг бўлади. Бу миқдорга тенг бўлган мусбат зарядлар юлдузларда жойлашган деб ҳисобласак, электр майдон баландлик бўйича ўзгармаслиги керак. Бироқ Ер сиртидан 1км баландликда электр майдон 40 В/м бўлиб қолиши, 10 км баландликда эса бир неча В/м гача камайиб кетиши аниқланган. Бу натижга мусбат зарядлар Ер шарини ўраб турган атмосфера зарраларида жойлашганлигини кўрсатади.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Табиатда қанақа электр зарядлари мавжуд ва улар ўзаро қандай таъсирашади?
2. Нуқтавий зарядлар деганда қандай зарядни тушунасиз?
3. Кулон қонуни ифодасида қатнашувчи муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги нимани англатади?

4. Электр майдон кучланганлиги деганда нимани тушунасиз?
5. «Синов заряди» деб қандай зарядга айтилади?
6. Электр майдон кучланганлиги ва потенциали ўзаро қандай боғланган?
7. Кутбланган зарядлар деб қандай зарядларга айтилади?
8. Диэлектрикларда гистерезис ҳодисаси қачон кузатилади?
9. Конденсаторнинг сифими нималарга боғлик?
10. Тўғри ва тескари пъезоэлектрик эффект деб қандай ҳодисага айтилади?

XI БОБ. ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОКИ

59-§. Электр токининг асосий характеристикалари

Зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракати электр токи дейилади. Ҳар қандай моддада электр зарядларнинг тартибли оқими юз бериши учун ташқи бирор таъсир, масалан, электр майдони остида ҳаракатга кела оладиган зарядланган зарралар бўлиши шарт. Бундай зарралар ток ташувчилар дейилади. Металларда ток ташувчи зарралар электронлар бўлганидан уларда электрон ўтказиш механизми ўрганилади. Туз ва кислоталарни сувдаги эритмалирида, яъни электролитларда ионлар қатнашиши мумкин. Газларда ток ташувчи зарралар ҳам электронлар, ҳам ионлар бўлиши кузатилади.

Гидродинамикадан бизга маълумки, масалан, сувнинг оқими кузатилиши учун сув оқаётган қувурнинг учларида босимлар фарқи бўлиши керак. Водопровод қувурларида босимлар фарқи сув минораси ва истеъмолчи жойлашган манзил баландликларининг турлича бўлишлигидан юзага келади. Худди шунингдек, берк электр занжир бўйича зарядланган зарралар силжиши учун ўтказгичнинг учларида потенциаллар фарқи бўлиши зарур. Шундай қилиб, ўтказгичдан ток оқишининг муҳим шарти ўтказгичнинг узунлиги бўйлаб йўналган электр майдон кучланганлиги Ё нинг юзага келишидир. Бу майдон таъсирида мусбат ишорали ток ташувчилар майдон йўналишида, манфий ишорали ток ташувчилар эса қарама-қарши йўналишда ҳаракатга келади. Электр токининг йўналиши сифатида электр майдоннинг йўналиши билан мос келувчи мусбат зарядларнинг ҳаракат

йўналиши қабул қилинган. Шунинг учун, масалан, металларда токнинг йўналиши ўтказувчан электронларнинг ҳаракат йўналишига қарама-қаршидир. Зарядланган зарраларнинг ҳаракатини ифодаловчи чизиқлар *ток чизиқлари*, улар орасида жойлашган найчалар эса *ток найчалари* дейилади.

Электр токини катталик жиҳатидан характерлаш учун ток кучи ва ток зичлиги тушунчалари киритилади. Ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан dt вақт мобайнида dq заряд миқдори оқиб ўтса, у ҳолда ток кучи қуидаги ифода билан аниқланади:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (59.1)$$

Шундай қилиб, ток кучи скаляр катталик бўлиб, ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан вақт бирлигida оқиб ўтган заряд миқдорини характерлар экан. Агар токнинг катталиги ва йўналиши вақт бўйича ўзгармаса, бундай ток ўзгармас ток дейилади. Аксинча вақт мобайнида ток кучи ўзгариб турса, бундай токка ўзгарувчан ток дейилади. Кундаклик турмушда истеъмол қилинадиган токнинг ўзариши синусоида қонуни бўйича юз беради. Бу ток ўзгарувчан токнинг хусусий ҳолидир.

Токнинг йўналишига перпендикуляр бирлик юзага тўғри келувчи ток кучи ток зичлиги дейилади:

$$j = \frac{I}{S}. \quad (59.2)$$

Ток зичлиги вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши зарядланган зарраларнинг ҳаракат йўналиши билан мос тушади. Агар ток ташувчи зарраларнинг бирлик ҳажмдаги сони — концентрацияси n , заряди e , майдон таъсиридаги ҳаракат тезлиги ϑ бўлса, у ҳолда dt вақт интервалида S юзадан оқиб ўтувчи заряд миқдори:

$$dq = ne\vartheta S dt, \quad (59.3)$$

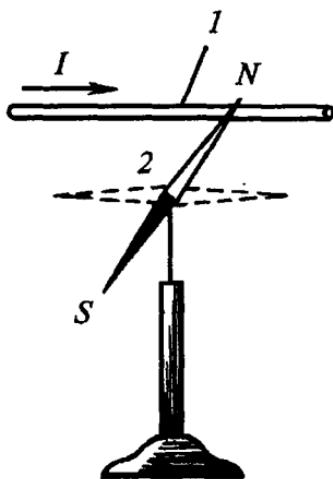
бундан ток кучи

$$I = \frac{dq}{dt} = ne\vartheta S, \quad (59.4)$$

ток зичлиги

$$\vec{j} = ne\vartheta. \quad (59.5)$$

Ток кучининг ўлчов бирлиги сифатида ампер (А) қабул қилинган. Агар ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 с мобайнида 1 Кл заряд оқиб ўтса, у ҳолда ток кучи 1 А га teng бўлади, яъни $A = \text{Кл}/\text{с}$. Амалда ток кучининг майдароқ бирликлари — миллиампер (10^{-3}A) ва микроампер (10^{-6}A) лар ҳам ишлатилади. Ток зичлигининг ўлчов бирлиги $\text{A}/\text{м}^2$ бўлиб, у ўтказгичнинг 1 m^2 кесим юзасидан кучи 1 А га teng бўлган ток текис тақсимланиб ўтишидаги зичликни кўрсатади.



132-расм.

Электр токининг қуидаги таъсиirlари мавжуд:

1. Токнинг магнит таъсири. 1820 йили Эрстэд (1777-1851) томонидан ўтказилган тажрибада ҳар қандай токли ўтказгич атрофида магнит майдон ҳосил бўлиши аниқланган. Тажрибада бирор металл ўтказгич 1 магнит стрелка 2 га параллел қилиб жойлаштирилган (132-расм). Агар ўтказгичдан бирор йўналишда ток ўтказилса, магнит стрелкаси маълум бурчакка бурилади. Ток қанча катта бўлса, магнит стрелка ўзунча катта бурчакка бурилади. Токнинг йўналиши ўзгартирилса, магнит стрелка бурилиш йўналиши ҳам ўзгаради. Бу тажрибани ўтказган Эрстэд, магнит стрелканинг бурилиши ўтказгичдан электр токи ўтганда унинг атрофида магнит майдоннинг ҳосил бўлиши сабабли юз беради деган холосага келди. Агар металл ўтказгич ўрнида электролит ёки газдан иборат ўтказгич олинса, яна юқоридаги ҳодисани кузатиш мумкин, яъни магнит майдоннинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг табиятига боғлиқ эмас экан.

2. Токнинг химиявий таъсири. CuSO_4 эритмасига иккита кўмир таёқчани тушириб ва электродларни ток манбайига улаб, маълум вақт ток ўтгандан сўнг электродларда модда ажралишини кузатамиз. Ток манбайнинг манфий қутбига уланган электродда мис қатлами, мусбат электродда эса беқарор SO_4 қатлами ҳосил бўлади. Токнинг химиявий таъсири кузатиладиган бу ҳодиса электролиз ҳоди-

casi дейилади. Токнинг химиявий таъсири юз бермайдиган ўтказгичлар (металлар) биринчи класс, химиявий таъсирига учрайдиган ўтказгичлар (электролитлар) иккинчи класс ўтказгичлар дейилади.

3. Токнинг иссиқлик таъсири. Ҳар қандай ўтказгичдан электр токи ўтганда унинг қизиши кузатилади. Кундалик турмушда ишлатиладиган электр печлар, электр дазмоллар, электр чойнаклар ва ҳ.к.ларнинг ишлаши токнинг иссиқлик таъсирига асослангандир.

Электр ўлчов асбобларининг ишлаш принципи токнинг химиявий, иссиқлик ва магнит таъсиirlарига асосланган бўлиши мумкин. Ток кучи ёки заряд миқдорини ўлчашда токнинг химиявий таъсирига асосланган кулонометрлардан фойдаланилади. Энг аниқ ишловчи кулонометр AgNO_3 эритмали кулонометрdir. Тажрибадан олдин электрод-катод катта аниқлик билан тарозида тортилади. Асбобдан маълум вақт мобайнида ток ўтказилгач, катод қуритилиб яна тарозида тортилади. AgNO_3 эритмасининг электролизида 1 с мобайнида 1,118 миллиграмм кумуш атомлари ажратиб чиқара оладиган ток кучини шартли равишда 1А деб қабул қилинган. Қуйидаги эмперик формуладан ток кучининг амперлардан қийматини ҳисоблаб топиш мумкин:

$$I = 1,118 \frac{m}{t},$$

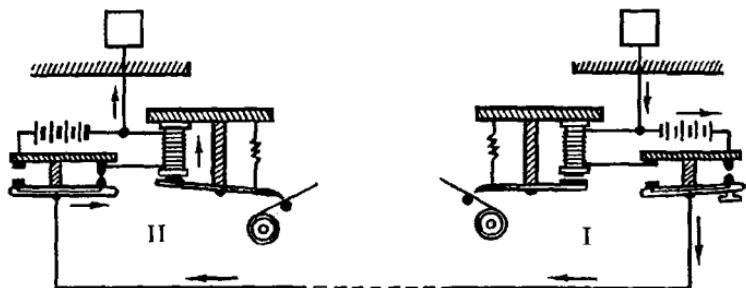
бу ерда m — ажралган кумуш массаси (миллиграммларда)
 t — токнинг ўтиш вақти (секундларда).

Ишлаш принципи токнинг иссиқлик таъсирига асосланган ўлчов асбобларида (133-расм) ўтказгичдан қанча кўп ток ўтса, у шунча кўп қизийди ва узаяди. Ўлчов асбоби стрелкасининг кўрсатиши ўтказгичнинг узайишига мос равиша ортиб боради.

Ток кучи ёки заряд миқдорини ўлчаш учун кўпроқ токнинг магнит таъсирига асосланган қурилмалардан фойдаланилади. Эрстед тажрибасига асосан ишлайдиган қурилма-



133-расм.



134-расм.

ларга электромагнит ўлчов асбоблари дейилади. Магнитоэлектрик ўлчов асбобларида магнит қўзғалмас ўрнатилиб, ўтказгич фалтак кўринишида олинади. Кўрсатиши ток кучига боғлиқ бўлган ўлчов асбобларига гальванометрлар дейилади. Агар гальванометрлар шкаласи амперларда даражаланган бўлса, бундай асбоб амперметр дейилади. Амалда миллиамперметр ва микроамперметрлар ҳам ишлатилади.

Морзе телеграфининг ишлаш принципи ҳам токнинг магнит таъсирига асосланган (134-расм). Бунда иккинчи ўтказгич сифатида Ердан фойдаланилган.

60-§. Ом қонуни. Ўтказгичнинг қаршилиги

Электр токи занжирда давомли оқиб туриши учун унинг учлари турлича потенциалга эга бўлиши керак. Бунинг учун заряд ташувчиларга электр майдон кучларидан ташқари, бу зарядларни кўчиришда иш бажаришга қодир бўлган чет кучлар таъсири қилиши лозим. Чет кучларнинг электр майдон кучларига қарши бажарган иши ҳисобига ток занжир бўйлаб узлуксиз оқиб туради. Ҳар қандай электр занжир бир-биридан тубдан фарқ қилувчи икки қисмдан иборат: занжирнинг ички қисми — электр энергия манбаидан иборат бўлиб, бу қисмда зарядлар чет кучлар таъсири йўналишида ҳаракатга келади, занжирнинг ташқи қисми — электр энергия истеъмолчисидир. Бунда зарядлар электр кучлар йўналишида ҳаракатланади. Ташқи занжирни ички занжирдан ажратиб турувчи нуқталар қўтблар дейилади. Занжирнинг ташқи қисмida зарядлар бир нуқтадан иккинчи нуқтага фақат потенциаллар айирмаси мавжуд

кинчи нуқтага фақат потенциаллар айирмаси мавжуд бўлгандагина ҳаракатланади. Шунинг учун берк занжирдан ток оқаётганда ташқи занжирда потенциал нуқтадан нуқтага камайиб боради. Шундай қилиб, қутблардан бирида занжирнинг бошқа нуқталарига қараганда жуда катта потенциал, иккинчисида эса жуда кичик потенциал бўлади. Энг катта потенциалга эга бўлган қутб мусбат қутб, энг кичик потенциалга эга бўлган қутб эса манфий қутб деб номланади. Электр занжир схемаларида 135-расмда кўрсатилган шартли белгилар қўлланилади.

Занжирнинг бирор қисмидан ток ўтганда шу қисм учун ток кучи билан кучланиш орасида маълум функционал боғланиш мавжуд бўлиб, у волт-ампер характеристикаси деб аталади. Ток кучини I билан кучланишини U орқали белгиласак, бу боғланишни қўйидагича ёза оламиз:

$$I = \sigma_o U. \quad (60.1)$$

	Ўтказгич
	Ўтказгичлар уланмасдан кесишган жой
	Ўтказгичлар уланиб кесишган жой
	Гальваник элемент
	Генератор
	Лампочка
	Резистор (истеъмолчи)
	Калит
	Клемма
	Амперметр
	Вольтметр
	Гальванометр

135-расм.

бу ерда σ_0 занжир қисмининг ўтказувчанлиги бўлиб, ток кучининг ўтказгич турига, унинг ўлчамларига ва ташки шароитга боғлиқлигини кўрсатади. Ўтказувчанлик ўтказгич учларидаги кучланиш бирга тенг бўлганда ўтказгичдан оқувчи токка миқдор жиҳатидан тенг бўлган катталикдир.

Электр ўтказувчанликка тескари бўлган $R = \frac{1}{\sigma_0}$ катталикка занжирнинг электр қаршилиги дейилади. Бу тушунчани (60.1) формулада кўлласак

$$I = \frac{U}{R} \quad (60.2)$$

ифодани ёза оламиз. Бу қонуният 1872 йили немис физиги Г.Ом (1787-1854) томонидан бир жинсли металл ўтказгичлар учун тажрибада аниқланган бўлиб, қуйидагида търифланади: занжирнинг бир қисмидаги ток кучи шу қисм учларидаги кучланишга тўғри пропорционал ва унинг қаршилигига тескари пропорционалдир. СИ системасида қаршилик бирлиги учун ом (Ом) қабул қилинган. Агар ўтказгичнинг учларида 1В кучланиш бўлганда ўтказгичдан 1 А ток оқса, бу ўтказгичнинг қаршилиги 1 Ом га тенг бўлади, яъни $1\text{Ом} = \frac{1\text{В}}{1\text{А}}$. Ўтказувчанлик ўлчов бирлиги сифатида сименс (см) қабул қилинган. Қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгич бўлагининг ўтказувчанлиги 1 сименсга тенг бўлади, яъни $1\text{См} = 1\text{Ом}^{-1}$.

Ўтказгичнинг қаршилиги унинг ўлчамларига ва материалига боғлиқ бўлади. Узунлиги l ва кўндаланг кесим юзаси S га тенг бўлган цилиндр шаклидаги ўтказгичнинг қаршилиги қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (60.3)$$

бу ерда ρ — ўтказгич қаршилигининг унинг материалига ва ташки шароитларга боғлиқлигини кўрсатувчи пропорционаллик коэффициенти бўлиб, ўтказгичнинг *солиштирма қаршилиги* дейилади. СИ системасида ўтказгичнинг *солиштирма қаршилиги* Ом · м ларда ўлчанади. Солиштирма қаршиликка тескари бўлган катталик модданинг *солиш-*

тирма ўтказувчанлиги деб аталади ва σ билан белгилана-ди:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \quad (60.4)$$

Солиширма ўтказувчанлик ўлчов бирлиги $1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Ўтказгич электр қаршилиги учун ёзилган (60.3) ифодани Ом қонунининг (60.2) ифодасига қўйсак:

$$\frac{I}{S} = \frac{U}{\rho l} \quad (60.5)$$

га эга бўламиз. Бунда $\frac{I}{S} = j$, $\frac{1}{\rho} = \sigma$, $\frac{U}{l} = E$ эканлигини ҳисобга олиб

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}. \quad (60.6)$$

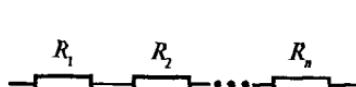
деб ёзамиз. Бу ифода Ом қонунининг дифференциал шакли бўлиб, ўтказгичнинг бирор нуқтасидаги ток зичлигини шу нуқтадаги электр майдон кучланганлиги билан боғлади.

Қаршилик занжирга икки хил усулда уланади. Агар қаршиликлар кетма-кет уланса (136-а расм), умумий қаршилик алоҳида қаршиликларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$R = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_{i=1}^n R_i. \quad (60.7)$$

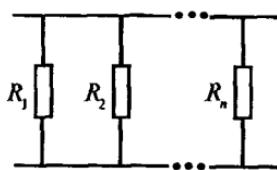
Қаршиликлар ўзаро параллел уланганда (136-б расм) умумий қаршиликтининг тескари қиймати алоҳида қаршиликлар тескари қийматларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}. \quad (60.8)$$



a)

136-расм.



б)

Ўтказгичнинг қаршилиги унинг температураси ўзгариши билан ўзгариб боради. Иситилганда металл ўтказгичларнинг қаршилиги ортади, электролит ва ярим ўтказгичларнинг қаршилиги эса камаяди. Тоза металларда хона температураси яқинида қаршилик ёки солиштирма қаршиликнинг температурага чизиқли боғланиши кузатиласди:

$$R = R_0(1 + \alpha t) \quad (60.9)$$

ёки

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (60.10)$$

бу ерда R_0 , ρ_0 лар 0°C температурадаги, R , ρ лар эса $t^{\circ}\text{C}$ температурадаги қаршилик ва солиштирма қаршиликлар. $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ бўлиб, қаршиликнинг температура коэффициенти дейилади ва температура 1 бирликка ўзарганда қаршиликнинг нисбий ўзгаришини кўрсатади. Тоза металлар учун $\alpha = \frac{1}{273} \frac{1}{\text{град}}$. Қаршиликнинг температура коэффициенти мусбат бўлиши ҳам, манфий бўлиши ҳам мумкин. Металларда температура ортиши билан қаршилик ортганилиги учун $\alpha > 0$, электролитларда ва ярим ўтказгичларда аксинча боғланиш кузатилганлигидан $\alpha < 0$.

Металлар қаршилигининг температурага боғлиқлигидан қаршилик термометрларини ясашда фойдаланилади. Қаршилик термометрлари кўпинча платинадан тайёрланади. Бундай термометрларнинг афзаллиги шундаки, симобли оддий термометрлардан фойдаланиш мумкин бўлмаган жуда паст ва жуда юқори температураларни градуснинг мингдан бир улушларига қадар аниқликда ўлчаш имконини беради.

61-§. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати. Жоуль—Ленц қонуни

Ҳар қандай занжирдан электр токи ўтганда зарядланган зарраларнинг тартибли кўчиши юз беради, яъни иш

бажарилади. Биз ўзгармас ток томонидан бажарилган ишни кўрайлик. Учларига U кучланиш қўйилган ўтказгичдан оқиб турган заряд миқдори q га тенг бўлса, у ҳолда бажарилган иш

$$A = qU \quad (61.1)$$

га тенг бўлади. $q = It$ эканлигини ҳисобга олсак

$$A = UIt \quad (61.2)$$

ифодани ҳосил қиласиз, яъни ўзгармас токнинг бажарган иши ўтказгич учларидағи кучланишнинг ундан оқаётган токка ҳамда шу ток ўтиб турган вақтга кўпайтмасига тенг.

Агар кучланиш вольт ҳисобида заряд миқдори кулон ҳисобида ўлчанса, (61.1) ифодадан ишнинг бирлиги жоуль бўлиши келиб чиқади:

$$1\text{Ж} = 1\text{В} \cdot 1\text{Кл}$$

(61.2) формулада кучланиш вольтларда, ток кучи амперларда, вақт эса секундларда ўлчанса, ишнинг бирлиги жоулларда келиб чиқади, яъни

$$1\text{Ж} = 1\text{В} \cdot \text{А} \cdot \text{с}$$

Электротехникада ишни жоулда эмас, балки ватт-соат ёки киловатт-соатларда ифодалаш қабул қилинган. Ўз навбатида $1\text{В} \cdot 1\text{А} = 1\text{Вт}$ ва $1000\text{Вт} = 1\text{kВт}$ бўлганлиги учун $1\text{Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^3 \text{Ж}$, $1\text{kВт} \cdot \text{соат} = 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ж}$.

Бир соат $3,6 \cdot 10^3$ дан ташкил топганлиги сабабли токнинг ишини ватт-соатларда ҳисоблаш учун юқорида келтирилган формулаларда вақтни соатларда олиш етарлидир. Токнинг бажарган иши электр счётчиклар билан ўлчаниб, киловатт-соат ҳисобида қайд қилинади.

Бажарилган A ишнинг шу ишни бажариш учун кетган t вақтга нисбати билан ўлчанадиган катталик қувват дейилади ва P ҳарфи билан белгиланади:

$$P = \frac{A}{t} \quad (61.3)$$

(61.2) ва (61.3) ифодалардан

ни ҳосил қиласиз, яъни ўтказгичнинг бирор бўлгадаги токнинг қуввати шу бўлақдаги кучланиш ва ток кучларининг қўпайтмасига тенг. (61.4) формуладан қувват ватт (Вт) ёки йирикроқ бирлик-киловатт (кВт) ларда ўлчаниши келиб чиқади. Ўзгармас ток занжирига амперметр ва вольтметрларни улаб, уларнинг кўрсатишларини қўпайтириб, занжирнинг шу қисмидаги қувватини топиш мумкин. Ток қувватини *ваттметр* деб аталадиган маҳсус асбоб билан ҳам ўлчаш мумкин.

Ўзгармас токнинг бажарган иши механик, химиявий, иссиқлик ва ёруғлик энергиялари кўринишида намоён бўлиши мумкин. Токнинг занжирда бажарган иши фақат ундан *Q* иссиқлик ажратиб чиқаришга сарф бўлади деб ҳисобласак, (61.2) ифодани қуйидагича ёза оламиз:

$$Q = UIt. \quad (61.5)$$

Агар ўтказгич бир жинсли бўлиб, бу ўтказгич бўлаги учун $U = IR$ Ом қонуни бажарилса, (61.5) қуйидаги кўринишини олади:

$$Q = I^2 Rt. \quad (61.6)$$

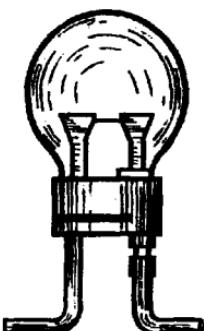
Бу ерда иссиқлик миқдори жоулда ифодаланган. Агар ишнинг ўлчов бирлигини жоульдан калорияга ўтказсак, у ҳолда (61.6) ни қуйидагича ёзамиз:

$$Q = 0,24 \cdot I^2 Rt, \quad (61.7)$$

яъни қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгичдан 1 с мобайнида 1 А ток ўтса, ўтказгичдан 0,24 кал иссиқлик миқдори ажралади. (61.7) математик ифода 1840 йили инглиз олими Ж. Жоуль (1818—1889) ва рус олимни Э. Ленц (1804—1865) лар томонидан бир-бирларига боғлиқ бўлмаган ҳолда топилганлиги учун Жоуль-Ленц қонуни дейилади. Бу қонун қуйидагича таърифланади: ўтказгичдан ток ўтганда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ток кучининг квадратига, ўтказгичнинг қаршилигига ва токнинг ўтиши вақтига пропорционалдир. Истеъмолчиларга ток келтирувчи симларнинг қизишишга сарф бўладиган энергия фойдасиз кетади.

Бу исрофларни камайтириш, айниқса электр энергияни узоқ масофаларга узатишда энг муҳим вазифалардан биридир. Электр энергияни узоқ масофаларга узатишда иссиқлик энергиясининг беҳуда ажралишини камайтириш учун симларининг қаршилигини иложи борича кичик қилиб олишга ва улардаги ток кучини камайтиришга ҳараткат қилинади. Бунда электр энергияни узатиш юқори кучланишда амалга оширади.

Электр энергиянинг иссиқлик энергиясига айланишидан техниканинг турли соҳаларида кенг фойдаланилади. 1874 йили рус муҳандиси А.Н. Лодигин (1874—1923) томонидан биринчи маротаба чўғланма лампа ихтиро қилинди (137-расм). Чўғланма лампанинг тузилиши шундайки, шиша баллонда мис электродлар орасига ингичка кўмир маҳкамлаб қўйилган. Электр токи ўтказилганда кўмир баллондаги кислород ҳисобига қисман чўғланади. Дастраси Лодигин лампалари 30 минут давомида ишлаган бўлса, кейинги такомиллаштиришлар натижасида унинг ишлаш муддати 6 ойга чўзилди. 1875 йили Нева дарёси устига Литейний кўпригини куришда сув ости ишларини бажаришда Лодигин лампаларидан фойдаланилган. 1890 йили Лодигин вольфрам толали лампа ихтиро қилди. 1913 йили ҳавоси сўриб олинган шиша лампа ичига инерт газ-argonнинг киритилиши вольфрам чулғамини температурасини 2400°C гача орттириш имконини берди. Ҳозирги вақтда ичига азот қамалган вольфрам толали лампалар тайёрланади. Толанинг температураси бундай лампаларда 2800°C га етади. Чўғланма лампалар ёрдамида иссиқлик энергиясининг ёруғликка айлантирилиши шаҳар ва қишлоқларни, кўчаларни, шахталарни, ишлаб чиқариш корхоналарини, хонадонларимизни ёритиш имконини берди. Керосин лампалари ўрнига электр лампаларининг ишлатилиши меҳнат унумдорлигини оширди, меҳнат ва дам олиш шароитларини яхшилади.

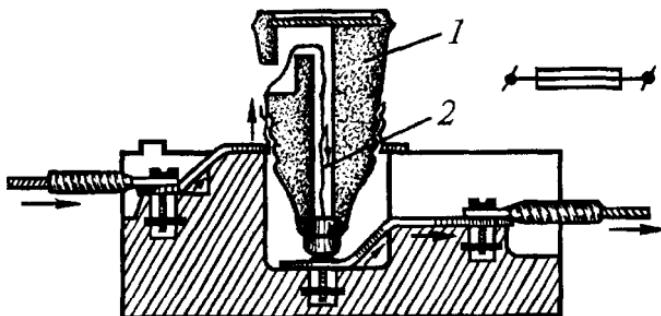


137-расм.

Баъзан электр қурилмаларининг бирор жойида симларининг изоляцияси шикастланиб, асосий симлар кичик қаршиликли

симларга уланиб қолиши мумкин. Бундай ҳолларда қисқа туташув юз беради. Генератор күтбларини жуда кичик қаршилигі үтказгыч билан туташиб қолиши қисқа туташув дейилади. Бу ҳолда ток кучи фақат генераторнинг тички қаршилигі билан чекланади. Қисқа туташув вақтида бир неча минг ампер ток үтади. Бундай кучли ток генераторни ишдан чиқарибгина қолмасдан, ҳатто ёнғинга сабаб бўлиши ҳам мумкин. Бундай хатарнинг олдини олиш учун электр занжирга кетма-кет қилиб катта токда осон эрувчан сақлагичлар уланади (138-расм). Юқори қисмида унинг шартли белгиси кўрсатилган. Сақлагичларда ток чинни тиқин 1 ичига жойлаштирилган ингичка мис ёки кўргошин 2 сим орқали стрелка билан кўрсатилган йўналишда оқади, қисқа туташувда ток мўлжалдан катталашиб кетганда сақлагич сими 2 эриб кетади ва занжир узилади.

Агар электр занжири кетма-кет уланган бир неча бўлакдан иборат бўлса, у ҳолда ҳар бир бўлакда ток ажратган иссиқлик миқдори шу бўлакнинг қаршилигига пропорционал бўлади. Бу қонуниятдан солиширма қаршилиги етарлича катта бўлган металларни (никель, тантал, молибден ва бошқаларни) пайвандлашда фойдаланиш мумкин. Бу ҳолда занжирнинг асосий қаршилигига пайвандланishi керак бўлган металлар қаршилигидан иборат бўлади. Мис контакт орқали улар уланганда Жоуль-Ленц иссиқлиги ажralади, натижада металлар эрийди ва бирбирига эриш нуқталарида пайвандланади.



138-расм.

Солиширма қаршилиги юқори бўлган ўтказгичлардан (масалан, нихром, молибден) электр токи ўтганда катта иссиқлик миқдори ажралиб чиқишидан қаршиликли электр печлар ясашда фойдаланилади. Бундай печларда 2000°C гача температура олиш мумкин. Бу печларда моддаларни қиздириш, эритиш, уларга ишлов бериш, тоблаш, цементлаш, эмаллаш, маҳсулотларни қуритиш каби жараёнлар амалга оширилади. Электр токининг иссиқлик таъсирига асосланиб ишлайдиган қурилмалар осон бошқарилганлиги, юқори фойдали иш коэффициентига эгалиги ва ишлаш жараёнида заарли газлар ажратиб чиқармаслиги сабабли амалда кенг қўлланилади. Чорвачилик билан шуғулланувчи хўжаликларда катта қаршиликка эга бўлган симлардан тайёрланган иситкичлар қишининг совуқ кунларида молларга бериладиган сув ёки озуқаларни бир оз илитиш учун қўлланилади. Бунинг учун ё маҳсус иситкич озуқа ичига туширилади, ё озуқа орқали электр токи ўтказилади. Шунингдек, чорвачилик фермаларида қотиб қолган озуқаларни буғлатиб юмшатиш учун маҳсус буғ қозонларидан фойдаланилади.

Турли хил қишлоқ хўжалик маҳсулотлари етиштириб бериш билан шуғулланаётган хўжалик иссиқхоналарida ҳавонинг температурасини нормал ушлаб туриш учун ҳам электр иситкичлар ишлатилмоқда. Айрим иссиқхоналарда тупроқ сиртидан 25-30 см чуқурликда ичиди спирали бўлган астбест трубалар ётқизилиб унинг ёрдамида тупроқ температурасини бир оз кўтариш ҳосилдорликни ошириш имконини беради.

Товуқ фермалари ва паррандачилик хўжаликларида иситкич-вентилятор қурилмалари ёрдамида қиши кунлари температурани 5-6°C да ушлаб, ҳавони доимий равишда тозалаб турилади. Инкубаторларда бир неча кун мобайнида температурани ўзгармас саклаш учун терморегуляторлардан фойдаланилади. Инкубатордаги температура 38°C дан ошиб кетса, терморегулятор автоматик равишда токни узади. Температура 37,7°C дан пасайса у токни улади. Бундан ташқари, инкубатор ичиди 21 кун мобайнида тахминан 40000 та тухумни бирдай температурада ушлаш,

намликини сақлаш, ҳавони алмаштириб туриш, тухум со-линган тарновларни айлантириб туриш учун бир неча электр двигателларидан фойдаланилади. Тухумдан чиққан жўжаларни тахминан 40 кун мобайнида ўзгармас илиқ температура шароитида ушлаб туриш учун ҳам маҳсус электр иситкичлар қўлланилади.

Дон ва бошқа қишлоқ ҳўжалик маҳсулотларини кури-тишда ҳам ишлаш принципи токнинг иссиқлик таъсирига асосланиб ишловчи маҳсус иситкичлардан фойдаланилади.

Ўтказгич қаршилигининг температурага чизиқли боғланиши (60,9) ҳар доим кузатилавермайди. Температуранинг нисбатан паст ёки юқори қийматларида бу боғланишдан четланишлар кузатилади. 1911 йили Голландия физиги Камерлинг-ОНнес симобнинг температураси 4,21 К гача пасайтирилса, унинг қаршилиги 500 марта камайишини, температура 2,19 К га teng бўлганда қаршилик деярли нолга teng бўлиб қолишини тажрибада аниқлади. Суюқ гелий температурасида кузатилган симобнинг бундай хусусияти ўта ўтказувчан ҳолат, унинг ўзига эса ўта ўтказувчан модда деб ном берилди. Уч йилдан кейин ўта ўтказувчан ҳолатда бўлган берк занжирда ток манбаи бўлмаса ҳам электр токи жуда узоқ вақт сақланиб туриши аниқланди. Кейинги йилларда етарлича паст температурада модда қаршилигининг сакраб нолгача камайиш ҳодисаси бир қатор металлар, ярим ўтказгичлар ва уларнинг турли қотишмаларида кузатилмоқда. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 1957 йилда квант механикаси ёрдамида назарий тушунтириб берилди. Бу назарияга кўра ўта ўтказувчан металлда электрон жуфтлари маълум тезликкача ишқала-нишсиз ҳаракатланиши мумкин. Заряд ташувчи зарралар ишқаланишсиз ҳаркатлангани учун ўта ўтказувчанлик ҳодисасида Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралмайди.

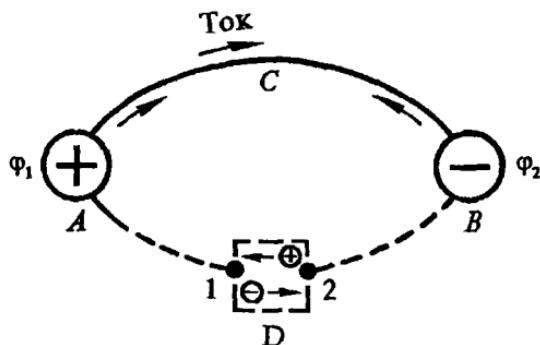
Ўта ўтказувчанлик ҳодисасидан турли магнит майдонларни ҳосил қилишда фойдаланиш мумкин. Юқори кучланганликли магнит майдон ҳосил қилиш учун электромагнит ўрамлардан катта ток ўтказиш зарур бўлади. Катта ток таъсирида қизиган ўрам, одатда, оқар сув ёрдамида совитилади. Ўта ўтказувчан моддалардан ясалган элек-

тромагнитлар сув билан совитиладиган электромагнитларга қараганда янада қучли магнит майдон ҳосил қилиш имконини беради. Бу усул иқтисодий томондан самара-ли бўлгани учун ўта ўтказувчан моддалар магнит майдон ҳосил қилувчи йирик қурилмаларда тобора кенг қўлла-нилоқда.

Электр энергияни йўқотишиз узатиш мақсадларида ҳам ўта ўтказувчаникдан фойдаланиш мумкин. Бундай узатиш тармоқлари яратилган, лекин ҳозирги вақтда улар гелий температурасигача совитиш учун қилинадиган катта харажатлар туфайли самарали эмас. Агар жуда ҳам паст бўлмаган температураларда ўта ўтказувчаник хоссасига эга бўлган моддалар топилса, у ҳолда ўта ўтказувчаникдан фойдаланиш имкониятлари анча кенгаяр эди. Ҳозирги кунгача соғф необийда 9 К да, необий-қалай қотишмасида 18 К да, необий-германий қотишмасида 23 К температураларда ўта ўтказувчаник кузатилган. Юқори температурали ўта ўтказгичларни қидириш ва топиш ул-кан техник ўзгаришларга олиб келиши муқаррардир.

62-§. Электр юритувчи куч. Берк занжир учун Ом қонуни

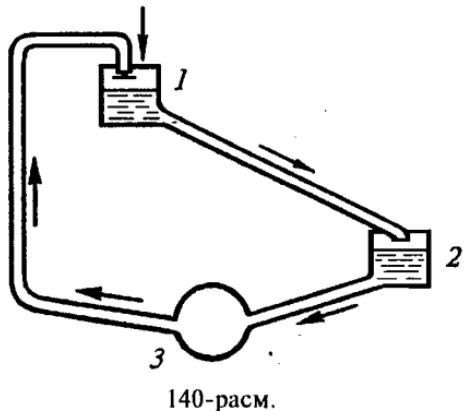
Потенциаллари φ_1 ва φ_2 бўлган иккита зарядланган A ва B жисмлар берилган бўлсин (139-расм). Агар бу жисмлар бирор C сим билан бир-бирига уланса A дан B га томон йўналган электр майдони ҳосил бўлади ва бу майдон таъ-



139-расм.

сирида мусбат зарядлар *ACB* йўналишида, манфий зарядлар эса *BCA* йўналишида ҳаракатга келади, яъни *A* дан *B* га йўналган электр токи оқа бошлайди. Электр зарядларнинг ҳаракати ўтказгич учларидаги потенциаллар тенглашгунча давом этади. φ_1 ва φ_2 потенциаллар тенглашганда мусбат ва манфий зарядлар бирлашади. Ўтказгичдан доимий ток оқиб туриши учун унинг учлари орасига бирлашган зарядларни ажратиб турувчи бирор қурилма ўрнатиш керак.

Бу ҳодисани икки хил баландликда жойлашган *1* ва *2* идишлар орасидаги босимлар фарқи туфайли содир бўладиган суюқлик оқишига ўхшатиш мумкин (140-расм). Оғирлик кучи таъсирида суюқликнинг оқиши туташ идишлардаги суюқлик сатҳлари тенглашгунча давом этади. Суюқликнинг система бўйлаб узлуксиз оқиб туриши учун уни *1*-идиш жойлашган баландликка кўтариб берувчи *3* насос бўлиши зарур. Худди шунингдек, электр занжирида ҳам *A* ва *B* учлар орасида потенциаллар фарқини юзага келтириб турувчи *D* қурилма бўлмаса, зарядларнинг узлуксиз ҳаракатланишига эришиб бўлмайди (139-расмга қ.). Бундай қурилма электр токининг манбай дейилади ва унинг ёрдамида ўтказгичнинг *A* учини мусбат заряд билан ва *B* учини эса манфий заряд билан доимий таъминлаб турилади. Ток манбай вазифасини, масалан, механик энергияни электр энергияга айлантириб берувчи генераторлар, электролит ва электродлар орасида юз берувчи химиявий реакция энергиясини электр энергияга айлантириб берувчи гальваник элемент ёки аккумуляторлар бажариши мумкин. Ток манбай ичидаги зарядларнинг ҳаракатини таъминловчи кучларга чет кучлар дейилади. Бу кучлар электростатик характеристига эга бўлмасдан электр зарядларнинг бир-бираидан ажралишига олиб келади.



140-расм.

Ток манбайнинг ичидаги (ички занжирда) бошқа тур энергияларнинг (масалан механик, химиявий ва ҳ.к.) электр энергияга айланиши, ташқи занжирда эса электр энергиянинг бошқа тур энергияларга айланиши кузатилади. Ташқи ва ички занжирларни туташтирувчи 1 ва 2 нуқталар ток манбайнинг қутблари дейилади. Юқори потенциалга эга бўлган қутб мусбат, паст потенциалга эга бўлган қутб эса манфий қутб деб аталади. Ташқи занжирда электр токи мусбатдан манфий қутбга, ички занжирда эса, аксинча, манфийдан мусбат қутб томон оқади.

Чет кучлар таъсирида ички занжирда электр зарядларини бир-биридан ажратиш ва берк занжир бўйлаб қўчириш учун ток манбаи томонидан маълум иш бажарилиши керак. Берк занжир бўйлаб q заряд қўчирилаётган бўлса, у ҳолда бажарилган иш

$$A_r = \epsilon q \quad (62.1)$$

га тенг бўлади. Бу ерда ϵ ток манбайнинг электр юритувчи кучи (Э.Ю.К) бўлиб, бирлик, мусбат зарядни берк занжир бўйлаб қўчиришда бажарилган ишни англатади. (62.1) формулани (56.4) ифода билан солишириб Э.Ю.К. кучланиш бирлигида, яъни вольтларда ўлчанишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Шундай қилиб, берк занжирда Э.Ю.К. бўлгандагина ундан давомли ток оқиши мумкин. Агар C ўтказгич олиб ташланса (139-расмга к.), у ҳолда катта A ва B нуқталарда мусбат ва манфий зарядлар тўпланиши электр ва чет кучлар тенглашгунча давом этиб, бу нуқталар орасидаги кучланиш ток манбайнинг Э.Ю.К. га тенг бўлиб қолади. Занжирнинг бу ҳолати “учлари узилган ҳолат” дейилади. Аккумуляторларни зарядлашда унинг “қисқичлари” ўзининг Э.Ю.К. га қараганда каттароқ кучланиш манбаига уланади. Бунда ток манбаидан чет кучларга қарши йўналган ток оқади, яъни аккумулятор ичидаги химиявий реакция тескари йўналишида юз беради. Бошқача айтганда, аккумулятор зарядланади.

Ток манбаи томонидан бажарилган ишни ташқи ва ички занжирларда бажарилган ишларнинг йифиндисидан иборат деб ҳисоблаб:

$$\mathcal{E}q = I^2Rt + I^2rt \quad (62.2)$$

деб ёза оламиз. Бу ерда R ва r — занжирнинг ташқи ва ички қаршиликлари. Агар (62.2) ни $q = It$ га бўлиб юборсак, у ҳолда

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \quad (62.3)$$

ифодага эга бўламиз. Бу ифоданинг маҳражида турган $R + r$ йиғинди занжирнинг тўла қаршилиги дейилади. (62.3) муносабат берк занжир учун *Ом* қонуни бўлиб, у қуйидагича таърифланади: берк электр занжирдаги ток кучи электр юритувчи кучга тўғри пропорционал, занжирнинг тўла қаршилигига тескари пропорционал.

Ток манбаининг электр юритувчи кучи катталик жиҳатидан ички занжирда бирлик электр заряд олган энергияга тенг, кучланиш эса унинг ташқи занжирда йўқотган энергиясига тенг. Бундан ташқари бу заряд ички занжирда $I \cdot r$ энергия йўқотади. Бу энергия ток манбаида иссиқлик ажралишига сарф бўлади. Занжирда энергия ҳосил бўлмаганлиги ва йўқолмаганлигидан энергиянинг сақланиш қонуни асосида

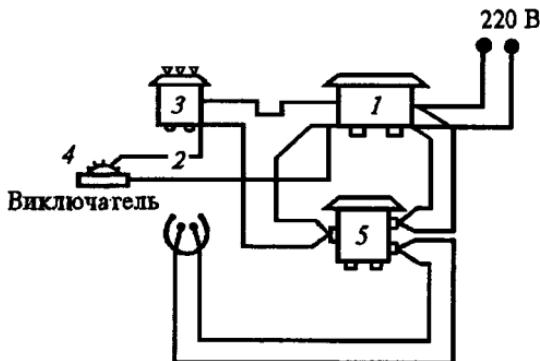
$$\mathcal{E} = U + Ir \quad (62.4)$$

деб ёза оламиз. Бундан

$$U = \mathcal{E} - Ir \quad (62.5)$$

Бу ерда $I \cdot r$ занжирнинг ички қисмидаги кучланиш бўлиб, занжирнинг ташқи қисмидаги кучланишнинг Э.Ю.К. дан шу катталикка камлигини кўришимиз мумкин. (62.5) формуладан кўринадики, ташқи қаршилик (R) ички қаршилик (r) дан қанча катта бўлса, ток манбаининг ичидаги кучланиш тушуви $I \cdot r$ шунчалик кичик бўлади, яъни $R >> r$ бўлса, $U \approx \mathcal{E}$ бўлади. Бу ҳолда Э.Ю.К. «учлари очиқ» ўтказгич учларидаги кучланишга тенг бўлади. Агар ташқи қаршилик ички қаршиликдан жуда кичик бўлса, у ҳолда (62.5) да $U \ll \mathcal{E}$ бўлади. Бу ҳолат қисқа туташув ҳолати дейилади. Бунда $R \ll r$ бўлгани учун (62.3) дан

$$I_{K.m.} = \frac{\mathcal{E}}{r} \quad (62.6)$$



141-расм.

деб ёза оламиз. $I_{k.m}$ қисқа туташув токи дейилади. Шундай қилиб ток манбайнинг сифати фақат унинг Э.Ю.К. билан эмас, балки ички қаршилиги билан ҳам аниқланар экан. Ҳар қандай ток манбаига ташқи истеъмолчини улашда $R >> r$ шартнинг бажарилишига амал қилиш керак. Бу шарт бажарилмаса, ток манбай энергияси бехуда сарфланаб, унинг қизиши ёки овоз чиқариши ва ҳатто ишдан чиқиши ҳам мумкин.

Техникада қисқа туташув ҳодисасидан металларни бир-бирига пайвандлашда фойдаланилади. Ўзгарувчан токда ишловчи электр пайвандлаш қурилмасининг схемаси 141-расмда кўрсатилган. Пасайтирувчи трансформатор 1 дан дроссель 3 орқали берилган кучланиш 2 электрод ва 4 пайвандланувчи металл орасида қисқа туташув токини юзага келтиради. Дроссель ёрдамида пайвандлаш токининг катталигини ўзгартириш мумкин. Пайвандлаш қурилмасига уланган активизатор (5) ёрдамида токнинг частотаси ўзгартирилади ва электрод билан пайвандланувчи металл орасида барқарор электр ёйи ҳосил бўлади.

63-§. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қоидалари

Кўп ҳолда ўзгармас электр токи тармоқланган электр занжирни бўйлаб оқиши мумкин. Тармоқланган занжирларда ток, қаршилик ва Э.Ю.К. лардан иккитаси маълум бўлса,

учинчисини ҳисоблаб топиш анча қийинчилик туғдиради. Бу муаммони ечишда Г. Кирхгоф (1824-1887) томонидан яратилган қоидалар анча қўл келади. Тармоқланган занжирда камида учта ўтказгич учрашадиган нуқта тугун дейилади. 142-а расмда кўрсатилган О тугунда A , B , C симлар туташади. Занжирнинг ҳар бир бўлаги мос равишда R_1 , R_2 , R_3 қаршиликларга ва улардан оқувчи I_1 , I_2 , I_3 ток кучларига эга. Токлар тугунга кираётган бўлса, (I_1 , I_2) мусбат деб, чиқаётган бўлса (I_3) манфий деб ҳисоблаймиз. У ҳолда О тугундаги ток ўзгармас ток эканлигини ҳисобга олиб

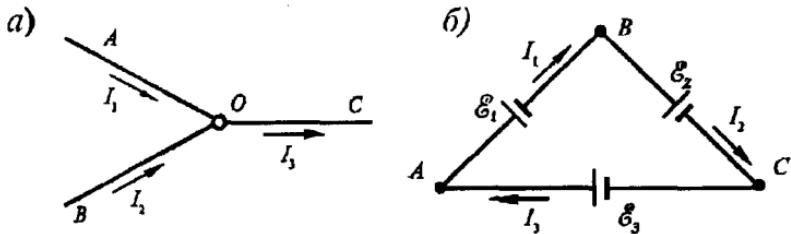
$$I_1 + I_2 - I_3 = 0 \quad (63.1)$$

деб ёза оламиз. Бу ифода ихтиёрий тугун учун ўринли бўлганлигидан уни умумлаштирасак,

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0 \quad (63.2)$$

бўлади. Бу ифода тугунга келувчи токларнинг алгебраик йифиндиси шу нуқтадан вақт бирлигига ўтувчи зарядлар оқимидан иборат эканлигини назарда тутиб ёзилди (63.2) формула Кирхгофнинг биринчи қоидасини ифодалайди: *тугунга келувчи ва тугундан чиқиб кетувчи токларнинг алгебраик йифиндиси нолга tengdir*. Агар (63.2) ифода бажарилмаса тугунда заряд миқдори вақт ўтиши билан ё ортиб кетади, ё камайиб кетади. Заряд миқдорининг бундай ўзгариши ўзгармас ток тушунчасига зиддир.

Кирхгофнинг иккинчи қоидаси ихтиёрий берк контурга тегишлидир. Бизга $ABC A$ кўринишидаги контур берилган бўлсин (142-б расм). Контур бир жинсли бўлмаган AB , BC ва CA қисмлардан иборат бўлиб, ҳар бир қисмда ток куч-



142-расм.

лари мос равишда I_1 , I_2 , I_3 Э.Ю.К ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 қаршиликлари (шу жумладан ички қаршиликлар) R_1 , R_2 , R_3 бўлсин. Контурни маълум йўналишда, масалан, соат стрелкаси ҳаракати йўналишида айланганда, йўналиши айланиш йўналиши билан бир хил бўлган токларни мусбат, айланиш йўналишига қарама-қарши йўналган токларни манфий деб ҳисоблаймиз. Худди шунингдек, айланиш йўналишида потенциални камайтирувчи Э.Ю.К. ларни манфий деб, потенциални оширувчи Э.Ю.К. ларни мусбат деб оламиз. Контурнинг ҳар бир қисми учун Ом қонуни (62.5) ни қўллаб, қўйидаги ифодаларни ёза оламиз:

$$\begin{aligned} U_A - U_B &= I_1 R_1 - \epsilon_1, \\ U_B - U_C &= I_2 R_2 - \epsilon_2, \\ U_C - U_A &= I_3 R_3 - \epsilon_3. \end{aligned} \quad (63.3)$$

Бу тенгликларни ҳадма-хад қўшиб, чап қисмларининг йигиндиси нолга тенг бўлганилиги учун қўйидаги ифодага эга бўламиш:

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 \quad (63.4)$$

ҳар қандай ёпиқ контур учун бу ифодани умумий кўришида қўйидагича ёза оламиш:

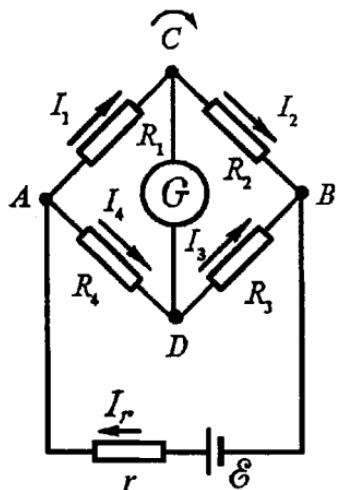
$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n \epsilon_i \quad (63.5)$$

Бу формула Кирхгоф иккинчи қоидасининг ифодаси бўлиб, қўйидагича таърифланади: *тармоқланган электр занжир ихтиёрий берк контуридаги айрим қисмлар ток кучларининг шу қисмлар қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йигиндиси ушбу контурдаги барча Э.Ю.К. ларнинг алгебраик йигиндисига тенг*.

Тугунлар ва контурлар учун ёзилган Кирхгофнинг (63.2) ва (63.5) тенгламалари мураккаб занжирларда ток кучи, қаршилик ва Э.Ю.К. ларни ҳисоблаш имконини беради. Бунда тугун, контур, токнинг йўналиши танлаб олинади ва Кирхгоф қоидалари асосида тузилган тенгламаларнинг сони изланаётган катталиклар сонига тенг бўлиши керак. Мисол тариқасида Уитстон (1802-1875) кўприги схемаси ёрдамида қаршиликни топишни кўрамиз (143-расм). R_1 ,

R_2 , R_3 , R_4 қаршиликлар кўприк елкаларини ташкил этади. A ва B нуқталар орасига Э.Ю.К. \mathcal{E} ва ички қаршилиги r бўлган ток манбай, C ва D нуқталар орасига эса ички қаршилиги R_0 га тенг бўлган гальванометр уланган. A , B ва C тагунлар учун Кирхгофнинг биринчи қоидасини қўлласак

$$\begin{aligned} I_r - I_1 + I_4 &= 0, \\ I_2 + I_3 - I_r &= 0, \\ I_1 - I_2 - I_0 &= 0. \end{aligned} \quad (63.6)$$



143-расм.

$ACBEA$, $ACDA$, $CBDC$ контурлар учун Кирхгофнинг иккичи қоидасини қўллаб,

$$\begin{aligned} I_r R_1 + I_1 R_1 + I_2 R_2 &= \mathcal{E}, \\ I_1 R_1 + I_0 R_0 + I_4 R_4 &= 0, \\ I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_0 R_0 &= 0. \end{aligned} \quad (63.7)$$

деб ёза оламиз. Агар барча қаршилик ва Э.Ю.К. лар маълум бўлса, у ҳолда охирги 6 та тенгламаларни ечиб, но маълум токларни топиш мумкин. R_1 , R_3 ва R_4 қаршиликларни ўзгартириб гальванометр орқали ўтувчи токни нолга тенглаш мумкин. Яъни $I_0 = 0$, у ҳолда (63.6) дан

$$I_1 = I_2 \text{ ва } I_3 = I_4. \quad (63.8)$$

(63.7) дан эса

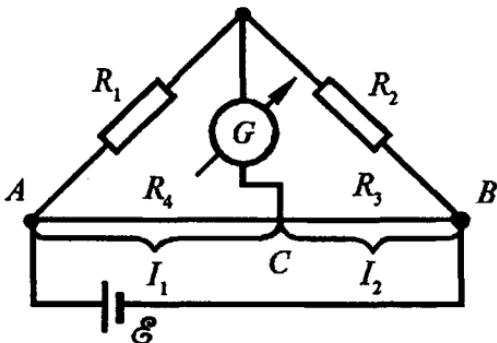
$$I_1 R_1 = I_4 R_4 \text{ ва } I_2 R_2 = I_3 R_3. \quad (63.9)$$

Ҳосил қилинган (63.8) ва (63.9) формулалардан

$$\frac{R_1}{R_4} = \frac{R_2}{R_3} \text{ ёки } R_1 = \frac{R_2 R_4}{R_3} \quad (63.10)$$

келиб чиқади.

Шундай қилиб, Уитстон кўпригининг елкаларида қаршиликлар тенглашганда гальванометр бўйича оқувчи ток нольга тенг бўлади, яъни $I_0 = 0$. Бу ҳолда номаълум қарши-



144-расм.

қаршиликлар ўрнида катта солишишторма қаршиликка эга бўлган симлар (реохордлар) ишлатилади ва шунинг учун (63.10) ифодада $\frac{R_4}{R_3}$ ўрнига $\frac{I_4}{I_3}$ олинади, яъни

$$R_1 = R_2 \frac{I_4}{I_3}. \quad (63.11)$$

бу ердаги I_3 ва I_4 ўтказгич узунликларини шкаладан олиб, R_2 маълум қаршиликни ҳисобга олган ҳолда номаълум R_1 қаршиликни (63.11) формуладан ҳисоблаб топилади.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

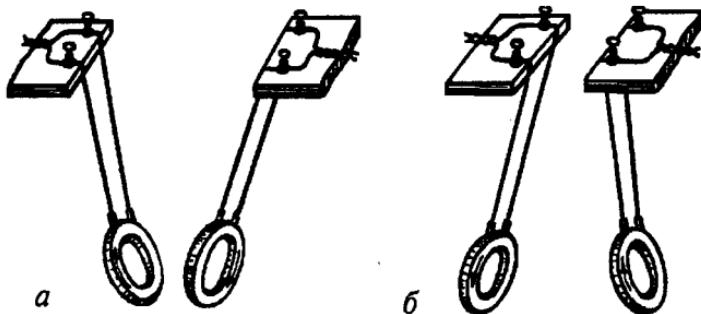
1. Электр токининг қандай таъсирлари мавжуд?
2. Электр токини характерловчи қандай физик катталикларни биласиз?
3. Ўтказгичнинг қаршилиги температурага қандай боғланган?
4. Ўта ўтказувчанлик ҳодисасини биласизми?
5. Кучланганлик ва электр юритувчи куч орасидаги фарқ нимадан иборат?
6. Занжирда кузатиладиган қисқа туташув ҳодисасини Ом қонуни асосида тушунтириб беринг.
7. Ўтказгичдан ток ўтганда ажralиб чиқадиган иссиқлик миқдори нималарға боғлиқ?
8. Электр занжирга кетма-кет уланадиган сақлагичнинг вазифаси нимадан иборат?
9. Тармоқланган занжирлар деганда қандай занжирларни тушунасиз?
10. Кирхгоф қоидаларини реохордли Уитсон кўпригига кўлланг.

ликни аниқлашда ток манбаининг Э.Ю.К. ва қаршилиги, шунингдек, гальванометрнинг ички қаршилиги иштирок этмайди. Кўп ҳолда номаълум қаршиликни аниқлаш учун реохордли Уитсон кўприги (144-расм) кўлланилади. Бу курилмада R_3 ва R_4

XII б о б. МАГНИТ МАЙДОН

64-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси

Моддаларнинг магнит хусусиятларидан эрамиздан олдинги эрадаёқ фойдаланилган. Қадимги Хитойда магнит стрелка ёрдамида йўналишлар аниқланган. Кейинроқ Европада кемаларни бошқаришда магнит материаллар ишлатилган. Табиий магнитлар ва уларнинг тортиш қобилиятлари қадимги Грециянинг Магнезия шаҳрида аниқлангандигидан грекча «магнетизм» ибораси келиб чиққан. Токли ўтказгичнинг магнит стрелкага таъсирини ўрганган Эрстед ўтказгич атрофида магнит майдон ҳосил бўлишини тажрибада аниқлаган (59-§ га қ.). Эрстед билан деярли бир вақтда Ампер (1775-1836) ҳам токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирини тажрибада ўрганиб, магнетизмга оид таълимотнинг дастлабки гипотезасини берган. Металл симдан ясалган иккита бир хил фалтак олайлик ва уларнинг ўқлари бир тўғри чизиқда жойлашадиган қилиб осиб қўяйлик (145-расм). Фалтакларнинг учларини ток манбаларига улаб улардан бир хил йўналишда ток ўтказилса, фалтакларнинг бир-бирига тортилишини (145-а расм), агар ҳар хил йўналишда ток ўтказилса, уларнинг бир-биридан итарилишини (145-б расм) кузатиш қийин эмас (116-расм билан солишистиринг). Демак, бир-биридан бирон масофа да жойлашганда токли ўтказгичлар орасида ўзаро таъсир юз беради. Токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирига сабаб,



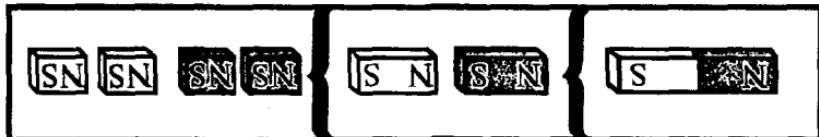
145-расм.

улар атрофида махсус табиатли магнит майдон ҳосил бўлишидир. Бошқача айтганда, ҳар бир токли ўтказгич атрофидаги фазода магнит майдон юзага келади ва шунинг учун, токли ўтказгичлар орасида ўзаро таъсири кузатилади. Шундай қилиб, бир хил йўналишдаги токлар оқаётган ўтказгичлар ўзаро тортишади, қарама-қарши йўналишдаги токлар оқаётган ўтказгичлар эса бир-биридан қочади, деган муҳим хуносага келамиз.

Турли токларнинг магнит майдонлари қўшилганда бир-бирини кучайтириши ёки сусайтириши мумкин. Иккита ғалтакни бир-бирига боғлаб, улардан бир хил йўналишда ток ўтказилганда умумий майдон кучаяди, қарама-қарши йўналишда ток ўтказилганда натижавий майдон кучсиз бўлади. Демак, бир хил йўналишдаги токларнинг магнит майдонини қўшиб, натижавий майдонни кучайтириш, қарама-қарши йўналишдаги токларнинг магнит майдонини қўшиб эса, магнит майдонни сусайтириш мумкин экан.

Эрстед ва Ампер тажрибаларининг фарқи шундаки, Эрстед токли ўтказгичнинг магнит стрелкага таъсирини ўрганган бўлса, Ампер иккита токли ўтказгичнинг ўзаро таъсирини кузатди ва таҳлил қилди. Бу тажрибаларнинг хуносаси шуки, токли ўтказгичнинг майдони билан магнит стрелкасининг майдони бир хил табиатга эга. Ампер таълимотига кўра, модданинг магнит хоссалари шу модданинг ички тузилиши билан узвий боғлиқ бўлади. Бу назарияда электронларнинг ядро атрофидаги берк қобиқлар бўйича ҳаракати, берк занжирдаги токка ўхшаш микротоклар ҳосил қиласди деб қаралади. Шундай экан, ҳар бир молекула ёки атом атрофида ички магнит майдон ҳосил бўлади. Моддани ташкил этган молекула ва атомларнинг жойлашиши ва улардаги электронларнинг ҳаракатига қараб ҳар бир модда ўзининг натижавий магнит майдонига эга бўлади. Бу майдоннинг хусусиятига қараб ташқи майдон турлича таъсири кўрсатади. Жисм молекулалари тартибсиз жойлашганда уларнинг майдонлари бир-бирини сусайтиради ва жисм атрофида магнит майдон бўлмайди. Агар молекулалар уларнинг майдонлари ўзаро бир-бирини кучайтирадиган қилиб тартибли жойлашган бўлса, жисм атрофида майдон мавжуд бўлади. Бу май-

доннинг ҳосил бўлиши қўйидагича тушунтирилади: баъзи моддаларнинг атомларида, масалан, темир атомларида шундай электронлар ҳам бўладики, улар ядро атрофидаги орбиталарда ҳаракатланиш билан бирга худди пирилдоққа ўхшаб, ўз ўки атрофида ҳам айланади. Бундай электронларнинг магнит майдони жуда кучли бўлади ва улар фазода қўшилиб кучли магнит майдонни вужудга келтиради. Атом магнит майдонларининг ўзаро таъсири натижасида кристалл панжарада мустақил магнитланган соҳалар юзага келадики, бу соҳалар *доменлар* деб аталади. Бундай жисмларга эса *магнитлар* дейилади. Масалан, темирни токли фалтак ичига жойлаб магнитлаш мумкин. Ташқи магнит майдонга киритилган пўлатнинг маҳсус нави майдон таъсири йўқотилганда ҳам магнитланганича қолади. Бундай доимий магнитлар таркибида темир бўлган жисмларни ўзига тортади. Ҳар бир магнитнинг асосан учлари катта тортиш кучига эга. Магнитнинг ўртасига яқинлашган сари бу куч камайиб, қоқ ўртасида нолга тенг бўлади. Учликка ўрнатилган узунчоқ магнит стрелканинг учлари *магнит қутблари* дейилади. Стрелканинг шимолни кўрсатувчи кутби шимолий (*N*) ёки *мусбат қутуб* деб, жанубни кўрсатувчи учи жанубий (*S*) ёки *манғий қутуб* деб қабул қилинган. Тажрибаларнинг кўрсатишича магнитларнинг ҳар хил қутблари тортишади (54-§ га қ.). Магнит қутблар фақат жуфт-жуфт бўлиб учрайди. Битта магнит қутбни ҳеч қандай йўл билан олиш мумкин эмас. Агар доимий магнитни иккига бўлинса, ҳар бири жанубий ва шимолий қутбларга эга бўлган иккита магнит ҳосил бўлади (146-расм). Бу магнитларни яна бўлсак ҳар бири *N* ва *S* қутбларга эга бўлган тўртта магнит ҳосил бўлади ва ҳ.к. Магнитни ҳатто айрим атомлар кўринишигача майдаланса ҳар бир атомни *N* ва *S* қутбларини бир-биридан ажратиш мумкин эмас экан.



146-расм.

Электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги электр майдонни баҳолаш учун «синов заряди» дан фойдаланган эдик (55-ға қ.). Магнит майдонни характерлаш учун «синов контури»дан фойдаланамиз (147-расм). Синов контурининг магнит майдонга киритилиши майдонга сезиларли таъсир кўрсатмаслиги керак. Бу шарт бажарилиши учун контурнинг ўлчамлари ва ундан оқувчи ток кучи мумкин қадар кичик бўлиши керак. Магнит майдон токли рамкага йўналтирувчи таъсир кўрсатади ва рамка ўз ўқи атрофида бурилади. Бунга сабаб шуки, магнит майдонда рамкага

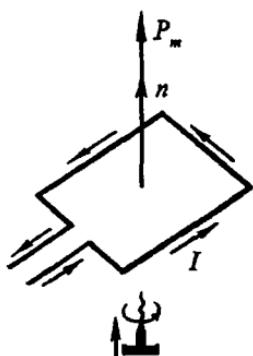
$$\bar{M} = IS\bar{B} \sin \alpha \quad (64.1)$$

катталиқдаги куч моменти таъсир этади. Бу ерда \bar{B} магнит майдон индукция вектори, I рамкадаги ток кучи, S рамканинг юзи ва α куч чизиқлари билан рамка текислигига ўтказилган перпендикуляр орасидаги бурчак. Катталик жиҳатидан I ток кучи билан S контур юзи қўпайтмасига тенг бўлган ва контур юзига ўтказилган перпендикуляр бўйлаб йўналган

$$\bar{P}_m = IS\bar{n} \quad (64.2)$$

вектор контурнинг магнит моменти дейилади, бу ерда \bar{n} перпендикуляр йўналишдаги мусбат бирлик вектор. Магнит моментни рамка текислигига тик чизиқда жойлашган вектор деб қараш қулий бўлганлиги учун IS ни \bar{n} га қўпайтириб ёздик.

Магнит момент катталиги рамканинг магнит майдон билан ўзаро таъсирини тўла характерлайди. Бирида катта ток ва кичик юза, бошқасида кичик ток ва катта юза бўлган иккита рамка оламиз. Агар уларнинг магнит моментлари бирдай бўлса, улар магнит майдонда ўзларини бирдай тутади. Агар рамка кичик бўлса, у ҳолда унинг магнит майдон билан ўзаро таъсири рамка шаклига боғлиқ бўлмайди. Магнит моменти векторининг йўналиши «парма қоидасига» кўра аниқланади (147-расмга қ.): пармани



147-расм.

рамка текислигига тик жойлаштирилиб, парманинг дастанини ток йўналишида айлантирсак, парманинг ҳаракат йўналиши магнит момент вектори йўналишини кўрсатади. Шундай қилиб, \vec{P}_m магнит моменти рамка текислигига тик йўналган вектордир.

Токли рамка магнит майдонда шундай бурилишга ҳаракат қиласиди, унинг магнит моменти \vec{P}_m магнит майдон индукция вектори \vec{B} бўйича жойлашишга интилади. Бу икки вектор орасидаги бурчак $\alpha = 90^\circ$ бўлган вазиятда контурга магнит майдон томонидан таъсир этувчи айлантирувчи момент модули максимал қийматга эришади. Магнит майдонга магнит моментлари ҳар хил бўлган контурларни киритсак, уларга таъсир этувчи айлантирувчи моментларнинг максимал қийматлари ҳам турлича бўлади. Бироқ ихтиёрий танлаб олинган нуқта учун момент максимал қийматининг магнит моментига нисбати ўзгармас катталик бўлиб, магнит индукция дейилади, яъни

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m}. \quad (64.3)$$

Магнит индукция ўлчов бирлиги тесла (Тл) дир. (64.3) га кўра

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н}\cdot\text{м}}{1 \text{ А}\cdot\text{м}^2} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{А}\cdot\text{м}}.$$

Магнит майдонни чизмада тасвирлаш учун магнит индукция чизиқларидан фойдаланилади. Магнит индукция чизиги деб шундай чизиққа айтилади, бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма магнит индукция векторининг йўналиши билан мос тушади. Электр майдон куч чизиқлари мусбат заряддан бошланиб манфий зарядда тугар эди. Бироқ магнит майдон куч чизиқларининг бошланиши ҳам охири ҳам йўқ. Масалан, стержень шаклидаги ўзгармас магнитнинг куч чизиқлари шимолий кутбдан чиқиб, жанубий кутбга кирса ҳам, улар узилмайди ва магнитнинг ичидагавом этиб туташиб кетади. Турли шаклга эга бўлган токли ўтказгич атрофига сепилган темир қипиқларнинг ўтказгич атрофида берк чизиқлар бўйлаб жойлашиши буни исботлайди. Ўтказгичдаги токнинг йўналишини ўзгартирсак, магнит индукция

чизиқларининг шакли ўзгармайди, бироқ чизиқларнинг йўналиши қарама-қарши томонга ўзгаради ёки ўтказгич яқинига жойлаштирилган магнит стрелканинг кўрсатиши 180° га ўзгаради. Тўғри токнинг магнит майдони ўтказгичга перпендикуляр текисликда жойлашган концентрик айланалардан иборат бўлади.

Ток ҳосил қилган магнит майдон индукция чизиқлари йўналиши ўнг парма қоидасидан аниқланади: *агар парманинг илгариланма ҳаракати ўтказгичдаги токнинг йўналишига мос келса, парма дастасининг айланниш йўналиши магнит майдон индукцияси чизигининг йўналишини кўрсатади.*

Фазонинг ҳар бир нуқтаси орқали фақат битта индукция чизиги ўтади. Шунинг учун индукция чизиқлари ҳеч қаерда бир-бири билан кесищмайди, индукция чизиқлари ҳар доим берк бўлган майдон *уормали майдон* дейилади.

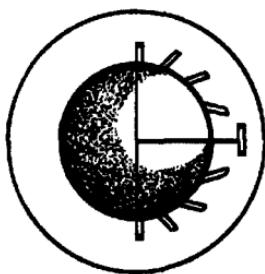
Табиатда электр токисиз магнит майдон ва магнит майдонсиз электр токи бўлмайди. Электр токи зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракатидан иборатлигидан, *магнит майдон ҳаракатдаги зарядлар атрофида юзага келади ва у фақат ҳаракатдаги зарядларга таъсир кўрсатади* деган муҳим холоса чиқарамиз. Моддаларнинг магнит хусусиятлари уларни ташкил этган атомлардаги электронларнинг қўзғалмас ядро атрофида маълум орбиталар бўйича айланиш натижасида юзага келадиган микротоклар билан тушунтирилади.

Токли ўтказгичлар магнит майдонларининг кўриниши уларнинг шаклига боғлиқ бўлади. Етарлича узунликдаги ғалтак ичиди магнит куч чизиқлари тўғри чизиқдан иборат бўлади ва бундай майдон бир жинсли бўлади. Кўп ҳолда бир жинсли магнит майдон олиш учун тўғри магнитни эгиб *C* шаклига келтирилади ва унинг учлари орасидаги магнит майдонни бир жинсли деб қабул қилинади. Тажрибани бир жинсли турли кучлангайликли магнит майдонида ўтказишга тўғри келса, *C* шаклидаги магнит устига сим ўралади ва ундан ток ўтказилади. Бунда ҳосил бўлган магнит майдоннинг катталиги ток кучига пропорционал бўлади. Электромагнитларнинг ишлаш принципи шунга асослангандир.

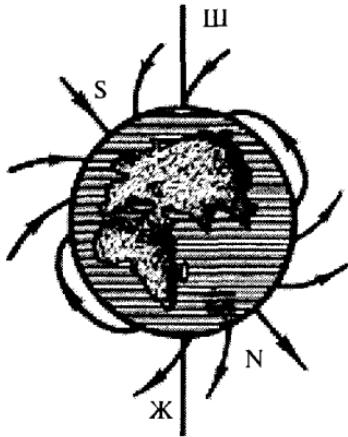
65-§. Ернинг магнит майдони. Магнит бўрони

1600 йили Гильберт (1544-1603) Ер шарининг ҳар хил жойларида магнит стрелканинг жойлашиши турлича бўлишшлиги Ернинг хусусиятлари билан боғлиқлигини кўрсатди. Меридаан текислиги бўйлаб тортилган темир симнинг магнитланиб қолишини аниқлаган Гильберт «Ер шар шаклидаги катта магнитдан иборат ва у ўзининг магнит майдони билан темир симни магнитлади», деган холосага келди. Гильберт ўз қарашларини исботлаш учун табиий магнитдан қутбларга эга бўлган ва Ер шарини эслатувчи кичик шар ясади ва унга «терелла» деб ном берди (148-расм). Терелла ёрдамида Ер шарининг турли географик кенгликларда магнит стрелканинг ҳолатларини тушунириш мумкин. Магнит стрелканинг экваторда меридаан текислиги бўйича, қутбларда эса бу текисликка нисбатан 90° бурчак остида жойлашиши чизмада кўриниб турибди.

Ер шарининг магнит куч чизиқлари уларнинг жанубий магнит қутбидан чиқиб шимолий магнит қутбига киради (149-расм). Ернинг магнит қутблари орқали ўтувчи SN ўқи суткалик айланиш ўқи ШЖ билан устма-уст тушмайди ва вақт мобайнида ўзгариб туради.



148-расм.



149-расм.

Ер сиртига горизонтал жойлаштирилган компас стрелкаси тахминан шимол-жануб географик кутблар бўйича жойлашади. Компасдан узоқ йиллар мобайнида ҳаракат йўналишларини аниқлашда фойдаланиб келинган. Ҳозирги вақтда ҳам компасдан кемасозлик ва самолётсозликда бошқа қурилмалар билан бир қаторда фойдаланилади. Бундан ташқари, компас ҳарбий соҳада, овчиликда, сайёхликда ва геология-қидирув ишларида қўлланилади.

Магнит стрелкасининг кўрсатиш йўналиши бўйича ўтувчи текислик *магнит меридиан текислиги* дейилади. Бу текисликнинг горизонтал текислик билан кесишишидан *магнит мередиан чизиги ҳосил бўлади*. Географик ва магнит мередианлар орасидаги бурчак *огиши бурчаги* дейилади. Кема ёки самолётни бошқаришда йўналишни тўғри танлаш учун компас кўрсатишига шу оғиш бурчагини тузатма сифатида киритилади.

Ернинг магнит майдони горизонтал текислик билан маълум бурчак ҳосил қиласи. Бу бурчак *эгилиши бурчаги* дейилади. Агар магнит стрелкаси ҳам горизонтал, ҳам вертикал ўқлар атрофига айланса оладиган қилиб ўрнатилса, у ҳолда магнит стрелкаси Ер магнит майдонининг шу жойдаги йўналишини аниқ кўрсатади.

Магнит мередиан текислигига жойлашган Ер магнит майдон кучланганлиги H ни горизонтал H_{\parallel} ва вертикал H_{\perp} ташкил этувчиларга ажратсак:

$$H = \frac{H_{\parallel}}{\cos \alpha} \text{ ёки } H_{\perp} = H_{\parallel} \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (65.1)$$

деб ёза оламиз, бу ерда α эгилиш бурчаги. Ер магнит майдонини характерлаш учун кўп ҳолда унинг горизонтал ташкил этувчиси ўлчанади. Ер магнит майдони кучланганлининг горизонтал ташкил этувчинини аниқ ўлчаш тегмир-руда конларини топишда, авиация ва кемасозликда, космик аппаратлар ҳолатини аниқлашда катта аҳамиятга эга.

Ер магнит майдонининг кўриб ўтилган учта элементи: магнит майдонининг оғиши, унинг горизонтал ташкил этувчиси ва эгилиш бурчаклари бирор жойдаги майдонни тўла характерлайди. Ернинг магнит майдон кучланганли-

ги экватордан қутбга қараб бир текис ортиб боради. Бироқ Ер шарининг айрим жойларида юқорида кўриб ўтилган катталиклар кескин ўзгариб кетиши мумкин. Бундай жойлар магнит аномалия соҳалари дейилади. Ер қаърида узоқ вақт ётган темир рудасининг магнит майдони Ернинг магнит майдони билан қўшилиши натижасида шу жойда магнит майдон кучланганлиги катта миқдорга ортиб кетади (масалан, Курск магнит аномалияси). Демак, магнит, қидирув усули ер ости бойликларини топишда кенг қўлланиладиган усуллардан биридир.

Ер магнит майдонининг вертикал ташкил этувчиси мавжуд эканлигини унинг сиртида вертикал жойлашган темир буюмларнинг магнитланиб қолишидан билса бўлади. Ернинг шимолий ярим шарида вертикал жойлашган темир буюмнинг пастки учida шимолий, юқори учida эса жанубий қутб юзага келади. Темирнинг бу хусусиятларидан ҳарбий соҳада магнит миналарни ишлатишда фойдаланилади. Бундай миналар сув сиртидан маълум чуқурликда жойлаштирилади. Ернинг магнит майдонида маълум магнитланиш олган темир корпуси кема сузид мина устига келганда унинг портлаши рўй беради. Бунинг олдини олиш йўлларидан бири-кеманинг корпуси бўйича ўралган изоляцияланган ўтказгичдан тескари ток ўтказиб, ер магнит майдони таъсирида кеманинг магнитланишини йўқотишдир. И.В. Курчатов (1903-1960) раҳбарлигидаги бир қатор олимлар томонидан таклиф қилинган бу ихтиронинг амалда қўлланилиши Иккинчи жаҳон урушида бир неча юзлаб кемаларни ҳалокатдан қутқариб қолди.

Галактикандан Ер атмосферасига юқори энергияли зарядланган зарралар оқими узлуксиз келиб туради. Бу зарралар таркиби 85% протонлар, 14% α -зарралар ва қисман оғир атом ядроларидан иборат бўлиб, улар космик нурлар дейилади. Шунингдек, космик нурлар Қуёшда юз берадиган ўзгаришларда ҳам ҳосил бўлади ва улар «магнит бўрони» ни юзага келтиради. Қуёшдан келувчи зарраларнинг энергияси 10^9 эВ ни ташкил этса, галақтикандан келувчи космик нурлар энергияси 10^{19} эВ га етади. Бу зарралар планетамизга томон ҳаракати мобайнида Ернинг маг-

нит майдонига дуч келади. Энергияси 10^{15} эВ дан кичик бўлган зарралар Ер сиртига етиб кела олмайди ва космик фазога қайтиб кетади.

Кейинги йилларда ўтказилган космик тадқиқотлар Ер шари атрофида катта зичликли зарядланган зарралар тўпламидан иборат қатлам мавжудлигини кўрсатди. Қуёшдан келувчи катта энергияли протонлар Ер атмосферасининг юқори қатламида мавжуд бўлган атом ядролари билан тўқнашганда ядро реакцияси юзага келади ва нейтронлар ажралиб чиқади. Нейтрон зарядсиз зарра бўлгани учун Ернинг магнит майдон таъсирига учрамайди ва планетамиз томон ҳаракатланади. Лекин, у беқарор заррадир, шунинг учун 12,8 минутдан кейин протон, электрон ва нейтриналарга ажралиб кетади. Нейтрино зарядга эга бўлмагани учун коинотга тарқалиб кетади. Ҳосил бўлган протон ва электронлар эса Ернинг магнитосферасида ушлаб қолинади ва юқори зичликли радиацион қатламни юзага келтиради.

Қуёш радиацияси активлиги кучайганда Ер магнит майдони соатлаб, гоҳо суткараб катта миқдорга ортиб кетиши мумкин. Қуёшдан Ерга томон ҳаракатланувчи зарядланган зарралар оқими ҳосил қиласидаган магнит майдоннинг Ер магнит майдонига қўшилиши натижасида кузатиладиган бу ҳодиса «магнит бўрони» дейилади. Магнит бўрони вақтида айрим кишилар ўзини ёмон ҳис қилиши, компаслар ишламаслиги ва ҳатто телефон ва телеграф алоқалари узилиб қолиши мумкин. Магнит бўронининг юз бериши Кутб ёғдуси ва Қуёш сиртида қора доғларнинг ҳосил бўлиши каби ҳодисалар билан бир вақтда юз бериб, уларнинг такрорланиши даври тахминан 11,5 йилни ташкил этади. Кутб ёғдуси ҳодисаси қуёшдан келувчи протонларнинг Ер магнит майдонида азот ва кислород атомлари билан тўқнашиши натижасида ҳосил бўладиган нурланиш билан тушунтирилади.

66-§. Био-Савар-Лаплас қонуни

Турли шаклдаги ўтказгичлардан ток ўтказилганда ҳосил бўладиган магнит майдон француз олимлари Био (1774—

1862) ва Савар (1791—1841) лар томонидан тажрибада ўрганилган бўлиб, улар қуидаги натижаларни олишди:

1. Магнит майдон индукцияси \vec{B} ток кучи I га пропорционал.

2. Магнит индукцияси ўтказгичнинг шаклига ва ўлчамларига боғлиқ.

3. Бирор нуқтадаги магнит майдон индукцияси шу нуқтанинг ўтказгичга нисбатан қандай ҳолатда жойлашганига боғлиқ бўлади.

Био ва Саварлар томонидан тажриба йўли билан олинган юқоридаги натижаларни француз математиги ва физиги Лаплас (1749—1827) ягона бир қонуният кўринишида ифодалади. Бунда Лаплас суперпозиция усулидан фойдаланиб, \vec{l} узунликдаги ўтказгич ҳосил қиласидан магнит индукция \vec{B} ҳар бирининг узунлиги $d\vec{l}$ бўлган элементар бўлакчалар магнит индукцияларининг вектор йиғиндисидан иборат деб олди, яъни

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n dB_i \quad (66.1)$$

Фикран ажратиб олинган ўтказгич элементи узунлигининг ток кучига кўпайтмаси Idl «ток элементи» деб аталади. Ток элементи ҳосил қиласидан магнит майдон индукцияси қуидагига тенг:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \alpha}{r^3} \quad (66.2)$$

Бундан магнит индукция катталиги:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (66.3)$$

(66.2) ёки (66.3) ифода Био-Савар-Лаплас қонуни деб юритилади. Бу ерда r ток элементидан магнит индукцияси аниқлананаётган нуқтага ўтказилган радиус вектор. α — $d\vec{l}$ ва \vec{r} векторлар орасидаги бурчак, I — ток кучи, μ_0 магнит доимийси дейилади. μ_0 ўлчамли катталик бўлиб, унинг сон қиймати ва ўлчамлиги фақат бирликлар системасининг танланишига боғлиқ ва муҳитнинг хоссаларига боғлиқ эмас. Агар (66.3) да ҳамма катталиклар СИ бирликларида ўлчанса, яъни узунлик-метр, ток кучи-ампер,

куч-ньютонда ўлчанса, у ҳолда $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}$. Био-Савар-Лаплас қонунида $d\vec{B}$ нинг йўналиши dI ва \vec{r} векторлардан ўтган текисликка перпендикуляр бўлади. Бунда магнит индукциянинг йўналиши ток йўналишида илгариланма ҳаракат қилаётган ўнг парма дастаси учининг ҳаракат йўналиши билан мос тушади.

Магнит доимийликни билган ҳолда магнит майдонни характерловчи яна битта физик катталик — магнит майдон кучланганлиги тушунчасини киритишимиш мумкин. Магнит майдоннинг бирор нуқтасидаги индукцияси \vec{B} бўлса, унинг ўша нуқтадаги кучланганлиги деганда

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (66.4)$$

ни тушунамиз. Бундан, магнит майдоннинг кучланганлик вектори \vec{H} магнит индукция вектори \vec{B} билан бир хил йўналган, лекин ундан μ_0 марта фарқ қиласидиган вектордир, деган холоса келиб чиқади. (66.4) формулани ҳисобга олиб, Био-Савар-Лаплас қонуни ифодаларини қуидагича ёзиш мумкин:

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I[\vec{dl}\vec{r}]}{r^3} \quad (66.5)$$

ёки

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (66.6)$$

Ҳар хил шаклдаги ток контурлари учун (66.6) формула га асосан ҳисоблаб топилган натижаларнинг тажрибадан олинган натижалар билан мос келиши бу формула тўғрилигининг исботидир. Шундай қилиб, Био-Савар-Лаплас қонунига кўра *ток элементи томонидан фазонинг бирор нуқтасида ҳосил қилинган магнит майдон кучланганлиги ток кучига ва ток элементи узунлигига тўғри пропорционал, ток элементидан қаралаётган нуқтагача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, нуқтанинг ток элементига нисбатан жойлашишига боғлиқ экан*. Хусусий ҳолда, чексиз узун тўғри ўтказгичдан r_0 масофада ётган нуқтанинг магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2\pi r_0} \quad (66.7)$$

ёки радиуси R га тенг бўлган айлана шаклидаги ўтказгичнинг марказидаги майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2R} \quad (66.8)$$

га тенглигини Био-Савар-Лаплас қонунидан келтириб чиқариш мумкин.

Айрим ҳолда магнит индукция векторининг оқими тушунчасидан ҳам фойдаланилади. Бир жинсли майдонда магнит индукция вектори \vec{B} ясси сирт S га перпендикуляр йўналган бўлса, у ҳолда магнит оқими

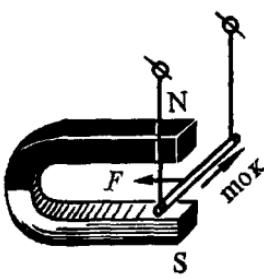
$$\Phi = BS \quad (66.9)$$

га тенг бўлади. Магнит оқими СИ системасида вебер (Вб) да ўлчанади. Бир жинсли магнит майдонга перпендикуляр жойлашган 1m^2 ясси юзадан 1Tl магнит индукция ўтса, у ҳолда магнит оқими 1 Вб га тенг бўлади, яъни

$$1\text{ Вб} = 1\text{Tl} \cdot \text{m}^2$$

67-§. Ампер қонуни. Параллел токларнинг ўзаро таъсири

Магнит майдоннинг ҳар хил токли ўтказгичларга таъсири 1820 йили ёк Ампер томонидан ўрганилганлиги 64-§ да айтиб ўтилган эди. Масалан, узунлиги dl га тенг бўлган сим ўтказгични магнит индукцияси \vec{B} га тенг бўлган тақасимон магнит ичига осиб қўямиз (150-расм). Агар ўтказгичдан расмда кўрсатилган йўналишда I ток ўтказсан, ўтказгичга \vec{F} куч таъсир этиб, у магнит ичига томон тортилади, токнинг йўналиши ўзгартирилганда ўтказгич магнитдан қочади. Бунга ўхшаш кўплаб тажрибалар ўтказган Ампер ўз натижаларини умумлаштириб қуйидаги холосага келди: **магнит майдонда токли ўтказгичга таъсир этувчи $d\vec{F}$ куч магнит майдон индукцияси \vec{B} га, ток кучи I га, ўтказгичнинг узунлиги dl га пропорционал бўлиб, ўтказгичнинг жойлашишига боғлиқ**, яъни



150-расм.

$$d\vec{F} = I [\vec{dl} \vec{B}] \quad (67.1)$$

ёки

$$dF = IBdl \sin \alpha, \quad (67.2)$$

бу ерда α вектор $d\vec{l}$ ва \vec{B} лар орасидаги бурчак. (67.1) ва (67.2) формулалар Ампер қонунини ифодалайды. Бу формулалардан кўринадики, магнит индукция чизиқларининг йўналиши ток йўналишига перпендикуляр бўлганда, куч энг катта қийматга эришади, улар ўзаро параллел бўлганда куч нолга тенг бўлади. Магнит майдонининг йўналиши ток йўналишига перпендикуляр бўлган ҳолда ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши ёки мусбат ишорали зарядланган зарра ҳаракат траекториясининг эгриниши 151-расмда кўрсатилган (пунктир чизиқ). Ўтказгичнинг dF куч таъсиридаги ҳаракат йўналишини аниқлаш учун чап қўл қоидасидан фойдаланамиз: *агар чап қўлимизни кўрсаткич бармоғимиз майдонининг магнит чизиқлари йўналишини кўрсатадиган қилиб ва ўрта бармоғимиз ток йўналишини кўрсатадиган қилиб қўйсак, у ҳолда очилган бош бармоғимиз токли ўтказгичнинг ҳаракат йўналишини кўрсатади.*



151-расм.

Хусусий ҳолда, токли иккита чексиз узун ўзаро параллел ўтказгичларнинг магнит таъсирини кўрайлик (152-расм). Ҳар бир токли ўтказгич атрофида магнит майдон юзага келади ва бу майдон иккинчи токли ўтказгичга таъсир кўрсатади. (66.4) ва (66.7) формулаларга кўра I_1 ток оқаётган ўтказгичдан r_0 масофада ҳосил бўлган магнит индукциянинг қиймати

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0} \quad (67.3)$$

га тенг. Худди шунингдек, I_2 токли ўтказгичнинг магнит индукцияси

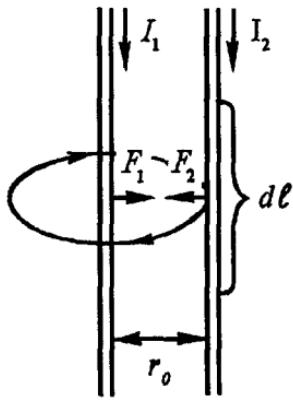
$$B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi r_0} \quad (67.4)$$

га тенг. Бу ерда r_0 токли ўтказгичлар орасидаги масофа. Охирги икки ифодани Ампер қонуни формуласи (67.2) га кўйиб ва $\alpha = 90^\circ$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда ўзаро таъсир кучларининг бир-бирига тенглигига ишонч ҳосил қиласиз, яъни:

$$dF = dF_{12} = dF_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 dl}{2\pi r_0}. \quad (67.5)$$

Шундай қилиб, иккита чексиз узун ўзаро параллел токли ўтказгич орасидаги таъсир кучи, таъсирга учраётган ўтказгич узунлиги dl га ва ўтказгичлардан ўтувчи ток кучлари кўтгайтмасига тўғри пропорционал бўлиб, ўтказгичлар орасидаги масофага тескари пропорционал экан. 152-расмда кўрсатилган ҳолга ўнг парма қоидасини қўллаб, ўтказгичлардаги токлар бир хил йўналганда, уларнинг ўзаро тортишишига, қарама-қарши йўналганда, бир-биридан қочишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

СИ системасида ток кучининг ўлчов бирлиги 1 ампер (A) эканлиги ва бу бирликнинг қабул қилиниши токларнинг магнит таъсирига асосланганлиги 54-§ да айтиб ўтилган эди. (67.5) ифодага асосла-



152-расм.

ниб амперга қуидагича таъриф берамиз: *1 А деб вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган чексиз узун параллел ўтказгичлар орқали оқаётган шундай ток кучига айтилади, бу ток кучи ўтказгичлар орасида улар узунлигининг ҳар бир метрида $2 \cdot 10^7$ Н га тенг куч ҳосил қиласи.*

Ампер тажрибаларининг кўрсатишича, магнит майдонда жойлашган токли ўтказгич унга куч таъсири этганда силжир экан, демак, магнит майдон томонидан маълум иш бажарилади. Ишнинг таърифига кўра, бу иш таъсири этувчи dF кучнинг dx силжиш масофасига кўпайтирилганига тенг, яъни

$$dA = dFd x. \quad (67.6)$$

(67.2) да $\alpha = 90^\circ$ деб ҳисоблаб,

$$dA = IBdl dx \quad (67.7)$$

деб ёзамиш. Бу ерда $dl/dx = dS$ токли ўтказгич ҳаракатланашганда чизилган юза бўлганилиги учун

$$dA = IBdS. \quad (67.8)$$

(66.9) формулага кўра, магнит оқими тушунчасини киритсак:

$$dA = Id\Phi \quad (67.9)$$

ёки

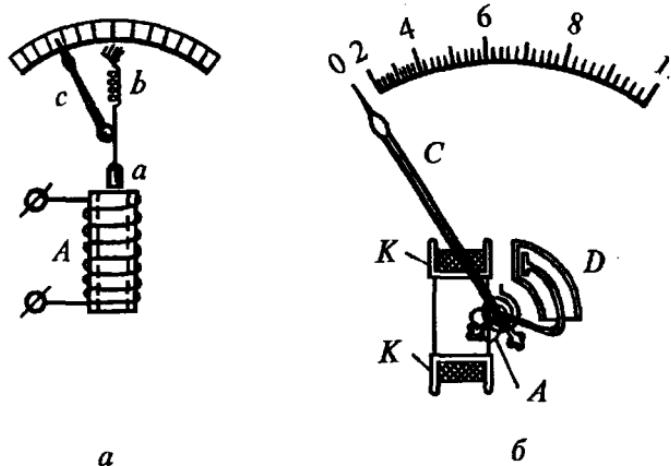
$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (67.10)$$

бу ерда Φ_1 ўтказгичнинг дастлабки вазиятдаги магнит оқими, Φ_2 кўчиш охиридаги магнит оқими.

Магнит майдонининг токли ўтказгичга кўрсатадиган таъсиридан турли қурилмаларда фойдаланилади. Магнитоэлектрик ўлчов асбобларида магнит қўзғалмас токли рамка қўзғалувчан бўлади. Рамкадан ток ўтганда у бирор бурчакка бурилади. Рамкадан қанча катта ток ўтса, унга ўрнатилган стрелка шунча катта бурчакка оғади. Агар шкала амперларда даражаланган бўлса, бу қурилма амперметр бўлиб ток кучини ўлчайди. Ўлчов асбобининг шкаласи вольтларда даражаланган бўлса, у вольтметр бўлади. Вольтметрда рамкага кетма-кет қилиб катта қаршилик уланган бўлади.

Ҳар қандай ўлчов асбоби занжирга уланганда электр занжирнинг иш режими сезиларли даражада ўзгармаслиги керак. Амперметр ва вольтметрлар бир-бирларидан фақат ички қаршиликлари билан фарқ қиласи. Амперметр занжирга кетма-кет уланади, шунинг учун унинг ички қаршилиги иложи борича кичик бўлиши керак. Акс ҳолда, амперметр занжирга уланганда ток кучи сезиларли камайиб кетади. Вольтметр занжирнинг кучланиши ўлчанаётган икки нуқтаси оралиғига параллел уланади, шунинг учун қаршилиги иложи борича катта бўлиши керак. Зарурият туғилгандага амперметрга кетма-кет қўшимча қаршилик-шунт улаб, уни вольтметр қилиб ишлатса бўлади.

Электромагнит ўлчов асбобларида токли ғалтак қўзғалмас, магнит қўзғалувчан қилиб ясалади. Бу қурилмаларда ўзгармас магнит ўрнида кичик темир ўзакча *a* қўлланилади (153-*а* расм). *A* ғалтакдан ўлчаниши керак бўлган *I* ток ўтганда пружина *b* га осилган темир ўзак *a* ғалтакнинг магнит майдони таъсирида унга тортилади. Темир ўзакнинг пастга тортилиши натижасида унга тегиб турган стрелка *c* нинг учи ўнг томонга силжийди. Айрим ўлчов асбобларида темир ўзак япроқча шаклида ясалади (153-*б* расм). *KK* ғалтакдан ток ўтганда *A* япроқча унга қараб тор-



153-расм.

тилади ва стрелка с ўнга томон оғади. Асбоб занжирга уланганда юз берадиган стрелка тебраниши демпфер деб атaluвчи ҳаво тормози (D) ёрдамида тинчлантирилади. Бу асбобларнинг аниқлиги ва сезгирилиги магнитоэлектрик асбобларникига қараганда камроқ, лекин у ҳам ўзгармас, ҳам ўзгарувчан токли занжирларда қўлланиши мумкин. Ҳозирги пайтда ишлатиладиган баъзи бир ўлчов асбобларида фалтак ва темир ўзак олиниб, улардан бири қўзгалмас, иккинчиси қўзгалувчан қилиб жойлаштирилади. Бундай ўлчов асбобларининг ишлаш принципи фалтақдан ток ўтганда унинг магнитланган темир ўзак билан ўзаро таъсирига асосланган. Электродинамик ўлчов асбобларида ўзгармас магнит бўлмасдан, уларнинг ишлаши бир-бирининг ичига жойлаштирилган иккита токли фалтақнинг ўзаро таъсирига асосланган. Ҳар бир ўлчов асбоби ўзининг сезгирилиги билан характерланади. Сезгирилик деганда ўлчов асбоби стрелкасини битта бўлимга силжитиш учун зарур бўлган ток кучи тушунилади. Сезгирилиги юқори бўлган гальванометр ёки микроамперметрларда стрелка ўрнида кўзгу ишлатилади.

68-§. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдондаги ҳаракати

Биз юқорида ҳар қандай токли ўтказгич атрофида магнит майдон ҳосил бўлишини кўрдик. Электр токи зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракатидан иборат эканлиги бизга маълум. Шундай экан, ҳаракатланаётган ҳар бир зарра атрофида магнит майдон ҳосил бўлиши керак. Шу майдон катталигини ҳисоблаймиз. Био-Савар-Лаплас қонунига кўра I узунликдаги ўтказгичдан I ток ўтганда унинг атрофида ҳосил бўладиган магнит индукциянинг қиймати

$$B = \frac{\mu_0 I \sin \alpha}{4\pi r^2} \quad (68.1)$$

га тенг бўлади. Ток кучи ва ток зичлиги учун $I = jS$ ва $j = ne\vartheta$ ифодаларни ҳисобга олиб,

$$I = jSl = ne\vartheta sl = Ne\vartheta \quad (68.2)$$

формулани ҳосил қиласиз. Бу ерда n — зарядланган заралар концентрацияси, ϑ — уларнинг тезлиги, e — зарра нинг заряди, S — ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи, N — ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан ўтаётган зарядланган зарраларнинг тўлиқ сони.

(68.1) ва (68.2) муносабатлардан:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ne\vartheta \sin \alpha}{r^2}. \quad (68.3)$$

Битта зарядланган зарра ҳосил қиласиган магнит индукцияни топиш учун (68.3) ифодани зарраларнинг тўлиқ сони N га бўлиб юборамиз, у ҳолда

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e\vartheta \sin \alpha}{r^2}. \quad (68.4)$$

Шундай қилиб, ϑ тезлик билан ҳаракатланаётган мусбат зарядли зарраларнинг магнит майдон индукцияси

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e[\vec{\vartheta} \vec{r}]}{r^3}. \quad (68.5)$$

формуладан аниқланар экан. Ҳаракатланаётган ҳар қандай зарра ёки жисм атрофида магнит майдони ҳосил бўлиши 1901 йили А. А. Эйхенвальд (1864—1944), 1911 йили А. Ф. Иоффе (1880—1960) томонидан тажрибада исботланди.

Энди магнит майдоннинг ҳаракатланаётган зарядланган заррага таъсирини кўрайлик. Ўтган параграфда кўрганимиздек, узунлиги l га тенг бўлган ўтказгичдан I ток ўтганда, магнит майдони томонидан унга таъсир этувчи Ампер кучининг қиймати

$$F = IIB \sin \alpha \quad (68.6)$$

га тенг, (68.2) дан фойдаланиб,

$$F = Ne\vartheta B \sin \alpha \quad (68.7)$$

деб ёзамиз. Битта заррага таъсир этувчи кучни топиш учун бу ифодани зарраларнинг умумий сони N га бўлиб юборамиз:

$$F_a = \frac{F}{N} = e\vartheta B \sin \alpha \quad (68.8)$$

ёки

$$\vec{F} = e \left[\vec{\vartheta} \vec{B} \right]. \quad (68.9)$$

Бу формула биринчи маротаба Лоренц (1853-1928) томонидан олингани учун \vec{F} куч Лоренц кучи дейилади. Бу кучнинг йўналиши $\vec{\vartheta}$ ва \vec{B} векторлар ҳосил қиласиган тесисликка перпендикуляр йўналган бўлиб (154-расм), унинг йўналиши чап қўл қоидаси ёрдамида топилади (67-§ га к.). Бу қоида мусбат зарядланган зарра ҳаракатланаётган ҳолда ўринлидир. Агар манфий зарядланган зарра e^- ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда очилган тўрт бармоғимиз $\vec{\vartheta}$ га қарши йўналган бўлиши қерак.

Лоренц кучи \vec{F}_L нинг йўналиши ҳар доим тезлик вектори $\vec{\vartheta}$ га перпендикулярдир. Шунинг учун у зарядларнинг фақат ҳаракат йўналишинигина ўзгартириши мумкин, яъни марказга интилма кучдир. Лоренц кучи ўзгармас магнит майдонда ҳаракатланаётган эркин зарядларнинг кинетик энергиясини ўзгартира олмайди, яъни иш бажара олмайди. Хусусий ҳолда, Лоренц кучи марказга интилма кучга тенг бўлганда

$$e\vec{\vartheta} B = \frac{mv^2}{r} \quad (68.10)$$

деб ёза оламиз. Бу шарт бажарилганда зарядланган зарра

$$r = \frac{mv}{eB} \quad (68.11)$$

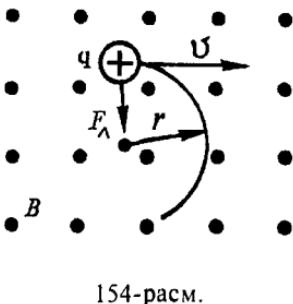
радиусли айлана бўйлаб ҳаракат қиласиди (154-расмга к.).

Зарядланган зарраларнинг айланиш даври

$$T = \frac{2\pi r}{v} \quad (68.12)$$

бўлгани учун (68.12) ифодага (68.11) ни қўйиб

$$T = \frac{2\pi m}{Be} \quad (68.13)$$



154-расм.

ни ҳосил қиласиз. Демак, бир жинсли магнит майдонда зарядланган зарранинг айланиш даври солиштирма заряд миқдорига тескари бўлган катталик $\frac{m}{e}$ га ва магнит

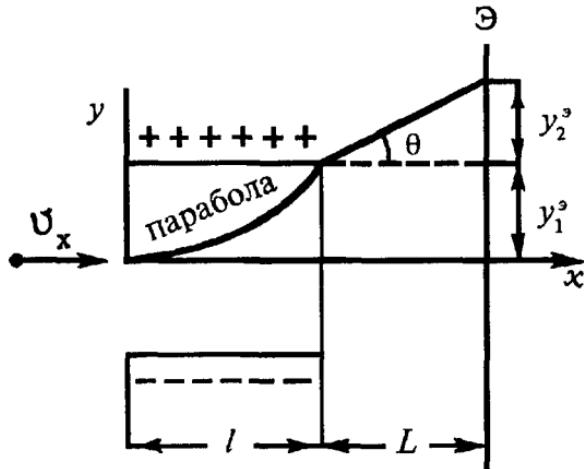
майдон индукцияси \vec{B} га боғлиқ бўлиб, зарранинг тезлигига боғлиқ эмас. Агар индукция чизиқларига нисбатан тезликнинг йўналиши 90° дан фарқ қилса, у ҳолда зарядланган зарра индукция чизиги атрофида винтсимон траектория (спираль) бўйлаб ҳаракат қиласди. Циклик тезлатгичлар ёрдамида зарядланган зарраларни тезлаштириш принципи шунга асосланган.

Агар зарядланган зарраларга магнит майдондан ташқари электр майдон ҳам таъсир қилаётган бўлса, у ҳолда заррага таъсир қилувчи натижавий куч икки кучнинг вектор йифиндисидан иборат бўлади, яъни

$$\vec{F} = e\vec{E} + e[\vec{\vartheta}\vec{B}] \quad (68.14)$$

Бу муносабат *Лоренц формуласи* дейилади.

Электроннинг m массасини ёки массанинг заряд миқдорига нисбати $\left(\frac{m}{e}\right)$ топиш учун унинг электр ва магнит майдондаги ҳаракатини ўрганиш керак. Электроннинг бир жинсли электр майдондаги ҳаракатини кўрайлик. ϑ_x тезлик билан келаётган электрон зарядланган конденсатор ичига келиб тушсин (155-расм). Конденсатор пластинкалари орасидаги масофа d га, пластинкаларнинг узунлиги l га тенг деб олайлик. Унг томонга экран қўйилган бўлсин. Конденсатордан экрангача бўлган масофа L га тенг. Энди



155-расм.

электроннинг электр майдондаги ҳаракат траекторияси - ни ўрганамиз.

Тезликнинг X ўқи бўйича ташкил этувчиси

$$\vartheta_x = \frac{l}{t} \quad (68.15)$$

электр майдонда ўзгармайди. У ўқи бўйича эса электр майдон таъсир қиласи ва электрон бу йўналишда текис тезланувчан ҳаракатда бўлади, яъни

$$y_1^3 = \frac{a_y t^2}{2} = \frac{eEt^2}{2m} \quad (68.16)$$

(68.15) дан t ни (68.16) га қўйсак,

$$y_1^3 = \frac{eEl^2}{2m\vartheta_x^2} \quad (68.17)$$

ҳосил бўлади. Бу парабола тенгламасидир. Демак, электрон конденсатор пластиналари орасидаги бир жинсли электр майдонда парабола бўйича ҳаракатланиб, юқорига (мусбат пластинакага) тортилар экан. Электрон электр майдондан чиққандан кейин, унинг траекторияси тўғри чизикдан иборат бўлади. Электроннинг экрандаги бу силжиши:

$$y_2^3 = L \operatorname{tg} \theta \quad (68.18)$$

Тўғри чизик параболага $x = l$ нуқтада уринма бўлганлиги учун

$$\operatorname{tg} \theta = \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=1}. \quad (68.19)$$

ёки

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{eEl}{m\vartheta_x^2}. \quad (68.20)$$

(68.20) ни (68.18) га қўйсак,

$$y_2^3 = \frac{LeEl}{m\vartheta_x^2} \quad (68.21)$$

Электроннинг экрандаги тўла силжиши

$$y^3 = y_1^3 + y_2^3 = \frac{eEl}{m\vartheta_x^2} \left(\frac{l}{2} + L \right). \quad (68.22)$$

Шундай қилиб, электроннинг электр майдондаги тўла силжиши ϑ_x^2 га тескари пропорционал экан.

Энди электроннинг бир жинсли магнит майдонидаги ҳаракатини кўрайлик. Магнит майдон чизма текислигига перпендикуляр бўлсин. Магнит майдонда ҳаракатланаётган электронга пастга йўналган Лоренц кучи (68.9) таъсири қилади ва у r радиусли айланга бўйлаб ҳаракат қиласи. У ҳолда электроннинг магнит майдондаги силжиши

$$y_1^H = \frac{eHl^2}{2m\vartheta_x c} \quad (68.23)$$

га тенг бўлади. Бу ерда c -ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Электроннинг магнит майдондан чиққандан кийин силжиши

$$y_2^H = L \operatorname{tg}\theta \quad (68.24.)$$

ва

$$\operatorname{tg}\theta = \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=l} = \frac{elH}{m\vartheta_x c} \quad (68.25)$$

бўлганлиги учун

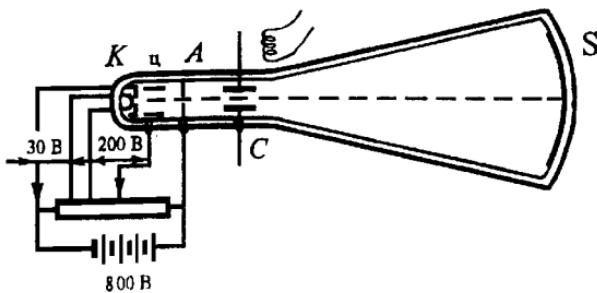
$$y_2^H = \frac{elHL}{m\vartheta_x c} \quad (68.26)$$

деб ёза оламиз. Шундай қилиб, электроннинг магнит майдондаги тўла силжиши ϑ_x^2 га тескари пропорционал экан, яъни

$$y^H = y_1^H + y_2^H = \frac{eHl}{m\vartheta_x c} \left(\frac{1}{2} + L \right). \quad (68.27)$$

Тажрибада электроннинг экрандаги тўла силжишини аниқлаб, (68.22) ёки (68.27) формулалар ёрдамида унинг массасини аниқлаш мумкин. Электроннинг $\frac{\epsilon}{m}$ солиштирима зарядини аниқлаш учун унинг бир вақтда ҳам электр, ҳам магнит майдондаги ҳаракатини ўрганиш лозим бўлади. Куйида ишлаш принципи зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдондаги ҳаракатига асосланган айрим қурилмалар ҳақида фикр юритилади.

Электрон осциллограф. Электронларнинг электр ва магнит майдондаги ҳаракати ёруғлик нурининг икки муҳит чегарасида синишини эслатади. Ёруғлик нурининг тарқа-

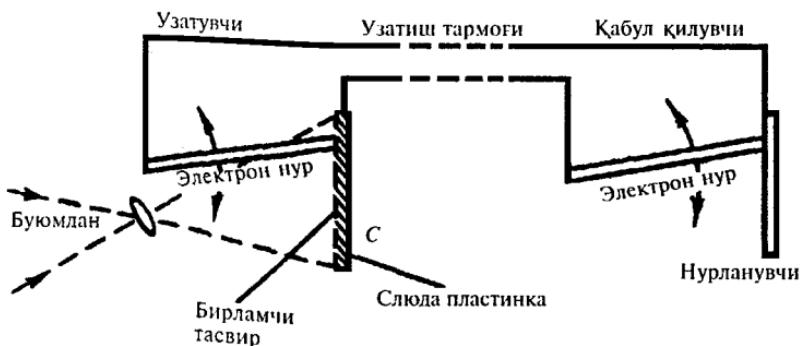


156-расм.

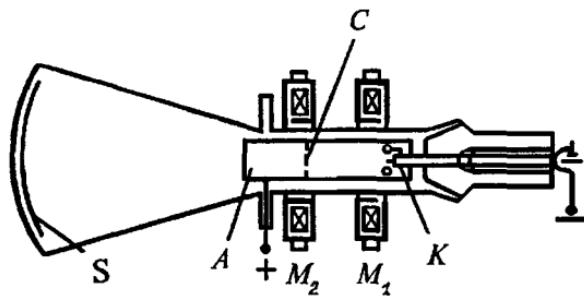
лиш йўналишини ўзгартириш учун шиша ёки кварц линзалар ишлатилса, электронларнинг ҳаракат йўналишини электр ёки магнит майдон таъсирида ўзгартириш мумкин. Бундай қурилмалар мос равишда электр ёки магнит линзалар дейилади.

Магнит линзалар, масалан, электрон нур трубкаларда, яъни осциллографларда қўлланилади. Ток ёки кучланышнинг тез ёки даврий ўзгаришларини қайд қилувчи қурилмалар осциллограф дейилади. Электрон осциллографлар ёрдамида секунднинг улушлари мобайнида юз берадиган жараёнларини ёзиб олиш мумкин. 156-расмда ҳавоси сўриб олинган трубкадан иборат осциллографнинг содалаштирилган схемаси келтирилган.

Осциллограф трубкалари телевидение соҳасида кенг қўлланилиб, улардан узатиш пунктларида тасвиirlарни алоҳида нуқталарга ёйиш қабул пунктларида эса тасвиirlарни қайта тиклаш амалга оширилади. (157-расм).



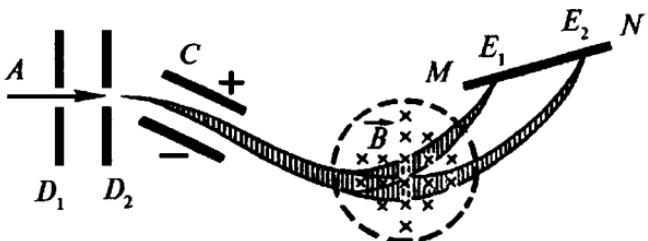
157-расм.



158-расм.

Электрон микроскоп. Оптик микроскопларда кичик бүймаларнинг тасвирини кattalaشتiriш учун ёруглик нурларидан фойдаланилади. Электрон микроскопларда эса ёруглик нури ўрнида вакуумда юқори энергияяга эга бўлган электронлар оқимидан фойдаланилади. Бундай қурилмаларда катта тезликли электронлар олиш учун магнит линзалар қўлланилади. Магнит линза деганда, кичик тирқишли менталл филоф ичига жойлаштирилган ва катта магнит майдонга эга бўлган соленоид тушунилади. Электрон микроскопнинг схемаси 158-расмда берилган бўлиб, унинг таркибий қисмлари: ток манбаи ёрдамида қиздириувчи катод K , анод трубкаси A , назоратчи тўр C , иккита магнит линза M_1 , M_2 ва экран S дан иборат. Биринчи магнит линза M_1 ўзидан қиздириш ёки ёритиш натижасида электронлар чиқарувчи (ёки сочувчи) буюмнинг ҳақиқий тасвирини катталаштириб беради. Иккинчи магнит линза M_2 биринчи линзадан келган тасвирни янада катталаштириб, экран S ёки фотопластинкага туширади. Электрон микроскопда буюмнинг умумий катталаштирилиши ҳар бир линзадаги катталаштиришларнинг кўпайтмасига teng бўлади. Ҳозирги замон электрон микроскопларда буюмлар тасвирини 10^5 марта катталаштириш мумкин.

Астон массспектрографи. 1919 йили Астон (1877—1945) томонидан элементларнинг атом оғирлигини аниқловчи қурилма-массспектрограф яратилди. Бу қурилманинг сод-

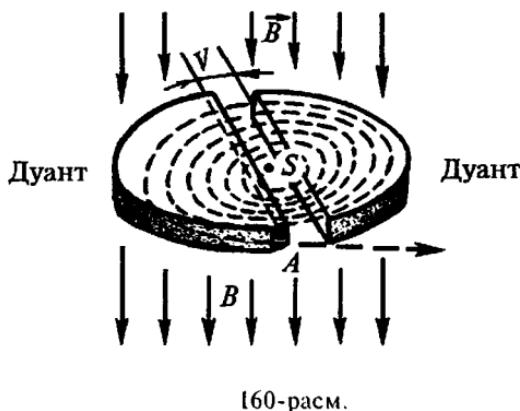


159-расм.

далаштирилган схемаси 159-расмда кўрсатилган. Мусбат ионлар дастаси A диафрагмалар D_1 , ва D_2 ўртасидаги кичик тирқишилардан ўтиб, яssi конденсатор C пластинкалари орасидаги бир жинсли электр майдонга келиб тушади. Ионларнинг тезлиги қанча кичик бўлса ёки солиштирма заряд миқдори қанча катта бўлса уларнинг ташқи электр майдонда оғиши ҳам шунча катта бўлади. Электр майдонда ўз ҳаракат йўналишидан оғиб четлашган ионлар чизма текислигига перпендикуляр бўлган бир жинсли магнит майдони \vec{B} га келиб тушади ва Лоренц қути таъсирида айланани бўлаги бўйлаб юқорига томон ҳаракатланади. Бу айланаларнинг радиуслари ионларнинг тезлигига тўғри пропорционал бўлса, уларнинг солиштирма заряд миқдорига тескари пропорционалдир ((68.11) формулага к.). Магнит майдонда ионлар дастаси бир неча қисмга ажralади. Расмда ионларнинг иккита дастага ажralиши кўрсатилган. Магнит индукция \vec{B} ни шундай танлаб олиш мумкинки, ажralган ионлар дастаси чизма текислигига перпендикуляр жойлашган MN экранда йифилсин. Экраннинг E_1 чизигида кичик массали, E_2 чизигида эса катта массали ионлар тўпланади. E_1 чизиққа мос келувчи ионлар массасини, E_1 ва E_2 чизиқлар орасидаги масофани ва курилманинг айrim параметрларини билган ҳолда E_2 чизиққа тўғри келувчи ионларнинг массасини ҳисоблаб топиш мумкин. Астон массспектрографи ёрдамида жуда кўплаб атомларнинг изотоплари аниқланган (масалан, водород 3 та, қалай 10 та, кадмий 7 та изотопга эга).

Циклотрон. Циклик тезлаткичлар ёрдамида протон ва ионларнинг тезлигини кескин ошириш ва катта энергияли зарралардан керакли мақсадда фойдаланиш мумкин.

Куйида биз циклопtronнинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишамиз. Циклопtron асосий қисми кучли электромагнитдан иборат бўлиб, унинг қутблари орасига иккита ичи бўш ярим цилиндр D шаклидаги вакуум камераси жойлаштирилган (160-расм). Бу электродлар дуантлар дейилади. Электромагнит томонидан ҳосил қилинадиган магнит майдон \bar{B}_1 чизма текислигига перпендикуляр қўйилган. Дуантлар ўз-гарувчан U кучланишли, юқори ча-



160-расм.

стотали генераторга уланганлиги учун улар навбатманавбат гоҳ манфий, гоҳ мусбат зарядланиб туради. Шунинг учун дуантлар орасидаги тирқишида ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлади.

Тезлатилиши зарур бўлган мусбат ишорали зарра маҳсус қурилма ёрдамида камеранинг S нуқтасига келиб тушади. Бу мусбат ишорали зарра манфий зарядланган дуант томон тортилади. Дуант ичида зарранинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдон мавжудлигидан заррага Лоренц кучи таъсир этади ва у радиуси (68.11) ифода билан аниқланувчи айланана бўйлаб ҳаракатланади. Зарра дуантлар орасидаги тирқишига етиб келганда электр майдон ўз йўналишини ўзгартирган бўлади ва шунинг учун у иккинчи дуант томон тортилиб тезлашади. Зарра иккинчи дуант ичида каттароқ радиусли айланани босиб ўтади ва яна тирқишига етиб келади. Шу пайтда электр майдон ўз йўналишини яна ўзгартириб зарра биринчи дуантга тортилади ва учинчи марта тезлашади ва ҳ.к. Зарраларнинг бундай кетма-кет тезлашишлари оқибатида улар жуда катта кинетик энергия олишлари мумкин. Дуантлар орасидан зарраларнинг ҳар бир ўтишида уларнинг энергияси qU га ортади ва улар борган сари каттароқ радиусли айланана бўйича ҳаракат қиласи. Катта энергия-

га эришган зарралар оқими чап дуантнинг *A* учидан чиқиб кетади ва ундан керакли мақсадда фойдаланилади.

Циклотронда тезлаштирилувчи мусбат ишорали зарралар ўзгармас магнит майдонида ва вақт мобайнида гармоник қонуният бўйича ўзгарувчи электр майдонида ҳаракатланади. Электр майдони ишорасининг ўзгариши зарралар дуантлар орасидаги тирқичга келиб тушиши вақтига аниқ мос келиши шарт. Акс ҳолда зарранинг узлуксиз тезлашиши юз бермайди. Кейинги йилларда циклотроннинг ишлаш принципига асосланган катта қувватли циклик тезлатгичлар (фазатрон, синхротрон, синхрофазотрон, бетатрон) нинг яратилиши энергияси бир неча ўн ва ҳатто бир неча юз миллион электроновольт бўлган зарралар оқимини олиш имкониятини берди.

69-§. Моддаларнинг магнит хоссалари.

Диамагнетиклар, парамагнетиклар, ферромагнетиклар

Ушбу бобда шу пайтгача кўриб ўтилган барча магнит ҳодисалар вакуумда юз беради деб қаралди. Агар магнит майдонни юзага келтирувчи токли ўтказгич бўшлиқда эмас, балки бирор мұхитда жойлашган бўлса, у ҳолда магнит майдон ҳам ўзгаради. Ташқи магнит майдонга киритилган ҳар қандай модданинг озми-кўпми магнитланиши натижасида хусусий магнит майдон \vec{B}^1 вужудга келади. Бу майдон ўтказгичдан ток ўтганда вакуумда ҳосил бўладиган магнит майдон \vec{B}_0 га кўшилади. Шундай қилиб, мұхитдаги натижавий магнит майдон \vec{B} токли ўтказгич атрофида юзага келадиган ташқи магнит майдон \vec{B}_0 ва магнитланган мұхит ҳосил қиласидиган ички \vec{B}^1 майдон йифиндисидан иборат экан, яъни:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1. \quad (68.1)$$

Ташқи магнит майдонда магнитлана оладиган моддалар *магнетиклар* дейилади. Моддаларнинг магнитланишига сабаб улар ичиде мавжуд бўлган молекуляр токлардир. (64-§ га қаранг). Магнетикда ҳар қайси молекуляр ток маълум магнит моменти \vec{P}_m га эга. Магнетикнинг бирлик ҳаж-

мдаги магнит моментларининг вектор йифиндиси магнитланиш вектори дейилади ва \vec{J} билан белгиланади:

$$\vec{J} = \sum_{l=1}^n \vec{P}_m. \quad (69.2)$$

Магнитланиш вектори \vec{J} модданинг магнит ҳолатини характерловчи асосий катталиклардан бири бўлиб, у магнетикларнинг магнитланганлик даражасини кўрсатади.

Моддаларнинг магнитланиш хусусиятлари турли йўналишларда турлича бўлса, бундай магнитланиш *анизатроп магнитланиш* дейилади. Анизатроп магнетикларда майдон кучланганлиги \vec{H} ва магнитланиш \vec{J} векторлари йўналиш жиҳатидан бир-бири билан мос тушмайди. Бироқ кўпчилик моддаларнинг магнитланиши магнитловчи майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлмайди. Бундай моддалар *изотроп моддалар* дейилади. Изотроп магнетикларда \vec{H} ва \vec{J} векторларнинг йўналишлари доимо мос тушади. Шунинг учун изотроп магнетикларда бу икки вектор қўйида-гича боғланган дейиш мумкин:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (69.3)$$

бу ерда χ — модданинг магнит қабул қилувчанлиги бўлиб, модданинг табиатига ва ҳолатига боғлиқ бўлади. Агар

$$\mu = 1 + \chi \quad (69.4)$$

белгилаш киритсак, у ҳолда μ — ўлчамсиз катталик бўлиб, муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги дейилади. μ — катталик магнетикдаги магнит майдон вакуумдаги майдондан неча марта фарқ қилишини кўрсатади. Магнит сингдирувчанлик тушунчасини киритиб, магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги орасидаги (66.4) муносабатни қўйида-гича ёзамиш:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (69.5)$$

Шундай қилиб, изотроп магнетикларда \vec{B} ва \vec{H} векторлар бир хил йўналишига эга бўлиб, катталик жиҳатидан $\mu \mu_0$ катталикка фарқ қиласар экан. (66.4) ва (69.5) ифодаларни бир-бирига солишириб, муҳитдаги магнит ҳоди-

салар ва уларга тегишли қонуниятларни тасаввур қилиш учун мазкур бобда вакуум учун ҳосил қилинган барча ифодаларни модданинг магнит сингдирувчанлигига кўпайтириш етарли бўлади, деган холосага келамиз.

Турли моддаларнинг магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги ($\mu = 1$) дан катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкин. Тажрибалар шуни кўрсатадики, магнит сингдирувчанлиги $\mu > 1$ бўлган муҳитларда магнит майдон кучаяди, $\mu < 1$ бўлган ҳолда эса, майдон сусаяди. Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан кичик бўлган ($\mu < 1$) моддалар *диамагнетиклар* дейилади. Диамагнетикларда магнит қабул қилувчанлик манфий қўйматга эга бўлади ($\chi < 0$). Диамагнетиклар жумласига висъмут, суръма, қўрошин, кумуш, мис, олтин, сув, аргон, гелий, неон, крептон, ксенон ва барча органик моддалар киради.

Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан озгина катта бўлган ($\mu > 1$) моддалар *парамагнетиклар* дейилади. Парамагнит моддаларга алюминий, платина, натрий, хром, марганец, темир тузларининг эритмалари, кислород, ҳаво ва бошқалар киради. Диамагнетиклардан фарқли ҳолда парамагнетикларда юзага келадиган хусусий магнит майдон ташки магнит майдон билан бир томонга йўналган бўлади. Шунинг учун ташки магнит майдонга киритилган парамагнит стерженнинг учларида майдон кучаяди ва унинг ён томонларида сусаяди.

Парамагнетикларда магнит қабул қилувчанлик мусбат ($\chi > 0$) бўлиб, унинг температурага боғланиши Кюри (1859—1906) қонунига бўйсинади:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (69.6)$$

бу ерда С — Кюри доимийси бўлиб, берилган модда учун ўзгармас катталикдир. Абсолют ноль температурага яқин температуralарда Кюри қонунидан четга чиқиш кузатилади.

Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан кўп марта катта бўлган ($\mu >> 1$) моддалар *ферромагнетиклар* дейилади.

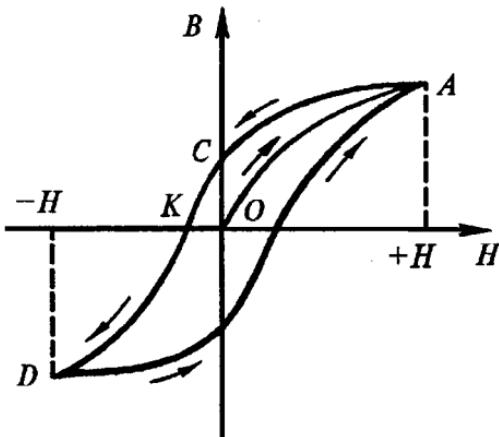
Бундай моддалар жумласига темир, чўян, пўлат, никель, кобальт ва бошқа бир қатор магнит қотишмалар

киради. Ташқи магнит майдонда кучли магнитланиш хусусияти биринчи бўлиб темирда аниқланганлиги учун, бу моддалар ферромагнетиклар деган ном олган. Ферромагнетиклар қуйидаги хусусиятларга эга:

1. Ферромагнетикларда магнит майдон кучланганлиги \bar{H} ортириб борилса, магнитланиш вектори \bar{J} ҳам тез суръатлар билан ортиб боради, кейин бу боғланиш заифлашади ва \bar{H} нинг катта қийматларида \bar{J} ўзгармай қолади, яъни тўйиниш юз беради.

2. Ферромагнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги жуда катта қийматларга эга бўлади (масалан, темир учун $\mu = 5000$). Бундан ташқари магнит майдон кучланганлиги \bar{H} ортиб борганда μ ҳам аввал ортиб бориб, максимумга эришади ва кучли майдонларда $\mu \approx 1$ бўлиб қолади.

3. Ферромагнетикларнинг энг асосий хусусиятларидан бири шуки, уларнинг магнитланиши аввал магнитланганлиги ёки магнитланмаганлигига боғлиқ бўлади. Магнит индукция \bar{B} нинг магнит майдон кучланганлиги \bar{H} га боғланиши (69.5) ифодага кўра чизиқли кўринишга эга бўлиши керак эди. Бироқ тажриба \bar{H} ва \bar{B} лар орасида 161-расмда кўрсатилган боғланиш мавжудлигини кўрсатади. Аввал \bar{H} ортганда \bar{B} жуда тез ўсади, сўнgra унинг ўсиши секинлашади ва етарлича катта \bar{H} да \bar{B} деярли ўзгармай қолади. Агар тажриба илгари магнитланмаган ферромагнетиклар билан ўтказилса, магнитланиш жараёни OA эгри чизиқ бўйлаб боради. Бу эгри чизиқ бошланғич магнитланиш эгри чизиғи деб аталади. Кучланганлик \bar{H} аста-секин камайтирилса, магнитсизланиш AC эгри чизиқ бўйлаб боради. $\bar{H} = 0$ да ферромагнетик ичida қиймати OC га teng бўлган магнит индукция сақ-



161-расм.

ланиб қолади. Бу ҳодиса қолдиқ магнитланиши дейилади. Қолдиқ магнитланишни йўқотиш учун тескари йўналишида *OK* магнит майдон бериш керак. *OK* кучланганлик ферромагнетикнинг *коэрцитив* кучи дейилади.

Шундай қилиб, кузатилган ҳодиса *магнит гистерезис* (кечикиш) ҳодисаси, ҳосил бўлган берк эгри чизик эса *гистерезис сиртмоги* дейилади. Гистерезис сиртмогининг юзи ферромагнетикни қайта магнитлаш жараёнида сарфланган энергияга пропорционал бўлади. Бу энергия ферромагнетикнинг ички энергиясига айланади. Шунинг учун даврий қайта магнитланишда ферромагнетикнинг қизиши кузатилади. Гистерезис сиртмогининг юзи катта бўлган ферромагнетиклар қаттиқ, гистерезис сиртмогининг юзи кичик бўлган ферромагнетиклар юмшоқ ферромагнетиклар дейилади. Доимий магнитлар қаттиқ ферромагнитлардан тайёрланади.

4. Ферромагнетикларнинг магнит хусусиятлари температурага боғлиқ бўлиб, у қиздирилганда магнит сингдирувчанлик камайиб боради ва етарлича катта T_k температурада парамагнетикка айланади. Магнит қабул қилувчаликнинг температурага боғланиши Кюри қонунига бўйсинади:

$$\chi = \frac{C}{T - T_k}, \quad (69.7)$$

Бу ерда T_k — Кюри нуқтасига тўғри келувчи температура бўлиб, бу температурада модда ўзининг ферромагнетиклик хусусиятини йўқотади. Темир учун T_k нинг қиймати 1043 К, никель учун 631 К га тенг.

Кўриб ўтилган ферромагнит хусусиятлар модданинг фақат кристалл ҳолатида кузатилади. Атомда жойлашган электронлар ядро атрофида орбитал айланишдан ташқари ўз ўқи атрофида айланишини ҳам ҳисобга олиш ферромагнит ҳодисаларни тушунтириш имконини беради. Атомдаги электронларнинг магнит моменти фақат икки ўзаро қарама-қарши параллел ва антипараллел йўналишга эга бўлиши мумкин. Электронларнинг магнит моментлари кўп ҳолларда жуфт-жуфт бўлиб, қарама-қарши йўналандир. Шунинг учун уларнинг магнит майдони компенсацияланган. Ферромагнетиклардаги қўшни атомлар валент

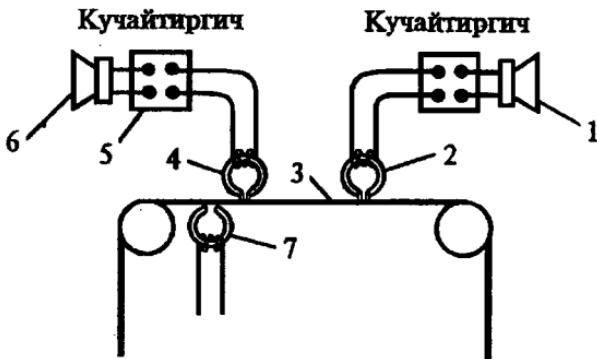
электронларини ўзаро алмаштирганликлари учун бу атомларнинг магнит моментлари параллел жойлашади, яъни моддада айрим соҳалар-доменлар ҳосил бўлади. Ташқи магнит майдони бўлмаган ҳолда турли доменларнинг магнит моментлари ҳар хил йўналишга эга бўлганлиги учун ферромагнит парчасидаги натижавий магнит моментларнинг вектор йифиндиси нолга teng бўлади. Ферромагнетик ташқи магнит майдонга жойлаштирилганда, унинг доменлари шундай қайта магнитланади, бунда уларнинг магнит моментлари ташқи майдоннинг индукция чизиқлари бўйлаб йўналади ва натижада ташқи майдонни кўп марта кучайтиради.

Куйида биз магнетикларнинг магнит хусусиятларига асосланиб ишловчи бир қатор қурилмалар билан танишамиз.

Электр энергияни электростанциядан истеъмолчига кўпкаскадли узатишда магнит гистерезис ҳисобига генератор, трансформатор ва электромоторларда катта микдордаги энергиянинг беҳуда йўқолиши кузатилади. Трансформаторларда энергиянинг беҳуда йўқолишини маълум даражада камайтириш учун уларни ишлаб чиқаришда сифатли ва юмшоқ магнит материаллардан фойдаланиш керак бўлади. Юмшоқ магнит материал сифатида темир, никель қотишмасидан фойдаланилади. Кейинги йилларда юмшоқ магнит материал сифатида ярим ўтказгичлар-ферритлар ҳам ишлатилмоқда. Ярим ўтказгичлар катта электр қаршилигига эга бўлганлиги учун улардан жуда юқори частоталар соҳасида фойдаланса бўлади. Бундан ташқари ферритлар автоматикада, программали бошқариш ва электрон ҳисоблаш машиналарида ишлатилади.

Хозирги вақтда юмшоқ аморф ферромагнит материаллар ҳам ишлаб чиқарилмоқда. Аморф моддаларда атомларнинг тартибсиз жойлашганлиги магнит анизатропиясининг йўқолишига олиб келади. Аморф ферромагнит бирикмаларда магнит анизатропиясининг йўқлиги улардан юмшоқ магнит материал олиш имкониятини беради.

Қаттиқ магнит материаллардан магнитофонларда товушни ёзиб олиш ва эшилтиришда фойдаланилади. 162-расмда товушни магнит тасмага ёзиб олиш схемаси кел-



162-расм.

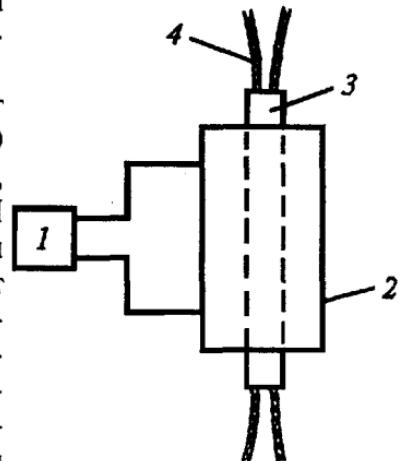
тирилган. Товуш микрофон 1 да электр сигналга айланиб, ёзиб оловучи каллак ўрами 2 га етиб келади. Ўрам атрофида юзага келган магнит майдон каллакни магнит тасма 3 билан контактга келтиради. Бунда тасмадаги ферромагнит зарраларида ёзиб олиниши керак бўлган товушга мос қолдиқ магнитланиш юзага келади. Шундай қилиб, магнит тасмада қолдиқ магнитизм кўриннишида ёзиб олинган сигнални узоқ вақт сақлаш мумкин. Товушни эшиттиришда магнит майдон таъсирида магнит каллак 4 магнит тасма билан уланади ва унда аввал ёзиб олинган товушга мос келувчи магнит оқими юзага келади. Каллак ўрамида магнит оқимининг ўзгаришига мос равишда электр юритувчи куч ҳосил бўлади. Бу сигнал кучайтиргич 5 да кучайтирилади ва репродуктор 6 га берилади. Магнит тасмага ёзилган товушни ўчириш учун ўчириш каллаги 7 га юқори частотали ўзгарувчан ток берилади. Бунда юқори амплитудали ўзгарувчан магнит майдон таъсирида тасмадаги ферромагнит зарралардаги қолдиқ магнитланиш йўқотилади, яъни товуш ўчирилади.

Ферромагнит магнитланганда ёки магнитсизланганда унинг ўлчамларининг ўзгариши магнитострикция ҳодисаси дейилади. Шу ҳодиса кузатиладиган ферромагнит материаллардан ультратовушни тарқатувчи ёки қабул қилувчи қурилмалар ясашда фойдаланилади. Бироқ, темир, никель, кобальт каби ферромагнитларда магнитострикция ҳодисаси натижасида юз берадиган узунликнинг ўзгариши жуда

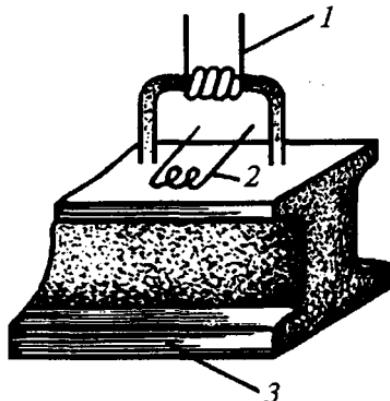
кичик микдорни ташкил этади. Бу ҳодиса ишқорий-ер мегниттарда кучлироқ кечади. Агар магнитланган ферромагнит моддаларга ташқи механик куч таъсир этса, у ҳолда ферромагнитикда қўшимча магнитланиш юзага келар экан. Бу ҳодиса тескари магнитострикция ҳодисаси дейилади.

Тўғри ва тескари магнитострикция ҳодисалари магнитострикцион ўзгарткичлар (преобразователлар) тайёрлашда қўлланилади. Бундай қурилмаларда юқори частотали ўзгарувчан ток генератори (1) дан фалтак (2) га ток берилиши натижасида унинг ичидаги ўзгарувчан магнит майдони ҳосил қилинади (163-расм). Фалтак ичидаги ферромагнит ўзак — вибратор бу майдон таъсирида тебранма ҳаракатга келади ва унинг учларида ультратовуш нурланиши (4) ҳосил бўлади. Электр энергияни механик энергияга айлантириб берувчи бундай қурилмалар *магнитострикцион нурлатгичлар* дейилади. Аксинча, ўзакка ўзгарувчан механик кучланиш таъсир этса (масалан, сув ва ҳаво тўлқинларининг ўзгариши) ўзакнинг магнитланиши ўзгарилиши ва ўзгарувчан электр юритувчи куч юзага келади. Бундай қурилмалар *магнитострикцион қабул қилувчилар* дейилади. Масалан, денгизлар чукурлигини аниқлаш учун кема тагига ўрнатиладиган қурилмалар-эхолотларнинг ишлаш принципи магнитострикция ҳодисасига асосланган. Бунда ультратовушнинг сувдаги тезлигини олдиндан билган ҳолда, унинг денгиз тубига бориб қайтиб келгунча кетган вақтни аниқлаб, денгизнинг чуқурлигини топиш мумкин.

Магнит материалларнинг коэрцитив кучи 10^{-3} Э дан 10^5 Э гача бўлган интервалда бўлиб, улар жуда кичик ўлчамли ЭХМ элементлари ва радиоэлектрон схемалардан тортиб, то гигант ўлчамли зарядланган зарра тезлаткичларида ва термоядро реакциялари юз берадиган қурилмаларда ишлатилиади. Термоядро реакциясида газ зарралари жуда юқори температурагача



163-расм.



164-расм.

(миллион даражалар) қизийди. Бу зарралар реактор деворларига урилса уни эритиб буғлатиб юбориши мумкин. Юқори температурада ионлашган газ зарраларига-плазмага магнит майдон таъсир эттириб уларни маълум ҳажмда ушлаб туриш мумкин.

Юмшоқ магнит материалларидан магнит майдонини катта аниқликда ўлчайдиган жуда кичик ўлчамли қурилмалар-магнитометрлар тайёрлашда фойдаланилади. Узунлиги 50—70 мм бўлган магнитометрлар ёрдамида 10^{-6} Э гача бўлган майдонларни ўлчаш мумкин. Магнитометрлар Ернинг магнит майдонини ўлчашда, геофизик қидирив ишларида, машинашунослик, самолётсозлик ва космонавтика соҳаларида кенг қўлланилади. Машина деталларининг асосан ферромагнит материаллар (темир, пўлат) дан тайёрланиши уларнинг сифатини текширишда магнит назоратдан фойдаланиш имкониятини беради. Бу усул магнитоструктура анализидан иборат бўлиб, магнетикнинг бир жинслилиги бузилган жойда магнит хусусиятларнинг ўзгаришига асосланган. Шу усулга асосланиб материаллардаги нуқсонларни топишга магнит дефектоскопия дейилади. Бу усулдан, масалан, рельсларнинг сифатини уни ишлаб чиқариш жараёнида ёки йўлга ўрнатилаётган вақтда текширишда фойдаланиш мумкин. Темир йўлларда махсус вагон-дефектоскоплар бўлиб, рельснинг устидаги фидираклари орасига электромагнит (1) ва унинг қутблари орасига индукцион ғалтак (2) жойлаштирилган (164-расм).

Агар текширилаётган рельс (3) да нуқсон бўлмаса, фалтакда индукцион ток ҳосил бўлмайди. Рельснинг нуқсонли жойига келганда фалтак (2) да индукцион ток ҳосил бўлади ва у вагондаги ёзув аппаратига узатилади. Шу усул билан темир йўл рельсининг нуқсонли қисми аниқланиб, уни бартараф қилиш чораси кўрилади.

Магнитланиш вақтида индукция чизиқларининг ферромагнетик «ичига тортилиши»дан магнит ҳимоя учун фойдаланилади. Агар ферромагнетикдан филоф ясалса, ташқи майдоннинг индукция чизиқлари кутичанинг деворлари бўйлаб ўтади, унинг ичидаги майдон йўқолади. Шундай йўл билан сезгир асбобларни Ернинг магнит майдони ва бошқа магнитланган жисмлар таъсиридан сақланиди.

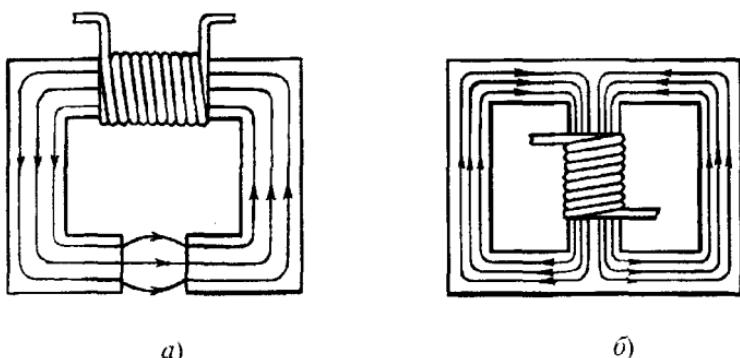
70-§. Магнит занжирлар ва уларнинг қўлланиши

Магнит индукция оқими ўтадиган магнетиклар тўплами *магнит занжир* деб аталади. Магнит оқими тармоқланмасдан бир муҳитдан иккинчи муҳитга тўлиқ ўтса, магнит индукция оқимлари кетма-кет йўналган дейилади. Магнит занжир ичидаги оқимлар тармоқланса ва яна қўшилса, оқимларнинг бу тармоқлари параллел йўналган дейилади. Биз қуйида магнит занжир қонуниятларининг айримларини кўриб чиқамиз.

Аввал тармоқланмаган магнит занжирни кўрайлик (165-а расм). Бу занжир икки қисмдан: магнит сингдирувчанлиги μ бўлган S кесимли ферромагнетик материалдан ҳалқа шаклида ясалган магнетик ва магнит сингдирувчанлиги μ_1 , бўлган ҳаво оралиғидан иборат. Ёпиқ контур бўйича магнит кучланганлик қаралаётган контур билан чегараланган сиртдан ўтаётган тўлиқ ток кучига тенг бўлганлиги учун

$$HI + H_1 I_1 = NI \quad (70.1)$$

деб ёза оламиз. Бу ерда H — занжирнинг металл қисмидаги майдон кучланганлиги, H_1 — ҳаво оралиғидаги майдон кучланганлиги, I — металл занжирнинг индукция ўрта чизиги бўйича узунлиги, I_1 — ҳаво оралиғи узунлиги, N — ўрамлар сони, I — ўрамдаги ток кучи.



165-расм.

(66.9) ва (69.5) ифодалардан фойдаланиб, (70.1) ни қуийлагича ёзамиш:

$$\Phi = \frac{NI}{\frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S}}. \quad (70.2)$$

Бу ифода берк занжир учун Ом қонуни (62.3) га ўхшайди. Шунинг учун

$$C_m = NI \quad (70.3)$$

ифода магнит юритувчи күч,

$$R_m = \frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S} \quad (70.4)$$

ифода эса занжирнинг тўла магнит қаршилиги дейилади. (70.4) ифода магнит занжир қисмлари кетма-кет уланган ҳолда занжирнинг умумий магнит қаршилиги айрим қисмлари магнит қаршиликларининг йигиндисига tengligигини кўрсатади. Агар (70.4)ни электр қаршилиги учун ёзилган (60.3) формула билан солиштирсак, солиштирма электр қаршилик ўрнида $\frac{1}{\mu\mu_0}$ қатнашаётганини кўрамиз. Бунда электр қаршилик сингари магнит қаршилик ҳам магнит

ўтказгичнинг узунлиги l га тўғри пропорционалдир, унинг кесим юзаси S га тескари пропорционал.

(70.3) ва (70.4) белгилашларини киритиб, (70.2) ни куйидагича ёзамиш:

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}. \quad (70.5)$$

Демак, магнит индукция оқими сон жиҳатидан магнит юритувчи куч \mathcal{E}_m нинг занжир магнит қаршилиги R_m га нисбатига тенг экан.

Энди магнит оқимнинг тармоқланиши юз берадиган магнит занжирини кўрайлик (165-б расм). Магнит оқими тармоқлананаётган ҳар бир жойда келаётган оқим катталиги шу ердан кетаётган оқимларнинг йифиндисига тенг. Агар келаётган оқимларни мусбат, кетаётган оқимларни эса манфий деб ҳисобласак, у ҳолда ҳар бир тармоқланиш жойи учун

$$\sum_{i=1}^k \Phi_k = 0, \quad (70.6)$$

деб ёза оламиз, яъни тармоқланиш жойида магнит оқимларининг алгебраик йифиндиси нолга тенгдир. (70.6) ифода тармоқланган электр занжир учун ёзилган Кирхгофнинг биринчи қоидаси (63.2) ни эслатади.

165-б расмда келтирилган магнит занжирдан бирорта берк контурни (ўнг ёки чап қисми) ажратиб олиб, ундаги магнит оқимини ҳисобласак,

$$\sum_{i=1}^k \Phi_k r_{mk} = \sum_{i=1}^k \mathcal{E}_{mk} \quad (70.7)$$

ифодани ҳосил қиласиз, яъни берк занжир учун магнит оқимлари билан магнит қаршиликлар кўпайтмаларининг йифиндиси занжирдаги магнит юритувчи кучларнинг йифиндисига тенг. (70.7) ифода Кирхгофнинг иккинчи қоидаси (63.5) га ўхшайди.

Кўриб турибмизки, электр занжир учун ҳосил қилинган кўпгина қонунлар магнит занжирлар учун ҳам бажарилар экан. Бироқ бу қонунлар орасидаги ўхшашлиқ расмий бўлиб, физика қонуниятлари орасида ҳеч қандай умумийлик йўқлигини қайд қилиб ўтиш лозим.

Токнинг магнит таъсирига асосланиб ишлайдиган энг содда магнит занжирлардан бири — электромагнитлардир. Бундай қурилмаларнинг темир ёки пўлат ўзакли соленоидидан электр токи ўтганда унинг магнит майдони таъсирида ўзак магнитланади. Электромагнитнинг тортиш кучи ундан ўтаётган ток кучининг квадратига пропорционал бўлади. Электромагнит доимий магнитдан қўйидағилар билан фарқ қиласди: 1. Электромагнитнинг тортиш таъсирини ҳамма вақт тўхтатиш мумкин. 2. Электромагнитнинг тортиш кучини ўзгартириш мумкин. 3. Электромагнитнинг магнит майдони анча кучли бўлади. Электромагнит қутблари ҳам соленоид қутблари сингари аниқланади. Электромагнитлар уларнинг қаерда ишлатилишига қараб турлича катталикда ва турлича шаклда бўлиши мумкин.

Электромагнитлар электр қўнгироқлар, телеграф аппаратлари, реле, электромагнит кранлар, динамомашиналар, электр моторлар, электр ўлчов асборлари, электр соатларда, шунингдек, электр станциялари, телефон ва телеграф станциялари, темир йўл линиялари, ҳамда гидростанциялардаги бир қатор автоматик бошқариш қурилмаларида ишлатилади. Медицинада снаряд, мина ва ўқларнинг киши танасига кириб қолган парчалари, кўзга тушган темир қипиқлари жуда кучли электромагнитлар ёрдамида чиқариб олинади. Электромагнитларнинг айримларини кўриб чиқамиз.

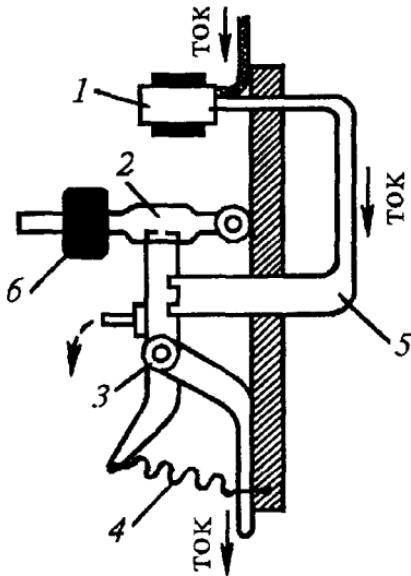
1. *Реле.* Узоқ масофалар ўртасида телеграф ёрдамида алоқа боғлашда узатиш линиясининг қаршилиги шунчалик ортиб кетиши мумкинки, бунда ток кучи ёзув аппаратининг ишлашини таъминлай олмайди. Бундай, камчиликни бартараф қилиш учун заиф токларда ишлайдиган электромагнетик реледан фойдаланилади.

2. *Олисдан туриб бошқариши автоматлаштириши.* Электр станцияларидаги мураккаб қурилмаларни автоматик аппаратлар ёрдамида тез ва тўғри улаш ёки қайта улаш мумкин. Автоматик бошқариш учун қўйидаги аппаратлар ишлатилади; максимал ва минимал ток рельси, максимал ва минимал кучланишлар релеси, тебранишлар рельси, температура релеси, линияларнинг Ерга уланганлигини аниқловчи реле

ва ҳ.к. Шуларни эътиборга олиб автоматик бошқариша реле энг муҳим роль ўйнайди, деган холосага келамиз.

Мисол учун электр станцияларида қўлланиладиган максимал автоматик ўчиригичнинг тузилишини кўриб чиқамиз. Бу ўчиригич занжирда керагидан ортиқ ток пайдо бўлганда занжирни узуб кўяди (166-расм). 4 пружина ҳамма вақт 3 пичноқни вилкадан тортиб туради, бироқ 2 қулф пичноқни вилкада ушлаб туради. Қулф юмшоқ темирдан қилинган бўлиб, шундай б юқ билан бостириб қўйилганки, 1 электромагнит чулғамидан нормадан ортиқ ток ўтганда қулф электромагнитга тортилади. Шундай қилиб, нормадан ортиқ ток ўтганда, 2 қулф 1 электромагнитга тортилади ва шу вақтда 4 пружина таъсирида 3 пичноқ 5 вилкадан чиқиб кетади ва занжир узилади.

3. Уруғ тозаловчи машина. Конструкторлар томонидан яратилган электромагнит машина ёрдамида соатига 400 кг беда уруфини зарпечак уруғидан тозалаш мумкин (167-расм). Бу машинада уруғлар автоматик равишда темир кукуни билан аралаштирилади. Беданинг силлиқ уруғларига куқун ёпишмайди, сиртида майда чуқурчалари бўлган зарпечак уруғларига куқун ёпишади ва уруғлар металлашгандек бўлиб қолади.



166-расм.



167-расм.

Уруғлар икки новдан икки темир барабанга тушади. Бу барабанлар ичидә қувватли электромагнитлар бўлиб, улар барабан тагига қўйилган идишларга барабандан эркин сирғалиб тушади. Зарпекакнинг темир қукуни билан қопланган уруғларини электромагнит барабан сиртига тортади ва улар электромагнитнинг таъсир сферасидан чиққанидан кейин барабан тагидаги бошқа идишга тушади.

Худди шунингдек, темир рудаларини электромагнит ёрдамида ҳар хил аралашмалардан маълум даражада тозалаш мумкин. Бунинг учун майдаланган руда электромагнитдан ўтказилади. Таркибида кўпроқ темир моддаси бўлган бўлаклар электромагнитга тортилиб, бошқа аралашмалардан ажралади.

Юқорида магнит занжирнинг энг содда намуналаридан бири — электромагнитлар ва уларнинг айрим соҳаларида қўлланиши ҳақида фикр юритилди. Электротехникада магнит оқимининг мавжудлигига асосланган ҳолда ишловчи ток генераторлари, электрдвигателлар, трансформаторлар ҳам магнит занжирлардир. Бу қурилмаларнинг ишлаш принципи электромагнит индукция ҳодисасига асосланганлиги сабабли, улар билан танишишни кейинги бобга қолдирилди.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Эрстед ва Ампер тажрибаларининг фарқи нимадан иборат?
2. «Синов контури» деганда қандай контурни тушунасиз?
3. Магнит майдон индукция чизиқларининг йўналиши қандай аниқланади?
4. Ер шарининг турли географик кенгликларида магнит стрелканинг ҳолатларини тушунтиринг.
5. Магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси ва кучланганлиги ўзаро қандай боғланган?
6. Параллел токлар ўзаро қандай таъсирлашади?
7. Лоренц кучининг физик маъноси нимадан иборат?
8. Магнит линзаларнинг қўлланишига мисоллар келтиринг.
9. Моддалар магнит хусусиятларига қараб қандай гуруҳларга бўлинади?
10. Магнит занжирларнинг техникада қўлланишига мисоллар келтиринг.

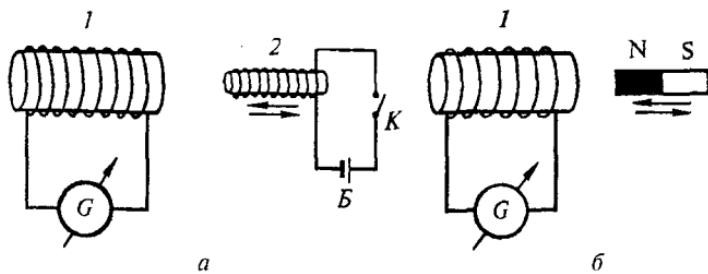
XIII б о б. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ.

71-§. Фарадей тажрибалари

Ўтказгичдан электр токи ўтказилганда унинг атрофида магнит майдони ҳосил бўлишини кўрдик (59, 64-§). Табиатда тескари ҳодисани кузатиш мумкинми, яъни магнит майдон электр токини юзага келтирмасмикан. 1831 йили инглиз олими Фарадей (1791-1867) ток билан магнит майдон орасидаги узвий боғланишни билган ҳолда магнит майдон ёрдамида берк ўтказгичда электр токи ҳосил қилиш мумкинлигини тажрибада кўрсатди.

Фарадей тажрибаларини кўриб чиқайлик. Бир-бирига кийдириш мумкин бўлган иккита фалтак олинади (168-а расм). Биринчи фалтак (1) гальванометрга, иккинчи фалтак (2) ток манбаига уланган бўлсин. Фалтаклар бир-бирига нисбатан қўзғалмаса, биринчи фалтак уланган занжирда ток ҳосил бўлмайди. Энди 2 фалтакни 1 фалтак ичига кирига бошлаймиз. Бунда гальванометр биринчи фалтак занжиррида ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Фалтаклар бир-бирига нисбатан қанча тез ҳаракат қилса, ток ҳам шунчалик катта бўлади, фалтаклар ҳаракатдан тўхтаганда ток ҳам йўқолади. Фалтаклар бир-бирига кийдирилганида вачиқарилганда ҳосил бўлган токларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлишини гальванометр стрелкасининг ўнгга ёки чапга оғишидан кўриш мумкин. Тажриба вақтида фалтакларнинг қайси бири ҳаракатланиши аҳамиятга эга бўлмай, балки уларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракати муҳимдир. Ҳар иккала фалтакни бир-бирига кийгизилган ҳолатда ҳаракатсиз қолдириб, 2-фалтакдаги токни K калит ёрдамида узиб уласак (ёки реостат қўйиб, токни ўзгартирсак), 1-фалтакда ток ҳосил бўлганлигини кўрамиз. Бунда K калитни улаш вақтида ток бир йўналишда ҳосил бўлса, калитни узишда у бошқа йўналишда бўлади. Биринчи фалтак ичидаги ҳаракатсиз турган иккинчи фалтак ичига темир ўзак киритиш ёки чиқариш вақтида ҳам 1-фалтакда ток ҳосил бўлганлигини кўриш мумкин.

Тажрибани бир оз ўзгартирайлик. Ток манбаига уланган иккинчи фалтак ўрнида тўғри доимий магнит олай-



168-расм.

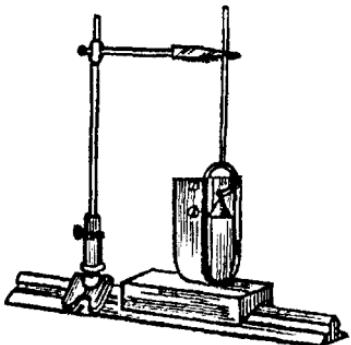
лик (168-б расм). Доимий магнитнинг бир учини ғалтакка кирита бошласак, гальванометр ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Магнит ҳаракатдан тўхтаганда ток йўқолади. Магнитни ғалтакдан чиқара бошласак, ғалтакда аввалги токка тескари йўналган ток ҳосил бўлади. Магнитни ҳаракатсиз қолдириб, ғалтак ҳаракатга келтирилганда ҳам юқоридаги ҳодиса такрорланади. Магнитнинг кутби ўзгартирилса, ҳосил бўлувчи токнинг йўналишлари ҳам ўзгаради. Кўриб ўтилган Фарадей тажрибаларининг умумий томони шундаки, магнит майдоннинг ўзгариши электр токини юзага келтиради. Бу ҳодиса *электромагнит индукция ҳодисаси*, ҳосил бўлган ток эса *индукцион ток* дейилади.

Ўз тажрибаларини умумлаштирган Фарадей индукцион токнинг пайдо бўлишига сабаб — магнит индукция оқимининг ўзгаришидир, деган холоса чиқарди. Ҳосил бўладиган индукцион токнинг катталиги магнит индукция оқими қайси йўл билан ўзгартирилганлигига боелиқ бўлмасдан, балки оқимнинг ўзгариш тезлигига пропорционалдир. Магнит майдон уюрмали бўлиб, индукция чизиқларининг охири бўлмаганлиги учун, берк контур қамраб олган индукция чизиқларининг миқдори жиҳатидан ҳар қандай ўзгариши улар фақат берк сим контурни кесиб ўтиши натижасида рўй бериши мумкин. Шунинг учун Фарадей ўтказгич ёки унинг ихтиёрий қисми магнит индукция чизиқларини кесиб ўтса, ўтказгичда индукцион ток пайдо бўлади, деган холосага келди.

Индукцион токнинг йўналишини аниқлаш бўйича кўплаб ўтказилган тажриба натижаларини умумлаштириб, Петербург университетининг профессори Ленц 1933 йили қуидаги қонунни яратди: *индукцион ток шундай йўналанганки, унинг хусусий магнит майдони бу токни вужудга келтираётган магнит оқимиning ўзгаришига тўсқинлик қиласи*. Бошқача айтганда, индукцияловчи магнит оқими кўпаяётганда индукцион токнинг хусусий магнит оқими уни камайтиришга ва аксинча, камайётганда уни кўпайтиришга интилади. Бу — Ленц қоидаси бўлиб, у индукцияланган токлар учун энергиянинг сақланиш қонунини англатади. Ленц қоидаси бажарилмасдан индукцион токлар қўшилганда эди, ташқаридан энергия берилмаса ҳам токлар чексиз ортиб борган бўлар эди. Бу — энергиянинг сақланиш қонунига зиддир.

Ленц қоидасининг тўғрилигини 169-расмда келтирилган тажрибадан кўриш мумкин. Тақсимон магнит кутблари орасига индукцион фалтак вазифасини бажарувчи алюминий ҳалқа маятникка ўхшатиб осиб кўйилган. Агар магнитни ҳалқага яқинлаштирысан, ҳалқа магнитдан қочади, аксинча, магнит узоқлаштирилганда ҳалқа унга эргашади. Магнит ва ҳалқанинг бир-биридан ажралишига ҳалқада юзага келган индукцион ток, Ленц қоидасига кўра, тўсқинлик қиласи.

Магнит майдонда жойлашган алюминий ҳалқани бирор бурчакка оғдириб қўйиб юборсан, у худди ёпишқоқ муҳитда тебранаётгандек бир-икки тебраниб мувозанат ҳолатида тўхтайди. Ленц қоидасига кўра, ҳалқанинг тебранишига индукцион кучлар халақит беради. Тебранишнинг бундай сўниши индукцион сўниши ёки демпфирлаш дейилали ва ундан кераксиз тебранишларни сўндиришда фойдаланилади. Индукцион демпфирлаш, энг аввало, кўплаб ўлчов асбобларида стрелка ёки кўзгунинг



169-расм.

вақтни кўп оладиган кераксиз тебранишларини йўқотишида қўлланилади.

72-§. Электромагнит индукциянинг асосий қонуни

Фарадей тажрибаларида берк контур орқали ўтувчи магнит индукция оқимининг ўзгариши оқибатида индукцион токнинг ҳосил бўлишини кўрдик. Ҳар қандай контурдан электр токи оқиши учун маълум электр юритувчи куч (Э.Ю.К.) бўлиши керак. Шундай экан, магнит индукция чизиклари ўтказгични кесиб ўтганда, унда аввало Э.Ю.К. юзага келиши шарт. Бу электр юритувчи куч индукция Э.Ю.К. дейилади. Фарадей томонидан олинган натижаларни таҳлил қилиб кўрган Максвелл (1831—1879) индукцион Э.Ю.К. контур билан чегараланган юза орқали ўтувчи магнит оқими-нинг вақт бўйича ўзгаришига пропорционал эканлигини топди, яъни:

$$\mathcal{E}_u = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (72.1)$$

Бу ифода — Максвелл қонуни ёки *электромагнит индукциянинг асосий қонуни* дейилади. Бу формуладаги минус ишора Ленц қоидасига мос келади, яъни $\frac{d\Phi}{dt} > 0$ бўлса, $\mathcal{E} < 0$ ва $I < 0$ бўлади. СИ бирликлар системасида Э.Ю.К. — вольтларда вақт-секундларда ва магнит оқими — веберда (66-§) ўлчанади. (72.1) ифодага кўра, магнит оқими-нинг ўлчов бирлиги — вебер деганда шундай магнит оқимини тушунамизки, бу оқим нолгача камайганда занжирда 1 вольт/секунд кучланиш импульси ҳосил бўлади.

Электромагнит индукцияга тескари бўлган ҳодиса *магнитоэлектр индукция ҳодисаси* дейилади. Бу ҳодисанинг мавжудлиги ҳақидаги гипотеза 1863 йили Максвелл томонидан берилган. Бу гипотезага кўра, фазонинг ихтиёрий соҳасида электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши индукцион магнит майдонни юзага келтиради. Электр ва магнит майдонлар орасидаги боғланишни топиш учун Максвелл силжиш токи тушунчасини киритди. Конденсатордан ўзгар-

мас ток ўтмайди.

Ўзгарувчан ток нинг занжир бўйлаб оқишида конденсаторнинг зарядланишлари ва разрядланишлари рўй беради. Маълум миқдор зарядга эга бўлган конденсаторнинг разрядланиш вақтида занжирдан I ток оқади ва ўтказгичнинг бутун узунлиги бўйлаб берк магнит индукция чизиклари ҳосил бўлади (170-расм). Максвелл назариясиغا кўра, магнит майдоннинг бундай берк ҳалқалари фақат ўтказгич атрофида эмас, балки конденсатор қопламалари орасида ўзгарувчан электр майдон сифатида юзага келади. Конденсатор қопламалари орасидаги бўш фазода электр майдоннинг вақт бўйича ўзгаришида ҳосил бўладиган ток *силжии токи* дейилади. Ўтказгичдаги ўзгарувчан ток конденсатордаги силжиш токи билан уланади ва занжир ёпилади. Шунинг учун электр токининг бошлиниши ҳам, охири ҳам бўлмасдан, табиатда фақат берк токлар мавжуд бўлади.

Максвелл томонидан электромагнит ва магнитоэлектр ҳодисалари назарий жиҳатдан батафсил ўрганилган бўлиб, бу ҳодисаларнинг ягона назарияси яратилган. Бу назария *электромагнит майдон назарияси* дейилади. Максвелл назарияси иккита қоидага таянади:

1. Магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгариши уюрмали электр майдонни ҳосил қиласди (Электромагнит индукция).
2. Электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши уюрмали магнит майдонни вужудга келтиради (магнитоэлектр индукция).

Бу назарияга кўра, бирор L контурда юзага келадиган индукцион Э.Ю.К.

$$\mathcal{E}_u = \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (72.2)$$

ифода билан аниқланади.

Электр ва магнит майдонлар бир-бири билан узвий боғланганлиги учун умумий майдон **электромагнит майдон** деб аталади. Масалан, конденсатор ва фалтакдан иборат бўлган тебраниш контурида электр ва магнит майдонлар кетма-кет бир-бирига ўтиб туради (88-ға қ.).

Магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида юзага келадиган индукцион токлар фақат симдагина эмас, балки ҳар қандай яхлит ўтказгичда ҳам пайдо бўлиши мумкин. Бу токлар уюрма токлар ёки бу токларни ўрганган француз олимни номи билан *Фуко* (1819-1868) *токларни* деб аталади. Ленц қоидасига мувофиқ, уюрмали токларниң йўналиши шундайки, улар ҳосил қилган магнит майдон ўтказгичнинг ҳаракатига қарама-қарши таъсир кўрсатади.

Магнит майдонда ҳаракатланувчи яхлит ўтказгичларда (моторнинг якорларида) ёки ўзгарувчан магнит майдонда ҳаракатсиз турган яхлит ўтказгичларда, электромагнитнинг ўзакларида уюрмали токлар туфайли кўп микдорда Жоуль-Ленц иссиқлиги (61-ға қ.) ажралади ва бу ҳол энергиянинг беҳуда истроф бўлишига сабаб бўлади. Бундай истрофга йўл қўймаслик учун динамомашиналар ва электр моторларнинг якорлари, электромагнит ва трансформаторларнинг ўзаклари яхлит ясалмай, балки, бир-биридан изоляция қилинган юпқа пластинкалардан йиғилади.

Уюрмали токлар иссиқлик таъсирининг фойдали томони ҳам бор. Улардан юқори сифатли қотишмалар олинадиган индукцион печларда фойдаланилади. Бундай печларнинг чулғамларига ўзгарувчан ток берилади. Машиналарнинг деталларини кесувчи асбобларни тоблаш, турли материаллар ва буюмларни қуритишда ҳам индукцион ток билан қиздириш усулидан фойдаланилади. Бу ҳолларда юқори частотали ўзгарувчан ток ишлатилади.

Ўтказгичдан ўзгарувчан ток ўтганда юзага келадиган уюрмали токлар ҳар доим бирламчи токнинг ўзгаришига тўсқинлик қиласи. Ўтказгичдан юқори частотали ўзгарувчан ток ўтганда уюрмали токлар ҳисобига унинг кесим юзаси бўйича ток зичлиги бир хил бўлмайди: сиртда — катта, марказда эса кичик бўлади. Ток зичлигининг ўтказ-

гич кўндаланг кесим юзаси бўйича бундай потекис тақсимланиши скрин-эфект ёки сирт эффицити дейилади. Ўтказгичнинг диаметри қанчалик катта бўлса ва ундан оқувчи токнинг частотаси қанчалик юқори бўлса, сирт эффицити шунчалик сезиларли бўлали. Жуда юқори частоталарда ток асосан ўтказгичнинг сирти бўйлаб оқади. Бу ҳолда ток оқувчи ўтказгичнинг эффицитив юзаси камайганлигидан унинг қаршилиги ортади. Ўта юқори частотага мўлжаллаинган ўтказгичлар ичи бўш труба шаклида ясалади. Бундай ўтказгичлар *волноводлар* дейилади.

Бир жинсли магнит майдонда берк ўтказгич магнит индукция чизиқларини кесиб ўтадиган тарзда ҳаракатга келтирилса, унда индукцион Э.Ю.К. юзага келишини кўрдик. Электромагнит индукциянинг бу хусусиятидан механик энергияни электр энергияга айлантириб берувчи қурилмаларда – генераторлардан фойдаланилади. Генераторининг ишлаш принципи 171-расмда кўрсатилган. Фараз қилайлик, бир жинсли ($B = \text{const}$) магнит майдонда яси рамка ташки механик куч таъсирида $\omega = \text{const}$ бурчак тезлик билан ҳаракатга келтирилсин. У ҳолда (66.9) ифодага кўра юзаси S бўлган рамка орқали ўтувчи магнит оқими

$$\Phi = B_s S = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t \quad (72.3)$$

га тенг бўлади. Бу ерда $\alpha = \omega t$ – вақтнинг t моментидаги рамканинг бурилиш бурчаги.

Электромагнит индукциянинг асосий қонуни (72.1) га кўра рамкада юзага келувчи индукцион Э.Ю.К. қуйидагига тенг бўлади:

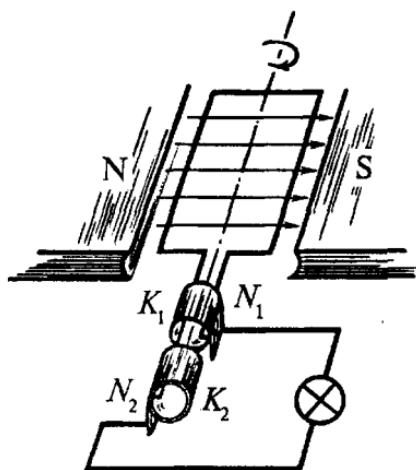
$$\mathcal{E}_u = -\frac{d\Phi}{dt} = BS \sin \omega t. \quad (72.4)$$

Агар $\sin \omega t = 1$ бўлса, Э.Ю.К. ўзининг энг катта қийматига эришади, яъни:

$$\mathcal{E}_m = BS \omega. \quad (72.5)$$

Охирги икки ифодадан қуйидагини ёзамиш:

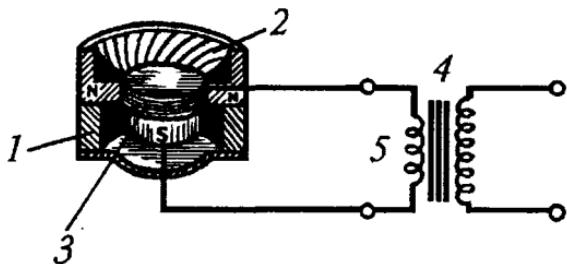
$$\mathcal{E}_u = \mathcal{E}_m \sin \omega t. \quad (72.6)$$



171-расм.

Шундай қилиб, бир жинсли магнит майдонда рамка бир текис айланма ҳаракатга келтирилса, унда синусоидал ўзгарувчи индукция Э.Ю.К. юзага келар экан. Бу Э.Ю.К. K_1 ва K_2 контактларда сирпанувчи N_1 ва N_2 чўткалар орқали ташқи занжирга уланади (171-расмга к.). Рамкадаги ўрамда юзага келадиган индукция Э.Ю.К.нинг бурилиш бурчагига боғлиқ ҳолда ўзгариши синусоида кўринишида бўлади.

Электромагнит индукция ҳодисасининг амалда яна бир қўлланишини электродинамик микрофон мисолида кўриш мумкин (172-расм). Электродинамик микрофон кучли 1 доимий магнит, алюминий фольгадан ясалган 2 мембрана ва 3 ўзгалувчан галтакдан иборат бўлади. Фалтак чулғамигининг учлари 4 трансформаторнинг 5 бирламчи чулғамига уланади. Товуш тўлқинлари микрофоннинг мембронасига тушганда у ўзгалувчан фалтак билан биргаликда пастга сурилади ва магнит чизиқларини кесиб ўтади, натижада мембронада Э.Ю.К. индукцияланади. Бу Э.Ю.К. туфайли трансформаторнинг бирламчи чулғами орқали ток ўтади. Товуш



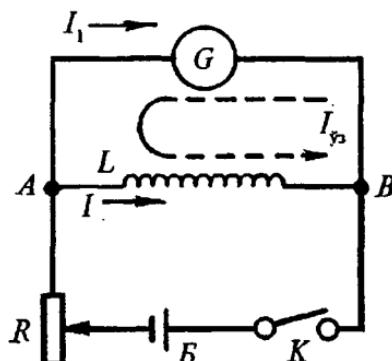
172-расм.

түлқинлари мембранага келиб урилмаган пайтда мембрана қўзғалувчан фалтак билан биргаликда юқорига суриласди, бунда фалтақда Э.Ю.К. индукцияланади. Бу Э.Ю.К. трансформаторнинг бирламчи чулғамида қарама-қарши йўналишда оқадиган ток ҳосил қиласди. Шундай қилиб, микрофон мембранаси товуш түлқинлари таъсирида тебранма ҳаракатга келади. Магнит майдонда жойлашган қўзғалувчан фалтак магнит чизиқларини кесиб ўтади ва унда ўзгарувчан Э.Ю.К. индукцияланади. Бу Э.Ю.К. таъсирида трансформаторнинг занжирида ўзгарувчан ток вужудга келади, бу ток кучайтиргич орқали радиокарнайга берилади.

73-§. Ўзиндукция ва ўзаро индукция ҳодисалари

Электромагнит индукция ҳодисасини кузатиш бўйича Фарадей томонидан ўтказилган тажрибалардан бирида диаметрлари ҳар хил бўлган ва бир-бирига кийдириладиган иккита фалтак олинганди (168-а расмга к.). Фалтакларни бир-бирига кийдириб, токли фалтак занжиридаги калитни узиб-улаш вақтида биринчи фалтакка уланган гальванометр ток ҳосил бўлганлигини кўрсатарди. Индукцияловчи фалтақдаги токни узиб-улаш вақтида магнит оқими-нинг ўзгариши шу фалтак ичидаги маълум Э.Ю.К.ни юзага келтиради, яъни қўшимча токлар ҳосил бўлади. Бу ҳодиса ўзиндукция ҳодисаси, ҳосил бўлган токлар эса ўзиндукция экстратоклари дейилади.

Ўзиндукция ҳодисасини 173-расмда келтирилган схема ёрдамида кузатиш мумкин. Занжир B — ток манбаи, R — реостат, K — калит, G — гальванометр ва ўрамлар сони кўп бўлган L — фалтақдан ташкил топган. Калит ёпиқ бўлганда A тугунда ток икки қисмга (I ва I_1 ларга) тармоқланади. Калит узилса, фалтакла-



173-расм.

ги магнит оқими йўқола бошлайди ва ўзиндукия экстратоки пайдо бўлади. Бу ток узилиши экстратоки дейилади ва у Лени қоидасига кўра I ток билан бир хил йўналган бўлади ва калит узуқ бўлгани учун ўзиндукия экстратоки I_j , I , токка қарама-қарши йўналишда гальванометрдан ўтади. Шунинг учун гальванометр стрелкаси тескари томонга оғади. Калит уланганда ҳам фалтакда экстраток пайдо бўлади. Бу ток уланиши экстратоки дейилади. Уланиш экстратокининг йўналиши I токнинг йўналишига қарама-қарши бўлади. Шунинг учун бу ҳолда гальванометр стрелкасининг кўрсатиши секин-аста ошиб боради.

Фалтакка темир ўзак киритилса, экстратоклар ортади. Бу ҳолда гальванометрни кичик лампочка билан алмаштириши мумкин. Калит уланганда лампочка аста-секин ёруғланади, узилганда эса ялт этиб ёруғлик беради ва ўчади.

Электромагнит индукция ҳодисасининг кузатилиши учун берк контур орқали ўтувчи магнит оқимининг ўзгариши етарли эди. Агар берк контурда ўзгарувчан ток оқаётган бўлса, у ҳолда шу ток ҳосил қиласиган магнит майдон ҳам ўзгарувчан бўлади. Бошқача айтганда, ўзгарувчан магнит индукция оқимини ўзгараётган токнинг ўзи ҳосил қиласи.

Био-Савар-Лаплас қонунига кўра (66-§) берк контур бўйича оқувчи электр токини ҳосил қиласиган магнит оқими (Φ) ток кучига пропорционал, яъни

$$\Phi = LI. \quad (73.1)$$

Бу ерда L — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, контурнинг индуктивлиги дейилади. Агар (73.1)да $I = 1$ бўлса, у ҳолда $\Phi = L$ бўлади. Демак, контурнинг индуктивлиги деганда ундан бир бирлик ток оқиб ўтганида юзага кела-лиган магнит оқимини тушунар эканмиз. Индуктивлик контурнинг шакли, ўлчамлари ва контур жойлашган муҳитнинг магнит сингдирувчанилигига боғлиқ. Бирор фалтак вакуумда жойлашганда индуктивлиги L_0 , унинг ичи бир жинсли модда (масалан, темир) билан тўлдирилганда индуктивлиги L бўлса, у ҳолда

$$\mu = \frac{L}{L_0} \quad (73.2)$$

нисбат шу муҳитнинг магнит сингдирувчанлигини беради (69-фига қ.) СИ бирликлар системасида индуктивлик бирлиги генри (Гн)да ўлчанади:

$$1\text{ Гн} = \frac{1\text{ Вб}}{1\text{ А}}.$$

Демак, контурдан 1 А ток ўтганда 1 Вб магнит оқими юзага келса, бундай контурнинг индуктивлиги 1 Гн га тенг бўлади.

Ўзиндукия ҳодисасида контурдаги токнинг ўзгариши ўзгарувчан магнит индукция оқимини юзага келтиради. Бунинг натижасида контурда Э.Ю.К. пайдо бўлади ва у қўшимча ток ҳосил қиласди. Ўзиндукия Э.Ю.К.нинг қийматини топиш учун (72.1)га асосланаб, (73.1)дан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила оламиз, яъни

$$\dot{\mathcal{E}}_{\text{ж}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (73.3).$$

Бу ифодадан контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлса, контурда ҳосил бўладиган ўзиндукия Э.Ю.К. токнинг вақт бўйича ўзгариш тезлигига пропорционал эканлиги қўриниб турибди. (73.3) формуладаги минус ишора Ленц қоидасидан келиб чиқиб, контурнинг индуктивлиги токнинг ўзгаришига тўсқинлик қилишини кўрсатади. Индуктивлиги 1 Гн бўлган контурдан ўтаётган ток кучи 1 с давомида 1 А га ўзгарса, контурда 1 В ўзиндукия Э.Ю.К. вужудга келади.

Бир-бирига яқин жойлашиб, ўзаро магнит боғланишда ва ҳаракатсиз бўлган иккита 1 ва 2 контур олайлик. Биринчи контурдаги ток I_1 , иккинчи контурдаги ток I_2 бўлсин. Агар биринчи контурдаги ток кучи dI_1 га ўзгарса, у ҳолда иккинчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқими

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1, \quad (73.4)$$

катталика ўзгаради ва иккинчи контурда

$$\dot{\mathcal{E}}_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (73.5)$$

индукция Э.Ю.К.ни юзага келтиради. Худди шунингдек, иккинчи контурда токнинг dI_2 га ўзгариши биринчи контур орқали ўтувчи оқимни

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_1 \quad (73.6)$$

га ўзгартиради, натижада

$$\mathcal{E}_1 = \frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (73.7)$$

индукция Э.Ю.К. ҳосил бўлади. Бир-бири билан магнит боғланишда бўлган контурлардан бирида ток кучининг ўзгариши натижасида иккинчи контурда Э.Ю.К.нинг юзага келиши ҳодисаси ўзаро индукция ҳодисаси дейилади. Контурларнинг ўзаро индуктивликлари бир-бирига тенг бўлиб ($L_{12} = L_{21}$), уларнинг катталиги контурларнинг геометрик шакли, ўлчамлари, уларнинг бир-бирига нисбатан вазияти ҳамда контурлар жойлашган мухитнинг магнит сингидиравчанинг боғлиқ бўлади.

74-§. Трансформаторлар

Ўзаро индукция ҳодисасига асосланиб ишлайдиган курилмалардан бири трансформаторлардир. Трансформатор деганда, ўзгарувчан ток кучланиши ва ток кучини қайта ўзгартирадиган, икки ёки ундан ортиқ чулғамли электромагнит асбоб тушунилади. Трансформатор биринчи бўлиб 1876 йили П.Н. Яблочков (1847—1894) томонидан электр шамларга ток бериш мақсадида яратилган ва 1882 йили Усагин (1855—1919) томонидан такомиллаштирилган.

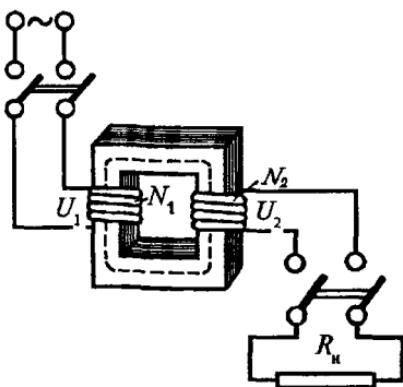
Энг содда трансформатор берк темир ўзакка ўралган иккита чулғамдан иборат (174-расм). Ўзгарувчан ток тармоғига уланган чулғам бирламчи, R_h истеъмолчига улангани эса иккиламчи чулғам деб аталади. Бирламчи чулғамдаги ўрамлар сони N_1 , иккиламчи чулғамдаги ўрамлар сони N_2 бўлсин. Трансформаторнинг бирламчи чулғами ўзгарувчан ток тармоғига уланганда чулғамдан ўзгарувчан I_1 ток ўтади ва трансформатор ўзагида ўзгарувчан Φ магнит оқимини ҳосил қиласди. Бу оқимнинг ўзгариши иккиламчи фалтакда \mathcal{E}_2 ўзаро индукция Э.Ю.К. ни, бирламчи фал-

такда эса, ε_1 ўзиндукция Э.Ю.К. ни юзага келтиради. Шундай қилиб, биринчи ғалтакдаги Э.Ю.К.:

$$\varepsilon_1 = \frac{d\Phi}{dt} \cdot N_1, \quad (74.1)$$

иккинчи чулғамдаги Э.Ю.К. эса:

$$\varepsilon_2 = \frac{d\Phi}{dt} \cdot N_2 \quad (74.2)$$



174-расм.

га тенг. Трансформаторнинг чулғамларига Э.Ю.К. ли участка учун Ом қонунини татбиқ қилиб кириш кучланиши учун

$$U_1 = I_1 r_1 - \varepsilon_1 = I_1 r_1 - \frac{d\Phi}{dt} N_1 \quad (74.3)$$

ва чиқиш кучланиши учун

$$U_2 = I_2 r_2 - \varepsilon_2 = I_2 r_2 + \frac{d\Phi}{dt} N_2, \quad (74.4)$$

ифодаларни ёза оламиз. Бу ерда r_1 ва r_2 — бирламчи ва иккиламчи чулғамларнинг қаршилиги. I_1 ва I_2 — улардаги ток кучи. Одатда трансформаторлар иккиламчи чулғам учлари салт ҳолатда ишлади, шунинг учун $I_2 = 0$ ва $I_1 r_1 \ll \varepsilon_1$ деб ҳисоблаймиз. У ҳолда охирги икки ифодани ҳадма-ҳад бўлиб

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{N_2}{N_1} \quad (74.5)$$

муносабатни ҳосил қиласиз. Демак, иккиламчи чулғам ўрамлари сонининг бирламчи чулғам ўрамлари сонига нисбати қанча бўлса, трансформатор кучланишни шунча марта орттирап экан. Бу нисбат *трансформация ёки кучайтириш коэффициенти* дейилади. Трансформация коэффициенти салт ишлаш режимида чиқиш кучланишининг кириш кучланишидан неча марта катта эканлигини кўрсатади. Бирламчи чулғам кучланиши иккиламчи чулғам кучланиши-

дан кам бўлса, трансформатор кучайтирувчи трансформатор леб, аксинча бўлса, пасайтирувчи трансформатор деб аталади. Ҳар қандай трансформаторни кучайтирувчи ҳамда пасайтирувчи трансформатор сифатида ишлатиш мумкин. Минус ишора бирламчи ва иккиламчи чулғамлардаги кучланишларнинг фазалари қарама-қарши эканлигини кўрсатади.

Трансформатор ишлаши мобайнида қувватнинг қисман исроф бўлиши кузатилади. Қувват асосан Жоуль—Ленц исенқлиги ажralиб чиқишига, магнит индукция чизиқларининг ўзакдан ташқарига сочилиб чиқиб кетишига, ўзакда Фуко токларининг ҳосил бўлишига ва гистерезис туфайли ўзакнинг қайта магнитланишига сарф бўлади. Кейинги икки сабабнинг ролини камайтириш учун трансформатор ўзаклари 4%гача кремний қўшилган олий даражадаги лигерланган юпқа пўлат пластинкалардан тайёрланади. Бунда пластинкалар бир-биридан лак ёки қозоз билан изоляцияланади. 50 Гц частотали токда ишлайдиган трансформаторларнинг ўзаги қалинлиги 0,35 ёки 0,5 мм бўлган пўлат пластинкалардан йигилади. 500 Гц ва ундан ортиқ частоталарда ишлайдиган трансформаторларда эса пўлат пластинкаларнинг қалинлиги ~1 мм атрофида бўлали. Лигерланган пўлатнинг қаршилиги оддий пўлат қаршилигидан тахминан тўрт марта катта бўлгани учун уюрмали токларга кетадиган энергия анча камайди.

Ҳозирги пайтда ишлаб чиқарилаётган трансформаторларнинг фойдали иш коэффициенти 98% гача боради. Шунинг учун трансформаторнинг бирламчи ва иккиламчи чулғамларидаги қувватларни бир-бирига teng, деб ҳисоблаш мумкин, яъни:

$$U_1 I_1 = U_2 I_2 \quad (74.6)$$

(74.5) формуулани ҳисобга олсак

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{N_1}{N_2} \quad (74.7)$$

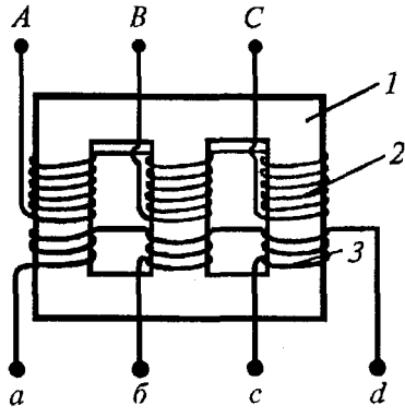
демак, трансформаторнинг иккиламчи чулғами салт ҳолатда ишлаганида бирламчи ва иккиламчи ғалтакларидаги ток кучи чулғамлардаги ўрамлар сонига тескари пропорционал экан.

Трансформатор иккиламчи чулғамининг тўлиқ нагруз-
када берадиган куввати трансформаторнинг номинал қуве-
вати дейилади. Номинал қувват вольт-ампер ёки кило-
вольт-ампер ҳисобида ўлчанади. Трансформаторнинг ак-
тив қуввати, яъни механик, иссиқлик, химиявий ва бошқа
тур энергияларга айлантириладиган электр қуввати ватт
ва киловатт ҳисобида ўлчанади. Кам қувватли трансфор-
маторларни ҳавода совитиш етарли бўлса, катта қувватли
трансформаторлар вентиляторлардан келадиган ҳаво
оқими, мой ёки сув оқими ёрдамида совутилади. Транс-
форматорлар ишлатилишига қараб турли-туман бўлиши
мумкин.

Паст кучланишли чулғами юқори кучланишли чулға-
мининг бир қисми бўлган трансформатор *автотрансфор-
матор* дейилади. У пасайтирувчи ва кучайтирувчи транс-
форматор бўлиши мумкин. Автотрансформатор контакт-
ларидан бирининг қўзғалувчан қилиб ясалиши чиқиш
кучланишини текис ўзгартириш имконини беради.

Уч фазали токни трансформациялашда қўлланилади-
ган трансформаторлар уч фазали трансформаторлар дейил-
лади (175-расм). Уч фазали трансформаторнинг ўзаги (*1*)
уч стерженли бўлиб, уларнинг ҳар бири иккитадан юқори
кучланишли (*2*) ва паст кучланишли (*3*) чулғамга эга.
Трансформаторда ҳаммаси бўлиб олтита чулғам бўлади.
Трансформаторнинг изоляцияси ва совитилишини яхши-
лаш мақсадида у пўлат
филон ичидаги маҳсус мой-
га солиб маҳкамланади.

Радиотехникада ва авто-
матикада кириш ва чиқиш
фалтаклари битта эмас, бал-
ки бир нечта бўлган кичик
қувватли трансформаторлар
ишлатилиди. Пасайтирувчи
трансформаторлар электр
пайвандлаш ишларида қўл-
ланилади. Бундай трансфор-
маторларнинг иккиламчи
чулғамида қисқа туташув

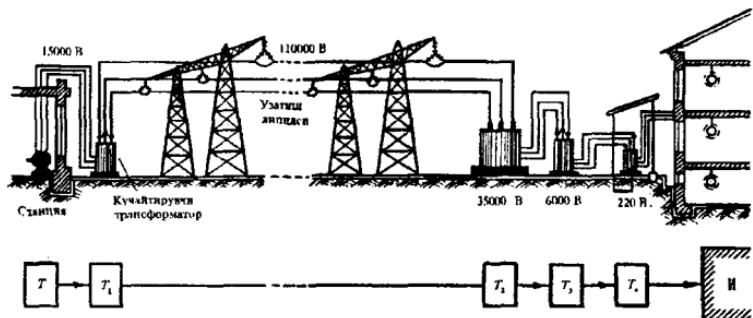


175-расм.

токи бир неча юз амперга етиши мумкин. Иккиламчи чулғамига токни бир йўналишда ўтказадиган тўғрилагичлар уланган трансформаторлар *тўғриловчи* трансформаторлар дейилади. Автоматика, электроника ва алоқа соҳасида кичик импульсни ўтказишга мўлжалланган трансформаторлар *импульсли* трансформаторлар дейилади. Ўзгарувчан ток занжирларида ўлчов асбобларининг ўлчаш чегараларини кенгайтириш ва асбобларни юқори кучланиш остида турган ток келтирувчи қисмлардан изоляция қилиш мақсадида ишлатиладиган трансформаторлар ўлчагич трансформаторлар дейилади.

Бир жинсли магнит майдонда ясси рамкани (генератор якорини) айланма ҳаракатга келтириб, ўзгарувчан ток олиш учун ташқи механик куч зарур эканлигини 72-§ охирда кўрган эдик. Механик энергия манбай сифатида сув, шамол, иссиқлик энергияларидан фойдаланиш мумкин. Шунинг учун электростанциялар шу энергия манбаларидан бири мавжуд бўлган ҳудудларда қурилади. Ҳосил қилинган электр энергия станция яқинида жойлашган истеъмолчиларга вал, тишли узатма ёки тасмалар ёрдамида берилиши мумкин. Бироқ электр энергияни олис масофаларга узатишида маълум қийинчиликлар мавжуд. Бунда Жоуль—Ленц иссиқлиги (61-§га қ.) ажralиши ҳисобига қувватнинг йўқолиши I^2R Вт билан аниқланади. Энергиянинг беҳуда йўқолишини ўтказгич қаршилиги R ни камайтириш йўли билан қисман чеклаш мумкин. Бунинг учун ўтказгич сифатида етарлича йўғон симлардан фойдаланишга тўғри келади. Бундай симларнинг оғирлиги ва қийматлиги энергияни тежашда самара бермайди.

Электр энергияни узоқ масофаларга узатишида энергиянинг беҳуда йўқолишини камайтиришнинг иккинчи усули 1874 йили Д. А. Лачинов (1842—1902) томонидан назарий асослаб берилган эди. Бу назарияга кўра, муайян қувватни узатишида занжирдаги кучланиш қанча марта оширилса, ток шунча марта камаяди. Демак, кўндаланг кесими кичик бўлган симларни ишлатиш имконияти туғилади. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, агар занжирдаги кучланиш 10 марта орттирилса, энергиянинг беҳуда йўқолиши 100 марта камаяр экан.



176-расм.

Д. А. Лочинов назариясида электр энергияни күйидаги-ча узатиш назарда тутилган (176-расм). Ўзгарувчан ток ге-нераторидан келаётган ток T_1 кучайтирувчи трансформа-торга киради, сўнгра жуда катта кучланиш остида узатиш тармоғи бўйлаб кетади. Линиянинг иккинчи училда қўйил-ган бир нечта T_2 , T_3 , T_4 пасайтирувчи трансформаторлар ёрдамида кучланиш 127, 220 ёки 380 В гача пасайтирила-ди ва истеъмолчиларга узатилади. Шундай қилиб, транс-форматорлар электр энергияни олис масофаларга узатиш ва бу энергияни истеъмолчиларга тақсимлашда бебаҳо қурилма экан. Ҳозирги вақтда электр энергия худи шу тарзда узатилади.

Электр энергияни саноатда қўллаш жуда юқори тем-пературалар, ўта катта босимлар, юқори вакуум олишга ёрдам беради, булариз саноатнинг муҳим соҳаларидағи техник тараққиётни белгиловчи янги материаллар яратиш мумкин эмас. Саноатнинг бу соҳалари денгиз туби, ер ос-тида, ер юзи ва космосда ишлатиладиган машина, ме-ханизм ва асбоблар яратишга имкон беради.

75-§. Генераторлар ва двигателлар

Механик энергияни электр энергияга айлантириб бе-рувчи қурилмалар *генераторлар* дейилади. Генераторнинг ишлаш принципи электромагнит индукция ҳодисасига асосланган. Агар магнит майдонда ҳаракатлантирувчи ўтказ-гич бирор истеъмолчига улаб қўйилса, бу ўтказгичда ву-

жудга келган Э.Ю.К. ёпиқ занжирида ток ҳосил қиласади. Бунда ўтказгични магнит майдонда силжитишга сарф қилинаётган механик энергия ўтказгичга уланган истеъмолчига бериладиган электр энергияга айлантирилади.

Генераторнинг ишлаши учун магнит майдон ва бу магнит майдонда силжигандан ўзида Э.Ю.К. ҳосил қиласадиган ўтказгичлар бўлиши шарт. Шунинг учун ҳар қандай генератор икки индукцияловчи ва индукцияланувчи қисмдан ташкил топган. Машинанинг магнит майдон ҳосил қилувчи қисми индукцияловчи қисми дейилади. Индукцияланувчи қисми эса якордан иборат бўлиб, унда энергия бир турдан иккинчи турга айланади ва Э.Ю.К. ҳосил бўлади.

Ўзгарувчан ток генераторлари сифатида синхрон машиналар энг кўп қўлланилади. Айланиш тезлигининг ток частотасига нисбати қатъий ўзгармас бўлган ўзгарувчан ток машиналари *синхрон машиналар* деб аталади. 72-ғ да ўзгармас магнит майдонда айланадиган рамка энг содда ўзгарувчан ток генератори эканлиги ва рамка (ўрам)да ҳосил бўладиган Э.Ю.К.нинг катталиги ва ўйналиши синусоида қонунига бўйсуниши кўрсатилган эди. Ўрамда индукцияланадиган Э.Ю.К.нинг частотаси унинг магнит майдондаги айланишлар сонига боғлиқ бўлади. Э.Ю.К.нинг частотаси ўзгармас бўлиши учун ўрам магнит майдонда ўзгармас бурчак тезлик билан айлантирилиши керак. Э.Ю.К.ни ошириш учун ўрамлар кўп қилиб олинади ва улар Э.Ю.К.лари бир-бирига қўшиладиган қилиб кетмакет уланади.

Биз юқорида кўриб ўтган синхрон генератор (171-расмга к.) қўзғалмас магнит ва айланувчи ўрам (якор)дан иборат бўлиб, K_1 ва K_2 контактларда ҳосил бўладиган Э.Ю.К. N_1 ва N_2 сирпанувчи чўткалар орқали истеъмолчига узатилади. Қуввати катта занжирида сирпанма kontaktлар энергияни анчагина исроф қиласади, юқори кучланишларда бундай kontaktларнинг бўлиши жуда ноқулайдир. Шунинг учун айланма якорли ва қўзғалмас қутбли генераторлар фақат паст кучланишлар (380/220 В гача) ва катта бўлмаган қувватлар (15 кВт гача) олиш учун қўлланилади.

Сирпанма контактларни ишлатмаслик мақсадида генераторларда ўтказгичлар ўрами қўзғалмас, магнит эса қўзғалувчан қилиб ясалади, яъни магнит қутблари роторга, индукцияланувчи қисм (якорь) эса статорга жойлаширилади. Энг кўп ишлатиладиган бундай генераторларда магнит майдонни уйғотиш ўзгармас ток ёрдамида амалга оширилади. Бу ток уйғотиш чулғамидан ўтади: уйғотиш чулғами бир-бирига кетма-кет уланган ва ротор қутбларига жойлаштирилган фалтаклардан иборатdir. Одатда, уйғотиш манбаи сифатида синхрон генератор билан битта валга ўрнатилган ўзгармас ток генераторлари кенг ишлатилади ва уларда қолдиқ магнит оқимиidan фойдаланилади. Ротор айланганда бу магнит оқими статор чулғамида Э.Ю.К. ҳосил қиласи. Бу Э.Ю.К. статор чулғамига уланган тўғрилагич ёрдамида ўзгармас токка айлантирилиб, уйғотиш чулғамига узатилади.

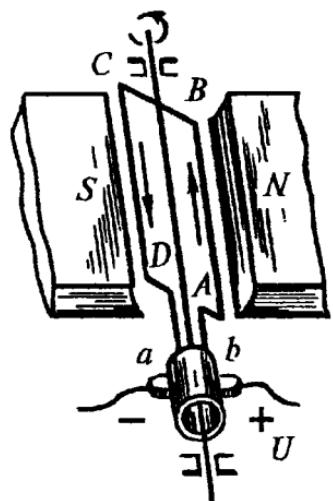
Синхрон генератор ротори ё очиқ қутбли, ё ёпиқ қутбли қилиб ясалади. Айланиш тезлиги нисбатан кичик бўлган генераторларнинг қутблари очиқ қилиб ясалади. Одатда, очиқ қутбли синхрон генераторларнинг бирламчи (уни ҳаракатга келтирувчи) двигатели сифатида секин юрувчи машиналар ҳисобланган гидравлик турбиналар хизмат қиласи. Шу сабабли, очиқ қутбли синхрон генераторлар *гидрогенераторлар* дейилади.

Айланиш тезлиги катта бўлганда очиқ қутбли генераторларнинг механик мустаҳкамлиги етарли бўлмайди ва шунинг учун катта тезликка эга бўлган машиналарнинг роторлари ёпиқ қутбли қилиб ясалади. Ёпиқ қутбли ротор бир-биридан изоляцияланган юпқа пўлат пластинкалардан цилиндр шаклида тайёрланади. Ротор сиртининг бир қисмига пазлар (ариқчалар) штампланиб, уларга уйғотиш чулғамининг ўтказгичлари жойлаштирилади. Бундай тузилишга эга бўлган ротор 180-200 м/с гача чизиқли тезликларга бардош бера олади. Одатда, ёпиқ қутбли генераторлар учун бирламчи двигатель вазифасини тез юрувчи машиналар қаторига кирадиган буф турбиналари бажаради. Буф турбиналари билан ҳаракатга келтириладиган бундай ёпиқ қутбли генераторлар *турбогенераторлар* деб аталади.

Магнит майдонини уйғотиш усулларига қараб ток генераторлари *мустақил* ва ўз-ўзидан уйғонувчи генераторларга бўлинади. Мустақил уйғонувчи генераторларда уйғониш чулғами ташқи ўзгармас ток манбаига (масалан, аккумуляторлар батареясига) уланади. Ташқи энергия манбайдан ток олиши мустақил уйғонувчи генераторларнинг камчилиги ҳисобланади. Шунинг учун мустақил уйғонувчи генераторлар кенг тарқалган эмас, улар фақат юқори кучланишларда ва генератор кучланишини жуда кенг чегараларда ўзгартириш керак бўлган ҳоллардагина қўлланилади.

Ўз-ўзидан уйғонувчи генераторларда уйғотиш токини генераторнинг ўзи беради, қўшимча энергия манбай талаб қилинмайди. Генераторда ўз-ўзидан уйғониш жараёни қолдиқ магнетизм ҳисобига юз беради. Уйғотиш чулғами нинг уланиш схемасига қараб ўз-ўзидан уйғонувчи генераторлар параллел, кетма-кет ва аралаш уйғотишли генераторлар деб аталувчи уч турга бўлинади. Булардан параллел уйғотишли генераторлар амалда кўп қўлланади.

Ўзгармас ток генератори, ҳар қандай электр машинаси каби двигатель сифатида ишлатилиши мумкин. Агар ўзгармас ток генератори чулғамини ўзгармас ток манбаига улаб, ток ўтказилса, машинанинг якори айланма ҳаракатга келади. Шундай қилиб, машина механик иш бажарадиган бўлиб қолади, яъни двигателга айланади. Ўзгармас ток двигатели тузилиши жиҳатидан юқорида кўриб ўтилган генератордан ҳеч фарқ қилмайди.



177-расм.

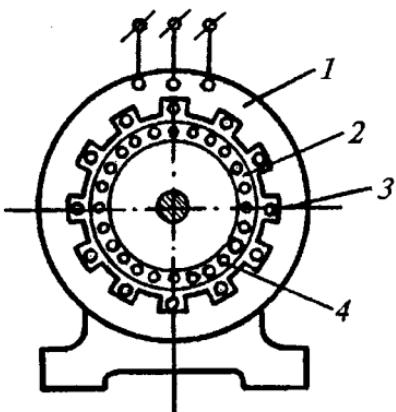
1834 йили Якоби (1801—1874) томонидан жаҳонда биринчи бўлиб якори айланадиган электр двигатели яратилди. Яратилган электр мотор буф машиналаридан анча арzon бўлиб, кеч эскиради, деярли

1834 йили Якоби (1801—1874) томонидан жаҳонда биринчи бўлиб якори айланадиган электр двигатели яратилди. Яратилган электр мотор буф машиналаридан анча арzon бўлиб, кеч эскиради, деярли

шовқинсиз ишлайди, портлаш хавфи йўқ, тутун чиқармайди, қозон ва совуткичга муҳтож эмас, ишлатилишига харажат кам кетади. Якоби томонидан ихтиро қилинган мотор 1838 йили қайиқقا ўрнатилиб, Нева дарёсида синаб кўрилган.

Электр двигателининг ишлаш принципи 177-расмда кўрсатилган. Кучли магнит (ёки электромагнит) қутблари орасидаги ўқда эркин айланга оладиган тўғри бурчакли *ABCD* рамка қўринишида ўтказгич жойлаштирилган. Ўққа бир-биридан изоляцияланадиган *a* ва *b* мис ярим халқалар маҳкамланган бўлиб, улар қўзғалувчан рамка-нинг учларига уланган. Ток ярим халқаларга ёпишиб турувчи икки металл пластинка (чўткалар) орқали ўтади. Токнинг магнит майдони билан доимий магнитнинг (ёки электромагнитнинг) магнит майдони ўзаро таъсирашганда юзага келадиган жуфт куч ҳисобига токли рамка айланма ҳаракатга келади. Токнинг йўналишини автоматик ўзгартиришга ёрдам берадиган ярим халқалар *коллектор* деб аталади. Электр моторнинг магнит майдонини ҳосил қилувчи қўзғалмас қисми — статор, ўзакка ўралган симлардан иборат айланувчи қисми — якорь ёки ротор деб аталади. Ўзгармас ток моторлари ҳозирги вақтда трамвай, троллейбус, электропоезд ва кўтариш кранларида кенг қўлланилмоқда.

Асинхрон двигатель электр двигателлари орасида энг кўп тарқалган. Асинхрон двигатель тузилишининг соддалиги ва осон ишлатилиши билан бошқа двигателлардан фарқ қиласди (178-расм). Ҳар қандай электр машинаси каби, асинхрон двигатель ҳам икки асосий қисмдан статор ва айланадиган ротордан ташкил топган. Бу машина ҳам генератор, ҳам двигатель бўлиб ишлай олади. Асинхрон генераторлар

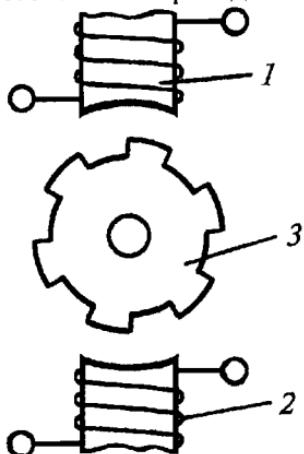


178-расм.

бир қатор камчиликлари мавжудлиги сабабли амалда деярли қўлланилмайди, лекин асинхрон двигателлар жуда кенг қўлланилади.

Ҳар қандай кўп фазали ўзгарувчан ток машинасининг ишлаш принципи айланувчи магнит майдондан фойдаланишга асосланган. Агар роторнинг айланышлари сони n_2 магнит майдонининг айланышлари сони n_1 га тенг бўлса ($n_2 = n_1$), яъни ротор майдони билан синхрон айланса, унда роторнинг тезлиги *синхрон тезлик* дейилади. Агар роторнинг тезлиги майдоннинг айланыш тезлигига тенг бўлмаса ($n_2 \neq n_1$) бундай тезлик *асинхрон тезлик* дейилади. Асинхрон двигатель фақат асинхрон тезликдагина ишлайди. Роторнинг тезлиги майдон тезлигидан жуда кам фарқ қилиши мумкин, лекин иш жараёнида у ҳар доим майдон тезлигидан кичик ($n_2 < n_1$) бўлади. Синхрон машиналарда $n_1 = n_2$ бўлади. Асинхрон ва синхрон двигателларнинг ишлаш принципидаги асосий фарқ ана шундан иборатdir.

Синхрон машиналар ҳам генератор, ҳам двигатель бўлиб ишлай олади. Шу сабабли, синхрон двигатель билан синхрон генератор орасида принципиал фарқ йўқ. Синхрон двигателни ишга туширишда уни бевосита тармоқقا улаб бўлмайди. Двигателни ишга тушириш учун унинг роторини синхрон ёки унга яқин тезликка эришгунча тезлатиш лозим. Синхрон двигателларнинг асосий камчилиги уларрга ҳам ўзгарувчан, ҳам ўзгармас ток манбалари керак бўлишидир.



179-расм.

Ўзгармас ток ёрдамида уйғотиладиган кичик қувватли синхрон двигателлар кам қўлланилади. Кичик қувватларда ўзгармас айланыш тезлигига эришиш учун (автоматика, телемеханика, овозли кино қурилмалари ва ҳ.к.ларда) реактив синхрон двигателлар кенг қўлланилади. Бундай двигателнинг ротори очиқ қилиб ясалади.

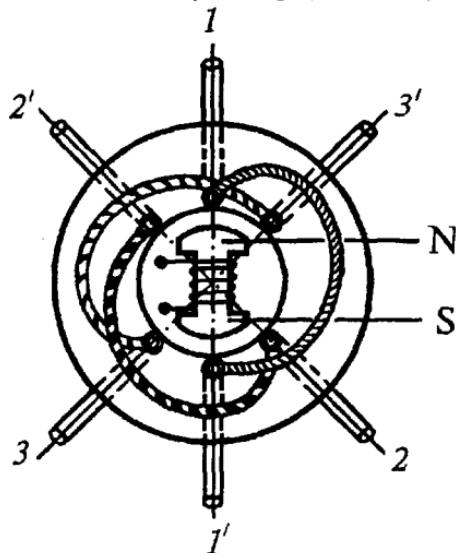
Уч фазали реактив двигателлар билан бир қаторда бир фазали реактив двигателлар ҳам кенг қўлла-

нилади (179-расм). Пўлат пластинкалардан йифилган 1 ўзакка бир фазали ўзгарувчан ток тармоғига уланадиган ва ўзгарувчан магнит оқими ҳосил қилувчи 2 үйғотиш чулғами ўралади. Ротор сиртида тишлари қутблари ролини ўйнайди, айланыш тезлиги тишлар сонига боғлиқ бўлади. Бир фазали реактивдвигателни ишга тушириш учун унинг роторини аввал ташқи куч — кўп ҳолларда қўл билан айлантириб юборилади.

76-§. Уч фазали ток

Частоталари бирдай бўлган, бироқ фаза бўйича маълум бурчакка силжиган икки ёки ундан кўпроқ Э.Ю.К. таъсир этадиган кўп фазали электр тармоқлари ҳам мавжуд. Кўп фазали системани ташкил этувчи айрим занжирлар фазалар деб аталади. Айниқса, уч фазали ўзгарувчан ток системаси кенг тарқалган. Электр энергиясини уч фазали система орқали узатиш ва уч фазали токда ишловчи генератор, двигатель ва трансформаторлар амалда кенг қўлланилади. Уч фазали система учта электр занжирдан ташкил топган бўлиб, бу занжирлардаги Э.Ю.К.ларнинг частотаси бир хил ва фаза бўйича бир-бирига нисбатан $1/3$ давр (ёки 120°) га силжиган бўлади. Агар учала фазада Э.Ю.К.-нинг амплитудаси бирдай бўлса, бундай уч фазали система *симметрик система* деб аталади.

Хозирги вақтда электростанцияларда ўрнатилган генераторларнинг деярли ҳаммаси уч фазали генераторлардир. 180-расмда энг оддий уч фазали генераторнинг тузилиш схемаси келтирилган. Статорнинг ариқчала-



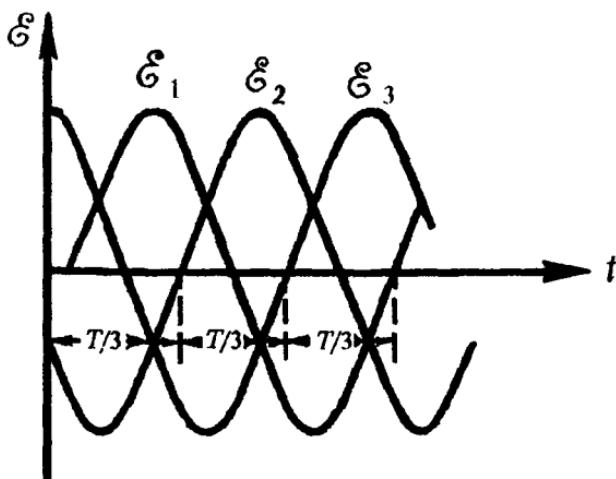
180-расм.

рига фазода бир-бирига нисбатан 120° силжиган учта 1 – 1', 2 – 2' ва 3 – 3' фалтаклар жойлаштирилган. Статорнинг ичига ўзгармас ток билан таъминланадиган икки кутбли электромагнитдан иборат ротор жойлаштирилган. Роторни бирор двигатель айлантиради. Ротор айланганда, электромагнит индукция ҳодисасига кўра, фалтакларда \mathcal{E}_0 амплитудали ва ω доиравий частотали синусоидал ўзгарувчи Э.Ю.К. индукцияланади (72-фига қ.). Фалтаклардаги Э.Ю.К.ларнинг синусоидалари бир-бирига нисбатан 120° га силжиган бўлади:

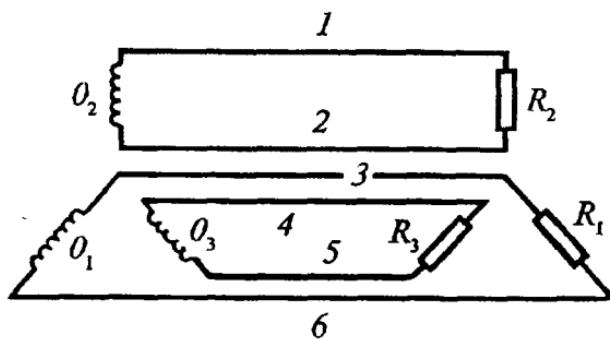
$$\begin{aligned}\mathcal{E}_1 &= \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \\ \mathcal{E}_2 &= \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 120^\circ), \\ \mathcal{E}_3 &= \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 240^\circ).\end{aligned}\quad (76.1)$$

Учта чулғамдаги Э.Ю.К. ларнинг вақт бўйича ўзгариши 181-расмда тасвирланган. Уч фазали генераторнинг ҳар бир ўрами ток манбай бўлганлиги учун уларни R_1 , R_2 ва R_3 ташки қаршиликларига улаш мумкин (182-расм). Бундай ўйғунлашган учта ўзгарувчан ток уч фазали ток дейилади.

Электр ҳодисалари учун потенциаллар фарқи муҳим бўлгани туфайли ҳар қайси занжирнинг битта симини умумий қилиш мумкин. Бунинг биринчи усули O_1 , O_2 , O_3 гене-



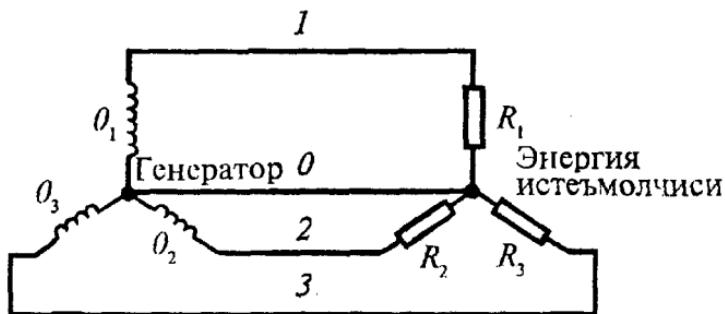
181-расм.



182-расм.

ратор чулғамларини ва R_1 , R_2 , R_3 нагрузка қаршиликлари-ни юлдуз шаклида улашып (183-расм). Бу усулда ҳамма фазаларнинг охирлари ўзаро уланади, фазаларнинг бошларидан энергияни узатиш линиясига узатадиган 1, 2, 3 симлар чиқарилади. Шундай қилиб, ҳосил бўлган учта сим линия симлари деб аталади, тармоқ линиянинг ҳар икки сими орасидаги кучланиш U_ϕ линия кучланиши дейилади. Учта фазанинг охирлари бирлаштирилган умумий нуқтадан (юлдузнинг ноль нуқтасидан) чиқсан тўртинчи сим ноль сим дейилади. Учта линия симининг ҳар қайсиси билан ноль сим орасидаги U_ϕ кучланиш фаза кучланиши деб аталади.

Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, генератор чулғамларига уланган нагрузка қаршиликлари бир хил ($R_1 = R_2 = R_3$) бўлса, линия кучланиши фаза кучланишидан $\sqrt{3}$ марта катта



183-расм.

бўлади ($U_{\text{л}} = \sqrt{3}U_{\phi}$), $I_{\text{л}}$ линия токи ва I_{ϕ} фаза токи ўзаро тенг бўлади.

Кирхгофнинг биринчи қоидасига мувофиқ, ноль симдаги ток генератор фазаларидаги токларнинг геометрик йигиндисига тенг бўлади. $R_1 = R_2 = R_3$, шарт бажарилганда, генератор фазаларидаги токлар ўзаро тенг ва фаза бўйича $1/3$ даврга силжиган бўлади. Бу ҳолда учта фаза токларнинг геометрик йигиндиси нолга тенг бўлади:

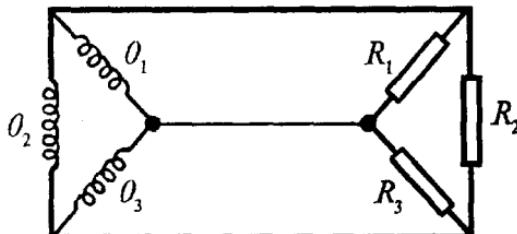
$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3 = 0 \quad (76.2)$$

яъни ноль симда ток бўлмайди. Шунинг учун чулғамларни юлдуз усулида улаганида ноль сим бўлиши шарт эмас. Масалан, уч фазали ўзгарувчан ток двигателлари электр тармоғига юлдуз усулида ноль симсиз уланади.

Нагрузка қаршиликлари бир хил бўлмаганида ноль симда ток нолга тенг бўлмайди ва бу сим керак бўлиб қолади. Агар ноль сим бўлмаса, кучланишлар кескин ўзгаради. Шунинг учун қаршиликлар бир хил бўлмагандан ноль сим бўлиши шарт ва симга сақлагич ёки виключатель ўрнатилмайди.

Генератор чулғамлари ёки ташқи нагрузка қаршиликларини уч фазали ток тармоғига улашнинг иккинчи усули — учбурчак усулидир (184-расм). Бу усулда ҳар бир фазанинг боши бошқа фазанинг охирига қўшилади. Шундай қилиб, генераторнинг учта фазаси берк контур ҳосил қиласди: бу контурда генератор фазаларида индукцияланган Э.Ю.К.ларнинг геометрик йигиндисига, яъни $\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3$ га тенг бўлган Э.Ю.К. таъсир этади. Генератор фазаларидаги Э.Ю.К.лар тенг бўлгани ва фаза бўйича $1/3$ даврга силжигани сабабли, уларнинг геометрик йигиндиси нолга тенг бўлади. Демак, ташқи нагрузка бўлмагандан учбурчак усулида уланган уч фазали системанинг берк контурида ҳеч қандай ток бўлмайди.

Учбурчак усулида уланганда линия симлари бир фазанинг боши бошқа фазанинг охирига бирлаштирилган нуқталарга ула-



184-расм.

нади. Линия симлари орасидаги кучланиш бир фазанинг боши ва охири орасидаги кучланишга тенг бўлади. Шундай қилиб, генератор чулғамларини учбурчак усулида уланда линия кучланиши фаза кучланишига тенг бўлади, яъни $U_L = U_\phi$. Генератор чулғамларига уланган қаршиликлар бир хил бўлганда линия токи фаза токидан $\sqrt{3}$ марта катта бўлади, яъни $I_L = \sqrt{3}I_\phi$.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Индукцион токнинг ҳосил бўлиш шартларини айтиб беринг.
2. Ленц қоидаси асосида ўлчов асбоблари қандай демпфирланади?
3. Узилиш ва уланиш экстракторларини тушунтиринг.
4. Электромагнит индукция ҳодисасининг амалда қўлланишига мисоллар келтиринг.
5. Трансформаторларнинг қандай турларини биласиз?
6. Электр энергияни узоқ масофаларга узатиш принципи нимадан иборат?
7. Генераторларнинг қандай хиллари мавжуд?
8. Синхрон ва асинхрон двигателларнинг фарқи нимада?
9. Қандай ток уч фазали ток дейилади?
10. Уч фазали генератор чулғамларини ташқи нагрузка қаршиликларига юлдуз усулида улашда линия ва фаза кучланишларини тушунтиринг.

XIV б о б. МОДДАЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ЎТКАЗУВЧАНЛИГИ

77-§. Металларда электр токининг табиати

Электр токи зарядланган зарраларнинг тартибли ҳарачатидан иборат. Металларда электр токининг табиатини тушуниш учун энг аввало уларда ток қандай зарралар томонидан ташилишини кўришимиз керак. Металларда ток электронларнинг тартибли ҳаракати туфайли вужудга келишини ва бу жараёнда ионларнинг қатнашмаслигини бевосита тажрибаларда тасдиқлаш мумкин. 1901 йили Рике (1845—1915) томонидан ўтказилган тажрибада бир-би-

рининг устига қўйилган учта мис-алюминий-мис цилиндрдан бир йил мобайнида узлуксиз ток ўтказилиб турилган. Агар ток ташишда ионлар қатнашса, цилиндрнинг оғирликлари қисман ўзгариши керак эди. Цилиндрлар орқали бир йилда $3,5 \cdot 10^6$ Кл заряд ўтказилганлигига қарамай, уларнинг оғирликлари ўзгармай қолган. Бу натижа металларда ток ташишда ионлар қатнашмаслигини кўрсатади.

1897 йили инглиз физиги Томсон (1856—1940) томонидан очилган зарра — электронлар металларда ток ташишда қатнаша оладими? Бу саволга жавоб бериш учун ток ташувчи зарранинг заряди ва массаси ҳақида маълумотга эга бўлиш керак. Шу мақсадда 1916 йили американлик физиклар Тольмен (1881—1948) ва Стюарт (1828—1887) томонидан ўтказилган тажрибада жуда кўп ўрамлар сонига эга бўлган фалтак маҳсус мослама ёрдамида айланма ҳаракатга келтирилган ва тўсатдан тўхтатилган. Бу вақтда гальванометр қисқа муддатли ток ҳосил бўлганлигини кўрсатган. Бунга сабаб металл ўтказгич ичидаги эркин ҳаракат қила оладиган зарядланган зарралар мавжуд бўлиб, фалтак тўсатдан тўхтатилганда, инерция қонунига кўра, бу зарралар қисқа муддатда ўз ҳаракатларини давом эттирадилар. Зарядланган зарраларнинг бундай тартибли ҳаракати қисқа муддатли электр токини юзага келтиради. Бу токнинг йўналиши манфий зарядланган зарраларга мос келган. Фалтакнинг тормозланишида оқиб ўтган заряд миқдори

$$q = \frac{m}{c} \frac{\vartheta_0 l}{R} \quad (77.1)$$

формуладан аниқланади. Бу ерда l — симнинг узунлиги, v_0 — фалтакнинг бошлиғи чизиқли тезлиги, R — занжирнинг қаршилиги. Занжирда қисқа муддатли ток ҳосил бўлганда ундан оқиб ўтган заряд миқдорини сезгир гальванометр ёрдамида ўлчаб, (77.1) формуладан турли ўтказгичлар учун солиштирма заряд миқдори e/m ни ҳисоблаб топиш мумкин. Топилган e/m нисбатда $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл деб ҳисобласак, $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг бўлиши келиб чиқади. Бу электроннинг массаси бўлиб, энг енгил атом — водород массасидан 1836 марта кичик.

Турли металлар учун ҳисоблаб топилган солиштирма заряд микдорининг бир-бирига яқинлиги (мис учун $1,6 \cdot 10^{11}$ Кл/кг, кумуш учун $1,49 \cdot 10^{11}$ Кл/кг, алюминий учун $1,54 \cdot 10^{11}$ Кл/кг) бу ўтказгичларда ток ташувчиларнинг табиати бир ҳиллигидан дарак беради. Бу тажрибада топилган e/m нинг қиймати электронларнинг электр ва магнит майдондаги ҳаракатида (68-§ га қ.) топилган қийматига жуда яқин.

Шундай қилиб, металларда ток ташувчи зарралар ионлар эмас, балки улар орасида тартибли ҳаракатланувчи электронлардир, деган холоса чиқарамиз.

78-§. Металларнинг классик электрон назарияси

Ҳар қандай модда атоми — мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида муайян қобиқлар бўйича айланиб юрувчи электронлардан иборат бўлган системадир. Атом яроси, массаси $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ кг ва заряди электрон зарядига микдоран teng, лекин мусбат ишорали протон ҳамда массаси деярли протон массасига teng, лекин зарядсиз бўлган нейтронлардан ташкил толган. Протон ва нейтронларнинг бундай тўплами нуклонлар дейилади. Протонлар сони бир хил бўлиб, нейтронлари билан фарқ қилувчи атомлар изотоплар дейилади. Бошқа атомлар билан ўзаро таъсирида бўлмаган атомдаги электронлар сони ядродаги протонлар сонига teng бўлганлиги учун атомдаги мусбат ва манфий зарядлар микдори бир хил бўлади. Шу сабабли, атом нейтрал система ҳисобланади. Агар атомдан бир ёки бир неча электрон чиқиб кетса, унда мусбат заряд ортиб қолади ва шунинг учун атом мусбат ионга айланади. Аксинча, нейтрал атомга бир ёки бир неча электрон келиб кўшилса, у манфий ионга айланади.

Алоҳида олинган металл атомларининг тартибли жойлашишидан иборат бўлган кристалл панжаранинг ҳосил бўлишида ҳар бир атомнинг ташқи қобигидаги валент электронлар ўзаро таъсирилашиб, эркин ҳолатга ўтиши мумкин. Кристалл панжаранинг тугунларида ўзининг мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракат қилиб турувчи мусбат ишорали ионлар қолади. Эркин ҳолатга ўтган электронлар

кристаллнинг бутун ҳажми бўйича тартибсиз Броун ҳаракатида бўлади. Шунинг учун бирор йўналишда улар ташиган натижавий заряд нолга тенг бўлади, яъни металлдан ток ўтмайди.

Металлга бирор йўналишда ташқи электр майдон қўйилса, электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракатидан ташқари, майдон йўналишига қарама-қарши йўналишда уларнинг тартибли ҳаракати юзага келади. Ташқи электр майдоннинг кучланганлиги қанча катта бўлса, электронларнинг ҳаракати шунча тартиблашади. Бундай электронлар ўтказувчан электронлар дейилади. Ўтказувчан электронлар ўз ҳаракати мобайнида кристалл панжара тугуларида ионлар билан тўқнашади ва ўз энергиясининг бир қисмини уларга беради. Шу боисдан металлардан электр токи ўтганда уларнинг қизиши кузатилади.

1900 йили Друде (1863—1906) томонидан асос солинган, 1904 йили Лоренц томонидан ривожлантирилган металларнинг классик электрон назариясида металл ичида мавжуд бўлган эркин электронлар “электрон газ” деб қаралади. Бундай электрон газ Ньютон механикаси қонунларига ва идеал газ учун чиқарилган барча қонуниятларга бўйсунади, деб фараз қилинади. Идеал газ молекулаларидан фарқли ҳолда эркин электронлар ўзаро эмас, балки кристалл тугунида жойлашган мусбат ионлар билан кўпроқ тўқнашади.

Энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тенг тақсимот қонунига кўра битта эркинлик даражасига $I/2 kT$ энергия мос келади. Эркин электрон учта эркинлик даражасига эга. Шунинг учун битта электронга тўғри келувчи тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{1}{2} m \overline{\vartheta^2} = \frac{3}{2} kT, \quad (78.1)$$

бу ерда $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К — Болцман доимийси, T — газнинг абсолют температураси, $\overline{\vartheta^2}$ — иссиқлик ҳаракати тезлиги квадратининг ўртача қиймати.

Металларнинг классик электрон назарияси асосида ўзгармас ток учун аввал кўрилган бир қатор қонуният-

ларни келтириб чиқариш мумкин. Аввал Ом қонунининг тушунтирилишини кўрайлик. Масалани соддалаштириш мақсадида қуйидаги иккита шартни қўямиз:

1. Ҳар бир электрон иккита тўқнашиш орасида бир хил \bar{l} масофани ўтсин; \bar{l} — электроннинг ўртача эркин югуриш йўйл узунлиги.

2. Ҳар бир тўқнашишда электрон ўзидаги энергияни кристалл панжарарага тўлиқ берсин ва кейинги ҳаракатини бошлангич тезликсиз бошласин.

Металл ичидаги кучланганлиги E га тенг бўлган электр майдон вужудга келтирилса, ҳар бир электронга майдон томонидан

$$F = eE \quad (78.2)$$

куч таъсир қиласи ва бу куч таъсирида Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра электрон

$$a = \frac{eE}{m} \quad (78.3)$$

тезланиш олади. Шунинг учун электроннинг тўқнашишдан олдинги максимал тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\vartheta_m = a\bar{l} = \frac{eE}{m}\bar{l}, \quad (78.4)$$

бу ерда \bar{l} — тўқнашишлар орасидаги ўртача вақт.

Электр майдонда ҳаракатланаётган электрон бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгacha текис тезланувчан ҳаракат қилганлигидан унинг ўртача тезлиги максимал тезлигининг ярмига тенг бўлади:

$$\bar{\vartheta} = \frac{1}{2} \cdot \frac{eE}{m} \bar{l} \quad (78.5)$$

Иссиклик ҳаракати ўртача тезлигининг

$$\bar{\vartheta}_T = \frac{\bar{l}}{\bar{T}} \quad (78.6)$$

ифодасидан \bar{l} ни (78.5)га қўйсак

$$\bar{\vartheta} = \frac{e\bar{l}}{2m\bar{\vartheta}_T} E \quad (78.7)$$

ни ҳосил қиласиз. Агар бу ифоданинг электр майдон кучланганлигига боғлиқ бўлмаган қисмини

$$b = \frac{e\bar{l}}{2m\vartheta_r} \quad (78.8)$$

деб белгиласак, у ҳолда

$$\bar{\vartheta} = bE \quad (78.9)$$

бўлади. Бу ерда b — электронларнинг бирлик электр майдонда оладиган тезлиги бўлиб, у электронларнинг ҳаракатчанилиги деб аталади. (78.7) муносабатни ток зичлиги учун ёзилган (59.5) ифодага олиб бориб қўйсак, қўйидагини оламиз:

$$j = \frac{ne^2\bar{l}}{2m\vartheta_r} E \quad (78.10).$$

Агар

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{l}}{2m\vartheta_r} \quad (78.11)$$

деб белгилаш киритсак, у ҳолда

$$j = \sigma E \quad (78.12)$$

ифодани ҳосил қиласиз. Бу ерда σ — металлнинг солиштирма электр ўтказувчанилиги. (78.11) формуладан кўринадики, металларнинг σ солиштирма электр ўтказувчанилиги уларнинг n концентрациясига ва \bar{l} ўртача эркин югуриш йўл узунлигига тўғри пропорционал бўлиб, ϑ_r иссиқлик тезлигининг ўртача қийматига тескари пропорционал экан. Температура ортиши билан заряд ташишда қатнашаётган электронлар тезлигининг тартибсиз ташкил этувчиси ϑ_r ортиб борганлиги сабабли, металларнинг солиштирма электр ўтказувчанилиги камайиб боради. (78.12) ифода 60-ѓа ҳосил қилинган (60.6) формуланинг ўзгинасидир. Шундай қилиб, классик электрон назария асосида Ом қонунини келтириб чиқариш мумкин экан.

Энди Видеман-Франц қонунини кўрайлик. Металларнинг солиштирма электр ўтказувчанилиги σ уларнинг солиштирма иссиқлик ўтказувчанилиги χ билан узвий боғланган. Электр токини ёмон ўтказадиган моддалар иссиқ-

ликни ҳам ёмон ўтказади. Масалан, шиша таёқчанинг бир учини ушлаб туриб, иккинчи учини алангага тутиб етар-лича юқори температурагача қиздирса бўлади. Бу ишни металл таёқча билан бажариб бўлмайди. Металлар фақат электр токини яхши ўтказибгина қолмай, балки иссиқликни ҳам яхши ўтказади. Бунга сабаб — ўтказгичнинг узунлиги бўйлаб заряд ташишда қатнашаётган ҳар бир ўтказувчан электрон заряд ташиш билан бир қаторда маълум миқдорда иссиқлик миқдорини ҳам ташийди. Бошқача айтганда, зарядни ҳам, иссиқликни ҳам эркин электронлар ташийди. Шу сабабли барча металлар учун берилган температурада χ иссиқлик ўтказувчанилик коэффициентининг σ солиштирма электр ўтказувчаниликка бўлган нисбати ўзгармас катталик бўлиши керак. Бу қонуният 1853 йили Видеман ва Францлар томонидан тажрибада топилган бўлиб, қуйидаги кўринишида ифодаланади:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \beta T. \quad (78.13)$$

Металларнинг классик электрон разарияси асосида β коэффициентни топиши мумкин. Металларда эркин электронлар концентрацияси катта бўлганилиги учун кристалл панжара тугунларидағи ионларнинг тебранма ҳаракати туфайли юз берадиган иссиқлик ўтказувчаниликни ҳисобга олмаймиз. Бу ҳолда иссиқлик миқдори фақат эркин электронлар томонидан ташилади ва шунинг учун иссиқлик ўтказувчанилик коэффициенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\chi = \frac{1}{2} nk \bar{\vartheta}_T \bar{T} \quad (78.14)$$

(78.11) ва (78.14) ифодалардан χ/σ ни ҳисобласак, қуйидагини ҳосил қиласмиз:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k m \bar{\vartheta}_T^2}{e^2}. \quad (78.15)$$

Электроннинг ўртача ҳаракат кинетик энергияси абсолют температурага пропорционал эканлигини (78.1)га кўра ҳисобга олсак:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (78.16)$$

Бу ифодани (25.13) формула билан солишириб,

$$\beta = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \quad (78.17)$$

эканлигини топамиз. Демак, иссиқлик ўтказувчанликнинг солиширма электр ўтказувчанликка нисбати ўзгармас катталик бўлиб, фақат абсолют температуранинг функцияси экан. Бу натижа Видеман ва Франц томонидан олинган тажриба натижасига анча яқин келади. Кейинчалик Лоренц электрон газ учун Больцман тақсимотини (37-§) қўллаб, β коэффициент учун

$$\beta = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \quad (78.18)$$

ифодани топган. Бу натижа тажрибада олинган натижадан сезиларли фарқ қиласди.

Классик электрон назарияга таяниб Жоуль—Ленц қонуни, металлар солиширма қаршилигининг температурага чизиқли боғлиқлиги ва бошқа қонуниятларни ҳам келтириб чиқариш мумкин.

Металларда юз берувчи бир қатор муҳим ҳодиса ва қонуниятларнинг классик электрон назария асосида тушунтирилиши ўз вақтида бу назариянинг катта ютуғи бўлди. Бироқ, кейинчалик ўтказилган тадқиқотлар бу назария ҳам айрим қамчиликлардан холи эмаслигини кўрсатди. Улар ҳақида кўйида гапириб ўтамиш.

1. Металлар қаршилигининг температурага боғлиқлиги бўйича олинган натижаларни классик назария асосида тушунтиришда муайян қийинчилклар мавжуд. (78.11) формулада иссиқлик тезлигининг ўртача қиймати ϑ , абсолют температуранинг ярминчи даражасига пропорционал. Шунинг учун σ солиширма электр ўтказувчанликка тескари бўлган катталик ρ — солиширма электр қаршилик \sqrt{T} га пропорционал бўлиши керак. Бироқ 60-§ да келтирилган тажриба натижаларига кўра, солиширма қаршилик абсолют температуранинг биринчи даражасига пропорционал. Тажрибалар шуни кўрсатадики, абсолют температуранинг кичик қийматларида қўпчилик металларнинг солиширма қаршилиги температурага деярли боғлиқ бўлмай

қолади. Агар температура 0К гача пасайтирилса, айрим металларнинг солиштирма қаршилиги тўсатдан нолгача камайиб, ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилади. Етарлича паст температураларда кузатиладиган металлар қаршилигининг ўзига хос хусусиятларини ҳам классик назария тушунтира олмайди.

2. Металлнинг иссиқлик сифими унинг кристалл панжараси иссиқлик сифими ва электрон газининг иссиқлик сифими йиғиндисидан иборат бўлиши керак. Молекуляр кинетик назарияга кўра, бир атомли газнинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сифими $C_v = 3R$ бўлиши керак. Бу Дюлонг ва Пти қонуни (41-§) бўлиб, R ни универсал газ доимиysi дейилади. Металлардаги электронларнинг хаотик ҳаракатига тўғри келадиган иссиқлик сифими $\frac{3}{2}R$ га teng бўлганлигидан, умумий иссиқлик сифими $4,5R$ га яқин бўлиши керак. Лекин тажриба металларнинг иссиқлик сифими $3R$ га teng эканлигини кўрсатади. Бошқача айтганда, металларда ҳам диэлектриклардаги сингари Дюлонг-Пти қонуни ўз кучини сақлади. Металл ичидаги мавжуд бўлган электронлар булатининг иссиқлик сифимига таъсир кўрсатмаслик сабабини классик назария тушунтириб беролмайди. Бундан ташқари, жуда паст температураларда қаттиқ жисм иссиқлик сифимининг нолгача камайиб кетиши ҳам бу назарияда тушунарсизdir.

3. (78.11) формуладаги \tilde{I} ўртacha эркин югуриш йўл узунлиги аниқ бир қийматга эга эмас. Классик назария асосида ҳисобланган металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги тажриба натижалари билан мос тушиши учун электронлар ўз ҳаракати мобайнида етарлича катта масофаларни ионлар билан тўқнашмасдан босиб ўтадилар, деб фараз қилинади.

Металлар классик электрон назариясининг юқорида кўрсатиб ўтилган бир қатор муаммоларни ҳал қила олмаслиги шу назарияда масалани соддалаштириш учун қўйилган шартларининг тўла бажарилмаслигидан дарак беради. Бошқача айтганда, металл ичидаги мавжуд бўлган электронларнинг тақсимоти ва ҳаракати классик механика қонунларига эмас, балки квант механикаси қонунла-

рига бўйсунади. Эркин электронлар концентрацияси катта бўлганда ва паст температуранарда бу назариялар берадиган натижалар орасидаги фарқ ортиб боради.

79-§. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси

Газнинг зичлиги бирор йўл билан камайтирилганда молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўли узунлиги у жойлашган идишнинг ўлчамларига яқин бўлса, бундай сийраклашган газ вакуум дейилади (34-§ га қ.). Ҳозирги пайтда мавжуд бўлган вакуум техникаси газнинг зичлигини 10^9 маротаба камайтириш имконини беради. Бундай юқори вакуумда газ молекулалари фақат идиш деворлари билан тўқнашиб, ўзаро таъсиrlашмайди деб айтиш мумкин. Юқори вакуумда идиш ичида қолган молекулалар сони $\sim 10^{10}$ см⁻³ бўлиб, ҳаво учун молекулаларнинг тартибсиз ҳаракат тезлиги ~ 500 м/с ни ташкил этади. Юқори вакуумда ток ташувчи зарралар йўқ ва шунинг учун у изолятордир. Шундай экан, вакуумдан ток ўтказиш учун унга ташқаридан заряд ташувчи зарраларни киритиши керак.

Ўтган параграфда металл ичида ҳар доим маълум миқдорда эркин электронлар мавжудлигини кўрдик. Бу электронлар худди берк идишдан чиқа олмаган газ молекулалари сингари, металл ичида ушланиб туради ва ўз-ўзидан металл ташқарисига чиқиб кета олмайди. Металл ичида мусбат ионларнинг эркин электронларга таъсири деярли компенсацияланган бўлади. Металл сиртида мусбат ионлар қатламидан ташқарига чиқиб қолган электронга ионлар томонидан тортувчи электр кучлар таъсири этади. Электронлар ўзларининг тартибсиз ҳаракати туфайли металл сиртидан чиққанда бу куч уларнинг ҳаракатини тормозлайди ва қайтадан металл ичига тортади. Демак, металл сиртида электроннинг металлдан чиқишига тўсқинлик қилувчи ва металл ичига томон йўналган куч мавжуд.

Электронларнинг металл ичидаги ($c < x < d$) потенциал энергияси металлдан ташқаридаги ($x < c, x > d$) потенциал энергиясидан кичик бўлади (185-а расм). Расмда

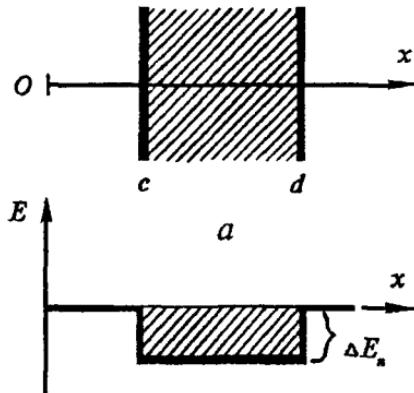
штрихланиб кўрсатилган тўртбурчак металл парчасидан ташқарида электроннинг потенциал энергияси нолга тeng деб қабул қилинса, у ҳолда металл ичида потенциал энергия манфий бўлади. Бошқача айтганда, металл ичida мавжуд бўлган эркин электронларни бирор потенциал ўрада жойлашган деб тасаввур қилиш мумкин (185-б расм). Электронни чуқурлиги ΔE га teng бўлган потенциал ўрадан чиқариш учун қандайдир А иш бажариш керак. Бу иш электроннинг металлдан чиқиши ишининг катталиги металлнинг табиатига ва металл сиртининг тозалигига боғлиқ бўлади. Металл сиртидан ташқарига чиққан электронлар сиртдаги мусбат ишорали ионлар таъсирида бўлганлиги учун узоққа кета олмайди ва металл сиртида “электронлар булути”ни ҳосил қиласди. Шундай қилиб металл сиртини қопламаларидан бирида мусбат ишорали ионлар, иккинчисида эса манфий зарядли электронлар булути жойлашган конденсатор деб қараш мумкин. Бу конденсаторнинг ичida электр майдон ўзгариши ва электроннинг металлдан чиқишига тўсқинлик қилувчи бирор φ потенциалнинг мавжудлиги муқаррардир. Бу потенциал чиқиш иши билан қўйидагича боғланган:

$$A = e\varphi, \quad (79.1)$$

бу ерда e — электроннинг заряди.

Чиқиш иши деганда, электрон металл ичидан чиқиб кетиши учун ўз кинетик энергияси ҳисобига бажариши зарур бўлган минимал иш тушунилади. Металл ичида потенциал ўра чуқурлигидан катта бўлса, электрон металлдан чиқа олади, аксинча бўлса, чиқа олмайди, яъни:

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq \Delta E, \quad (79.2)$$

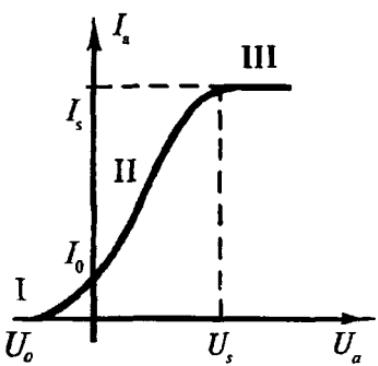
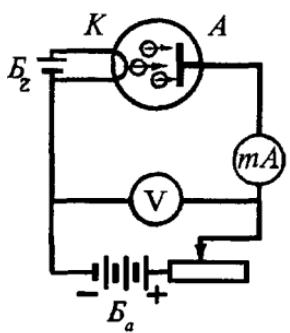


185-расм.

$$\frac{1}{2}m\vartheta^2 \geq A. \quad (79.3)$$

Бу шарт электроннинг металлдан чиқиши шарти дейилади. Одатда, электроннинг металлдан чиқиш иши бир неча электрон вольтни ташкил этади. Хона температурасида электроннинг иссиқлик ҳаракатига тўғри келувчи энергия бор-йўғи $kT = 0,026$ эВ га teng, холос. Нормал шароитда металл ичидаги эркин электронларнинг энергияси чиқиш ишидан анча кичик бўлганлиги сабабли, электронларнинг металлдан чиқиши кузатилмайди.

Электронларни металлдан чиқариш учун уларга таш-
қаридан қўшимча энергия бериш керак. Электронларнинг
ташқи энергия ҳисобига металлдан чиқиш жараёни элек-
tron эмиссия *ходисаси* дейилади. Металлни қиздирганда



186-pacm.

ундан эркин электронларнинг учиб чиқиши ҳодисаси *термоэлектрон* эмиссия ҳодисаси дейилади. Электронларнинг металлдан чиқиши унинг ёритилиши ҳисобига юз берса, бундай ҳодиса *фотоэлектрик* эффект дейилади. Металлни катта тезликка эга бўлган зарралар (электронлар, ионлар) оқими орқали нурлантириш йўли билан электронларнинг ажралиб чиқишига Эришилса, бундай ҳодиса *иккиласи* электрон эмиссия дейилади.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини ичига иккита электрод жойлаштирилган ва ҳавоси сўриб олинган шиша баллон (диод) ичида кузатиш мумкин (186-а расм). Ток манбай (B) нинг

мусбат қутбига уланган A электрод *анод* дейилади, манфий қутбига уланган K электрод эса *катод* дейилади. Анод ва катод орасида вакуум бўлганлиги учун занжир узуқ бўлади ва миллиамперметр токнинг йўқлигини кўрсатади. Агар катодни B , ток манбаи ёрдамида қиздирсан, ундан электронлар булатини ҳосил қиласди. B_a ток манбанинг мусбат қутби анодга, манфий қутби катодни уланса, аноддан катодга томон йўналган электр майдон юзага келади. Бу майдон таъсирида катоддан отилиб чиқсан электронлар анодга томон ҳаракатланади ва занжир ёпилади. Ҳосил бўлган анод токини миллиамперметр кўрсатади.

186-б расмда I_a анод токининг анод ва катод орасидаги U_a кучланишга боғланиш графиги берилган. Бу график *вольт-ампер характеристика* дейилади. Характеристикани учта қисмдан иборат деб қараш мумкин. I қисм кучланишнинг манфий қийматларига мос келади. $U_a = 0$ бўлганда анод занжирида I_0 токнинг бўлиши ажаблантириши мумкин. Катоднинг қизиши натижасида отилиб чиқсан айрим катта энергияли электронлар электр майдонининг таъсири бўлмаса ҳам анодга бориб тушишлари мумкин. Бундай электронлар ҳисобига юзага келадиган анод токини йўқотиш учун уларнинг анодга томон ҳаракатини тормозловчи U_0 тескари потенциал бериш керак бўлади.

Вольт-ампер характеристиканинг иккинчи (II) қисмida токнинг кучланишга қараб тез суръатда ортиб бориши кузатилади. Бунда электр майдон ортиб боргани сари тобора кўпроқ электронлар анодга етиб бора бошлайди. Характеристиканинг бу қисмida токнинг кучланишга боғланиши қўйидаги қонуниятга бўйсунади:

$$I = CU^{3/2} \quad (79.4)$$

Бу боғланиш Богусловский-Ленгмюр формуласи ёки “3/2 қонуни” деб юритилади. Бу ерда C — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлик бўлган коэффициент.

Характеристиканинг учинчи қисми (III) кучланишнинг U_s дан катта қийматларида кузатилади. Анод потенциалининг бундай катта қийматларида ($U > U_s$) катоддан вақт

бирлигига отилиб чиқаётган электронларнинг деярли ҳаммаси анодга етиб боради ва шунинг учун тўйиниш токи I_s ортмай қолади.

80-§. Икки электродли ва уч электродли электрон лампалар

Ўтган параграфда ҳавоси сўриб олинган ҳамда ичига анод ва катод жойлаштирилган қурилмани икки электродли электрон лампа деб номладик. Электронлар манбай бўлган катод, одатда, вольфрамдан ясалади. Вольфрамдан ясалган катод етарли миқдорда электронлар чиқариб бериши учун 2000°C гача қиздирилиши керак. Бунга катта қувват талаб қилинади. Шунинг учун вольфрамли катод юқори кучланиши катта лампаларда қўлланилади. Активлаштирилган металл катодли лампалар анча паст температураларда ҳам етарли электрон эмиссия бера олади. Оксид катодли электрон лампалар қувват сарфлаш жиҳатидан энг тежамли бўлиб, катоднинг иш температураси 700 — 900°C га тенгдир.

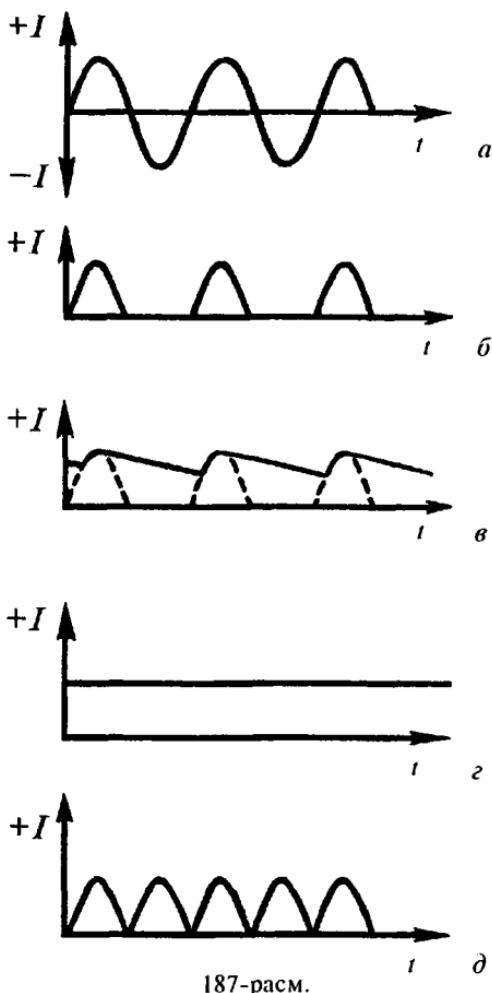
Катодлар бевосита ва билвосита чўғланувчи катодларга бўлинади. Бевосита чўғланувчи катодларда катод сими-нинг ўзидан электр токи ўтиши натижасида у қизийди. Бундай катодларнинг камчилиги шундан иборатки, чўғланма толани қиздириш учун фақат ўзгармас ток манбай керак бўлади. Шу сабабли, билвосита чўғланадиган катодлар кўп қўлланилади.

Электрон лампанинг аноди ток манбайнинг мусбат кутбига, катоди манфий кутбига уланганда, чўғланган катоддан отилиб чиқсан электронларнинг аноддан катодга томон йўналган электр майдон таъсирида анодга етиб бориши сабабли занжир ёпилади, яъни лампадан ток ўтади. Ток манбайнинг кутблари алмаштирилса, лампадан ток ўтмайди. Шундай қилиб, диоднинг асосий хусусиятларидан бири — электр токини фақат бир йўналишда ўтказишидир. Диоднинг бу хусусиятидан техникада ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантириш (тўғрилаш) учун фойдаланилади.

Ўзгарувчан токни (187 -а расм) тўғрилашда ишлатиладиган икки электродли лампалар *кенотронлар* дейилади. Давр-

нинг биринчи ярмида аноддаги кучланиш катодга нисбатан мусбат бўлганлиги учун занжирдан ток ўтади. Даврнинг иккинчи ярмида аноддаги кучланиш катодга нисбатан манфий бўлиб қолади ва занжирдан ток ўтмайди. Кейинги даврларда бу жараёнлар такрорланади. Шундай қилиб, манфий ярим даврларда нагруззка занжирида ток бўлмайди, мусбат ярим даврларда эса бу занжирда барқарор йўналишили ток ҳосил бўлади (187-б расм). Йўналишини ўзгартирмай фақат сонқийматини ўзгартириб турувчи бундай ток пульсланувчи ток деб аталади. Давр давомида ўзгарувчан токнинг фақат биргина ярим тўлқини ўтадиган бундай тўғрилаш битта ярим даврли тўғрилаш дейлади.

Токнинг пульсланишини камайтириш ва уни катталиги ҳам ўзгармас бўлган токка айлантириш учун силлиқловчи фильтрлар қўлланилади. Фильтр сифатида нагруззка қаршилигига параллел қилиб конденсатор уланса, нагрузкадаги ток 187-в расмдаги кўринишни олади. Силлиқловчи фильтрда, одатда, фақат конденсатор бўлмай, балки у билан кетма-кет уланган индуктив гал-



187-расм.

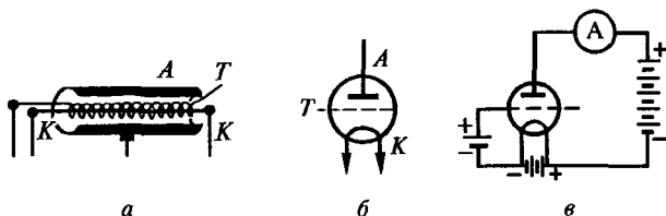
так (дроссель) ҳам бўлади. Шунинг учун нагрузка қаршилигида вакт ўқига деярли параллел бўлган ўзгармас ток ҳосил бўлади (187-г расм).

Ўзгарувчан токни иккала ярим даврда тўғрилаш учун икки анодли электрон лампалар ишлатилади. Бундай лампаларда тўла давр давомида ўзгарувчан токнинг иккала ярим тўлқини тўғриланади (187-д расм). Бундай иккитадан ярим даврли тўғрилашдан ҳосил бўлган ток силлиқловчи фильтрдан ўтгач, занжирда 187-г расмда тасвирланган ўзгармас ток вужудга келади.

Диоднинг анод ва катод электродлари орасига яна битта электрод киритилса, уч электродли электрон лампа ҳосил бўлади. Чўғланиш толаси K ни ўраб олган T спираль тўр дейилади (188-а расм). Чўғланиш толаси K билан тўрни ўраб олган A металл цилиндр анод вазифасини бажаради. Учта электродга эга бўлган бундай лампа триод дейилади. 188-б расмда триоднинг схемада тасвирланиши берилган.

Триодларнинг асосий хусусиятларидан бири шуки, уларда анод токини осонгина бошқариш мумкин. Тўр ўзининг жойлашиши ва катодга нисбатан потенциалига қараб, катоддан учеб чиққан электронларнинг анодга етиб боришига ё ёрдам беради, ё тўсқинлик қиласи. Агар тўрнинг потенциали нолга teng бўлса, у ҳолда анодга етиб борувчи электронлар сони тўр бўлмаган ҳолдаги қийматига деярли teng бўлади.

Тўр катодга жуда яқин жойлашгани учун ундағи потенциалнинг озгина ўзгариши ҳам электронларнинг ҳаракатига жуда кучли таъсир кўрсатади. Тўр потенциалининг катталиги ва ишорасига қараб, анод ва катод орасидаги



188-расм.

Электр майдон кучланганилиги ўзгаради. Агар тўр катодга нисбатан мусбат ва анодга нисбатан манфий потенциалга эга бўлса, у ҳолда тўр потенциали электронларнинг катоддан анодга етиб боришига ёрдам кўрсатади (188-в расм).

Триод тўри манфий потенциалга эга бўлса, ҳосил бўладиган қўшимча электр майдон электронларнинг анодга томон ҳаракатини тормозлайди ва анод токи кескин камаяди. Тўр манфий потенциалининг маълум бир қийматида электронларнинг анодга келиши мутлақо тўхтайди ва бунда анод токи нолга тенг бўлади. Бу шароитда лампа ёпилган ҳисобланади.

Шундай қилиб, тўр потенциалини озгина ўзгартириш билан анод токи катталигини жуда кенг интервалда ўзгартириш мумкин экан. Радиотехникада триоднинг бу хусусиятларидан электр сигналларини кучайтиришда фойдаланилади.

Лампа ачодидаги кучланиш ўзгармас бўлганда анод токининг тўр кучланишига боғлиқлигини кўрсатувчи характеристикага триоднинг *тўр характеристикаси* дейилади.

Тўр кучланиши U_T ўзгармас сақланганда, I_a анод токининг U_a анод кучланишига боғлиқ равища ўзгариши *триоднинг анод характеристикасини* беради. Бу характеристика анод кучланишининг мусбат қийматларида кузатилиб, тўр характеристикасидан тикроқ жойлашган бўлади. Тўр потенциали ортганда анод характеристикалари анод потенциалининг камайиш томонига силжийди.

Триодни характеристловчи асосий катталиклар — кучайтириш коэффициенти, характеристиканинг тикилиги ва ички қаршиликдир.

Катодни қиздириш натижасида отилиб чиқсан электронларнинг анодга томон ҳаракатланишига ҳам анод кучланиши, ҳам тўр кучланиши таъсир кўрсатади. Бироқ, тўр катодга яқинроқ жойлашгани учун тўр кучланишининг таъсири кучлироқ бўлади. Электронларнинг ҳаракатига таъсири этувчи U_n натижавий кучланишни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$U_n = U_T + DU_a, \quad (80.1)$$

бу ерда D — түрнинг сингдирувчанлиги бўлиб, ҳар доим $D < 1$ бўлади. Түрнинг сингдирувчанлиги лампанинг тузилишига боғлиқ; тўр қанча қалин ва катодга яқин жойлашган бўлса, D шунча кичик бўлади.

Тўрнинг сингдирувчанлигига тескари бўлган

$$K = \frac{1}{D} \quad (80.2)$$

катталикка *триоднинг кучайтириши коэффициенти* деб аталади. Лампанинг кучайтириши коэффициенти анод токи ўзгармас бўлганда анод кучланиши ўзгаришининг тўр кучланиши ўзгаришига нисбати билан аниқланади:

$$K = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_T}. \quad (80.3)$$

Тўр характеристикасининг тикилиги анод кучланиши ўзгармас бўлганда тўр кучланиши 1 В га ўзгарганда анод токининг қанча миллиамперга ўзгаришини кўрсатади:

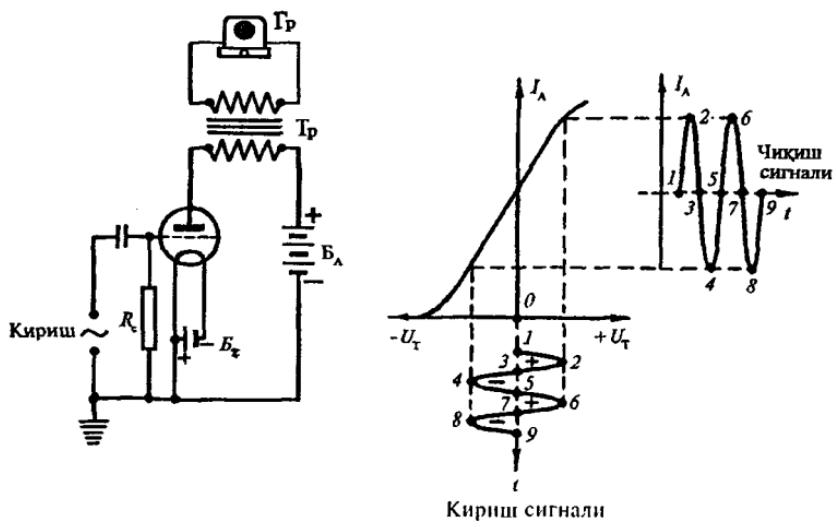
$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_T}. \quad (80.4)$$

Характеристика қанча тик бўлса, лампа кучайтиргич сифатида шунча яхши ишлайди, чунки бунда тўр кучланишини жуда кичик ўзгартириш билан анод занжиридаги токни катта қийматларгача ошириш мумкин.

Тўр кучланиши ўзгармас бўлганда анод кучланишининг анод токига нисбати билан ўлчанадиган катталик *триоднинг ички қаршилиги* дейилади:

$$R_i = \frac{U_a}{I_a}. \quad (80.5)$$

Электр тебранишларни кучайтиришнинг энг оддий схемаси 189-a расмда келтирилган. Бу схема триод, B_a анод батареяси, B_r чўғлантириш батареяси, R_c қаршилик ва T_P чиқиш трансформаторидан ташкил топган. Масалан, кучайтиргичнинг кириш қисқичларига электромагнитли адаптер (товуш олгич), чиқиш қисқичларига эса радиокарнай уланган бўлсин. Бу схема бўйича тузилган кучайтиргич қўйидагича ишлайди. Граммофон пластинкаси айланганда адаптернинг нинаси пластинканинг эгри-бугри ариқчаларида



189-расм.

силжийди. Бунинг натижасида адаптернинг фалтагида то-вуш частотали ўзгарувчан кучланиш индукцияланади ва бу кучланиш триоднинг тўри билан катодига берилади. Тўрда-ги ўзгарувчан кучланиш триоднинг анод токи кучини ўзгартиради. Натижада лампада кучайтирилиб, радиокарнай фалтагидан оқаётган ток овоз частотасига мос равишда ўзгари-ди ва радиокарнай диффузиорини шу частота билан тебратади. Шундай қилиб, триоднинг кучайтириши туфайли адаптер нинасининг заиф тебранишлари ҳисобига тўрда вужудга келтирилган заиф ўзгарувчан кучланиш анод токи кучини кўп ўзгартиради ва бу ток радиокарнай фалтагидан ўтиб ундан овоз чиқаради.

189-б расмда кучайтириш жараёнининг график тасвири берилган бўлиб, триоднинг тўр характеристикаси ёрдамида анод занжиридаги I_a ток кучи U_A тўр кучланишининг ўзгариш частотаси билан қандай ўзгариши кўрса-тилган. Анод токи кучининг тебранишлар амплитудаси триод характеристикасининг тиклиги ва тўрга берилади-ган кучланиш амплитудасига боғлиқдир. Тўр характеристикаси қанча тик бўлса, анод токининг кучайиши шунча юқори бўлади.

Кўп ҳолларда битта триоднинг кучайтириши етарли бўймай қолади. Сигнални қўпроқ кучайтириш учун кўп босқичли кучайтиргичлар қўлланилади. Буларда бир триод кучайтирган сигнал янада кучайтириш учун иккинчи триоднинг тўрига берилади ва ҳ.к. Кўп босқичли кучайтиргичнинг кучайтириш коэффициенти уни ташкил қи́увчи алоҳида босқичлар коэффициентлари кўпайтмасига тенг. Шундай қилиб, кучсиз электр тебранишларни электр лампалар ёрдамида ўн, юз, минг ва миллион марта кучайтириш мумкин.

Триодлар ҳар хил частотали ўзгарувчан ток ҳосил қила-диган лампали генераторларда ҳам кенг қўлланилади. Лампали генератор анод батареясининг ўзгармас ток энергијасини ўзгарувчан ток энергиясиغا айлантириб берувчи қурилмадир. Конденсатор ва фалтакдан иборат бўлган тебраниши контурининг ҳар бир тебранишида йўқотган энергиясини даврий тўлдириб туриш учун триоддан фойдаланилади. Триодлар электр занжирни электр сигнални таъсирида улайдиган, ажратадиган ва алмаштириб улайдиган релеларда, шунингдек, ўлчов жараёнларини автоматлаширишда ҳам қўлланилади.

Электрон лампалар бажарадиган вазифасига қараб, кўп тўрли бўлишлари ҳам мумкин. Масалан, тетрод — тўрт электродли лампа бўлиб, унинг тўри триоднидек битта эмас, балки иккитадир. Экранловчи тўр деб аталадиган қўшимча тўр бошқарувчи тўр билан анод орасига жойлаштирилади. Тўрт электродли лампа экранланган лампа ҳам дейилади. Тетроднинг аноди, катоди ва бошқарувчи тўри триоддаги каби уланади. Экранловчи тўрга катодга нисбатан мусбат бўлган, лекин анод кучланишидан бир оз кичикроқ кучланиш берилади. Бу майдон электронларнинг катоддан анодга томон ҳаракатини янада жадаллаширади. Кучайтириши коэффициенти учун ёзилган (80.3) формуладаги ΔU_a ошали, ΔU_T эса ўзгармай қолади. Шунинг учун тетроднинг кучайтириш коэффициенти триоднинг кучайтириш коэффициентига нисбатан ўн ва ҳатто юз марта катта бўлади.

Тетрод триодга нисбатан баъзи устунликларга эга бўлишига қарамай, унинг камчилиги ҳам мавжуд. Анод томон

кatta тезлик билан келаётган электронлар унинг юзасидан бошқа электронларни уриб чиқариши мумкин, бу қўшимча электронлар иккиламчи эмиссия электронлари дейилади. Улар экранловчи тўр занжирида иккиламчи электронлар токини ҳосил қиласди. Натижада тетрод характеристикаси бузилади. Бу ҳодиса динатрон эффект дейилади.

Тетрод ишида заарли бўлган иккиламчи эмиссияни йўқотиш учун лампада экранловчи тўр билан анод орасида ҳимоя тўри деб аталувчи тўр қўйилади. Бундай лампа умуман беш электродга (шу жумладан, учта тўрга) эга бўлганидан беш электродли лампа ёки пентод деб аталади. Одатда, ҳимоя тўри катодга улаб қўйилганидан, унинг заряди манфий бўлади. Бу зарядлар аноддан уриб чиқарилган иккиламчи электронларни итариб орқага қайтаради ва натижада экранловчи тўрда кераксиз ток ҳосил бўлмайди. Ҳимоя тўри лампа характеристикасини яхшилайди, шу сабабли, пентоднинг кучайтириш коэффициенти тетроднидан анча катта бўлиб, бир неча мингга етади.

81-§. Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчалиги

Табиатда мавжуд бўлган қаттиқ жисмлар атом ва молекулаларининг жойлашишига қараб *аморф* ва *кристалл* жисмларга бўлинади. Кристалл қаттиқ жисмларда атом ва молекулалар маълум тартибда жойлашган бўлиб, ҳар хил кристалл панжарани ҳосил қиласди (50-§ га к.). Кристалларнинг физик хоссалари турли йўналишлар бўйича бир хил бўлмай, анизотропик хоссага эга. Аморф жисмларни ташкил этган зарралар эса тартибли жойлашган эмас. Модда аморф ҳолатида изотропик бўлиб, барча йўналишларда бир хил физик хусусиятга эга. Биз қўйида қаттиқ жисмлар устида сўз юритганда кристалл жисмни назарда тутамиз. Маълумки, кристаллда атомларнинг жойлашиши тасодифий бўлмай, балки 14 хил Браве панжарасининг бирига мос келади (110-расмга к.). Бундай кристаллар *монокристаллар* деб юритилади. Монокристалл бир марказдан ўсган кристаллдир. Эритмадан кристалл олиш жараёнида кристалланиш марказлари кўп бўлса, ҳосил бўлган кристалл *поликристалл* бўлади. Биз кўпроқ монокристалларни таъсизлаб, яхшилайди.

лар ва улар асосида тайёрланадиган қурилмалар ҳақида муроҳаза юритамиз.

Қаттиқ жисмлар ўзларининг электр хоссаларига кўра уч синфга ажралади: металлар, ярим ўтказгичлар ва ди-электриклар. Металларнинг электр ўтказувчанилиги анча катта бўлади, диэлектриклар эса токни деярли ўтказмайди. Улар оралиғида кичик электр ўтказувчаниликка эга бўлган моддалар — ярим ўтказгичлар мавжуд. Металлар билан ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанилиги бир-биридан фақат катталик жиҳатидан эмас, балки сифат жиҳатдан ҳам фарқланади. Масалан, температура ошганда металларнинг электр ўтказувчанилиги камаяди, ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанилиги эса ортади. Ёруғлик таъсирида металларнинг электр ўтказувчанилиги ўзгармайди, аммо ярим ўтказгичларники кўп марталаб ўзгариб кетиши мумкин.

Моддани ташкил этган атомлардаги электронлар ихтиёрий энергияга эга бўлмасдан, дискрет қийматларни қабул қиласди. Изоляцияланган атомда ҳар бир ҳолат энергетик схемада битта энергетик сатҳни ташкил қиласди. Квант механикаси тушунчалари асосида қаттиқ жисмлар учун ишлаб чиқилган зоналар назариясига кўра, моддани ташкил этган атомлар бир-бирига жуда яқинлаштирилса, ҳар бир атом қўшни атомлар ҳосил қилган жуда кучли электромагнит майдонда турганлиги учун электронларнинг энергетик сатҳлари парчаланади. Бошқача айтганда, қаттиқ жисмларда изоляцияланган атомлардаги алоҳида энергетик сатҳлар ўрнига энергетик зоналар ҳосил бўлади.

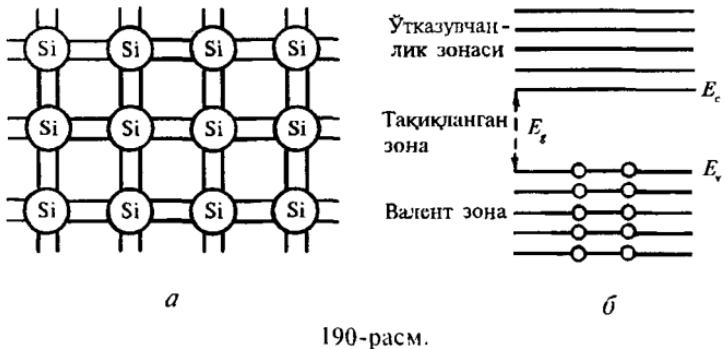
Энди кристалларда ҳосил бўлган энергетик зоналарда электронларнинг қандай тақсимланганлигини кўрайлик. Атомнинг ички электронлари жойлашган сатҳларнинг парчаланишидан пайдо бўлган энергия зоналари ҳамма пайт электронлар билан лиқ тўлган бўлади. Валент сатҳлардан пайдо бўлган валент энергия зоналари электронлар билан тўла ёки чала тўлган бўлиши мумкин.

Чала тўлган энергия зонаси ҳолида электронлар зонани пастдан юқорига қараб тўлдириб боради, зонанинг юқори қисмидаги сатҳлар бўш бўлади. Бундай зонадаги электронлар электр майдон таъсирида юқориги сатҳларга кўтари-

либ, ўз энергиясини ошириши ва тезлиги йўналишини ўзгартириши, яъни электр токини ҳосил қилишда қатнашиши мумкин. Металларда юқориги зона ярмисигача тўлган бўлиб, у ўтказувчанлик зonasи дейилади; бу зонадаги электронлар эркин электронларнинг ўзгинасидир. Зонадаги сатҳлар сони атомлар сонига teng, ҳар бир сатҳда квант механикасидан маълум бўлган Пауль қонунига асосан иккитагача электрон бўлиши мумкин. Бундан металлнинг ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар сони атомлар сонига teng бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Эркин электронлари кўп бўлгани туфайли металлар яхши ўтказгич бўлади. Температура ўзгарганда металлдаги эркин электронлар сони ўзгармайди, аммо уларнинг ҳаракатчанлиги ўзариши мумкин. Шу сабабли, температура ўзгарганда металларнинг электр ўтказувчанлиги бир оз ўзгаради.

Тўла тўлган энергия зonasи ҳолида зонадаги барча сатҳларни электронлар банд қилган бўлади. Зонада бўш сатҳлар қолмаганлиги ва юқори рухсат этилган ўтказувчан зона тақиқланган энергетик зона билан ажратилган бўлганлиги сабабли, тўла тўлган зонадаги электронларни электр майдон тезлаштира олмайди. Барча энергетик зоналари тўла тўлган кристалл қаттиқ жисмлар диэлектриклар бўлади.

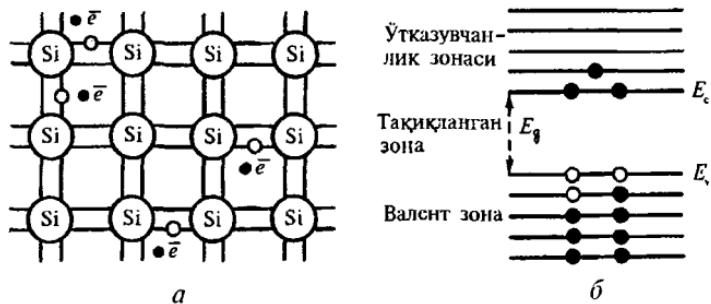
Мисол тариқасида кремний кристалини кўрайлик, у ҳозирги замон электроника саноатининг асосий хом ашёси бўлган ярим ўтказгич мoddадир. Кремний (Si) Менделеев жадвалида 14-ўринда туради. Бинобарин, унинг якка атомида 14 та электрон бўлиб, уларнинг 10 таси мустаҳкам ички қобиқда 5 та сатҳни 2 тадан тўла тўлдирган, қолган 4 таси иккита валент сатҳда иккитадан жойлашган. Бу валент электронлар кремнийнинг бошқа элементлар билан химиявий бирикмалар ҳосил қилишида қатнашади (190-а расм). Кремний атомларининг барча валент электронлари жойлашган энергия зonasи юзага келади. Абсолют ноль температурада бу зона электронлар билан тўла тўлган бўлади. Уларнинг юқорисидаги зона эса бўм-бўш бўлади (190-б расм). Тўла тўлган зонадаги электронлар ток ҳосил қилишда қатнашмайди. Шунинг учун $T = 0$ К да кремний кристали мутлақ диэлектрикдир.



190-расм.

Абсолют нолдан юқори температурада ($T > 0$ К) айрим электронлар ўз атомларидан узилиб, кристалл панжара ичидеги тартибсиз кезиб юриши мумкин. Бундай электронларнинг эркін ҳолатта ўтиши натижасыда атом бөлгелерінде бүш ўрин юзага келади (191-*a* расм). Зоналар тилемде айтганда, валент зонаның юқориги чегарасы E_v яқинидеги электронларнинг бир қисмі ўтказувчан зонага ўтиб олади ва унинг пасткы энергиясы E_c яқинидеги энергетик сатхларни қисман түлдиради (191-*b* расм). Бу ўтиш учун керак бўлган E_g энергияни электронлар панжаранинг иссиқлик тебранишидан олади.

Электронларнинг етарлича энергия олиб, валент зонадан ўтказувчан зонага ўтиш жараёни *генерация жараёни* дейилади. Қисман түлдирилган ўтказувчан зонадаги электронларни ташқи электр майдоннинг таъсир йўналишига қарама-қарши йўналишда ҳаракатга келтириш, яъни ток ҳосил қилишда қатнаштириш мумкин. Электронларнинг ўтказувчан зонада заряд ташишда қатнашиш



191-расм.

вақти уларнинг яшаш вақти дейилади. Валент зонада электронлар бўш қолдириган ўринлар коваклар дейилади. Коваклар мусбат зарядга эга бўлганликлари учун ташки электр майдон йўналишида ҳаракатга келади. Ўтказувчан зонада ҳаракатланаётган электронлар бошқа зарралар билан тўқнашиши натижасида ўз энергиясини йўқотиб, яна валент зонадаги ковакка келиб тушади. Электронларнинг ўтказувчан зонадаги эркин ҳолатдан валент зонадаги боғланган ҳолатга ўтиш жараёни рекомбинация жараёни дейилади.

Шундай қилиб, ярим ўтказгич — кремний кристалида $T > 0$ К да қисман тўлган ўтказувчан зонадаги эркин электронлар ва чала тўлган валент зонадаги коваклар ток ҳосил қилишда қатнаша оладилар. Умуман айтганда, ярим ўтказгичларда икки турдаги эркин заряд ташувчилар — электронлар ва коваклар мавжуд бўлганлиги учун электр ўтказувчанлик

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \quad (81.1)$$

кўринишда ифодаланади, бу ерда n — электронларнинг ва p — ковакларнинг концентрациялари, μ_n , μ_p — уларнинг ҳаракатчанликлари.

Кремний кристали мисолида юқорида кўриб ўтилган хилдаги ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар деб аталади. (81.1) ифода билан аниқланадиган ўтказувчаник хусусий ўтказувчаник дейилади. Хусусий ярим ўтказгичларда ўтказувчан зонадаги эркин электронлар концентрацияси n валент зонада ҳосил бўлган коваклар концентрацияси p га teng бўлганлиги учун (81.1) формулани қуидагича ёзамиш:

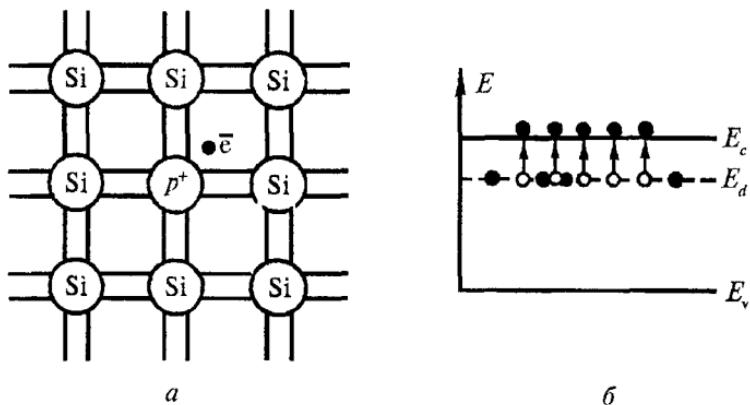
$$\sigma = en(\mu_n + \mu_p). \quad (81.2)$$

Одатда, μ_p коваклар ҳаракатчанлиги μ_n электронлар ҳаракатчанлигидан 2-3 марта кичик бўлади. Буни тушуниш учун ковакларнинг валент зонадаги ҳаракати қуидагича тасаввур қилинади. Фараз қилайлик, катта концерт залидаги концертга биринчи қатордаги битта томошабин келмай қолган бўлсин. Буни кўрган иккинчи қатордаги томошабин биринчи қатордаги бўш ўринга ўтади, учинчи қатордаги томошабин

иккинчи қаторга ўтади ва ҳ. к. Бу ўтишларнинг охирида биринчи қатордаги бўш ўрин охирги қаторга ўтиб қолади. Томошабиннинг биттадан қатор олдинга қараб силжишида бўш ўрин орқага қараб эстафетали ҳаракат қиласди, деб ҳисоблаши мумкин. Худди шунингдек, валент зонада ҳам аслида элек-трон бир атомдан иккинчи атомга ташқи электр майдон йўналишига қарши йўналишда сакраб ҳаракат қиласди, бироқ валент зонада электрон ўрнида қолган мусбат ишорали ковак майдон йўналишида ҳаракатланади, деб қараш қулайдир. Ковакларнинг ҳаракати эркин бўлмай, балки эстафетали бўлгандиги сабабли, уларнинг ҳаракатчанилиги ўтказувчан зонадаги эркин электронлар ҳаракатчанилигидан кичик бўлади.

Табиятда идеал тоза кристалл учрамайди. Кристалларда бошқа элементларнинг атомлари, кристалл панжарадаги бўш жой, бирор атомнинг ноўрин туриши ва атомларнинг ўз мувозанати атрофида тебраниши ҳамма вақт мавжуддир. Айрим ҳолларда кристалл панжарада атомлар жойлашиши тартибининг бузилиши чизиқли ва ҳатто ҳажмий бўлиши ҳам мумкин. Кристалл панжаранинг бундай нуқсони *дислокация* дейилади.

Ҳозирги кунда электроника соҳасида соф кристалнинг ўзидан фойдаланилмайди. Кристалл қандай мақсадда ишлатилишига қараб, у ёки бу элемент атомлари керакли миқдорда киритилади. Аралашмалар кристалл панжарада



192-расм.

асосий атомлар ўрнини эгаллаши ёки атомлар орасига жойлашиб олиши мумкин.

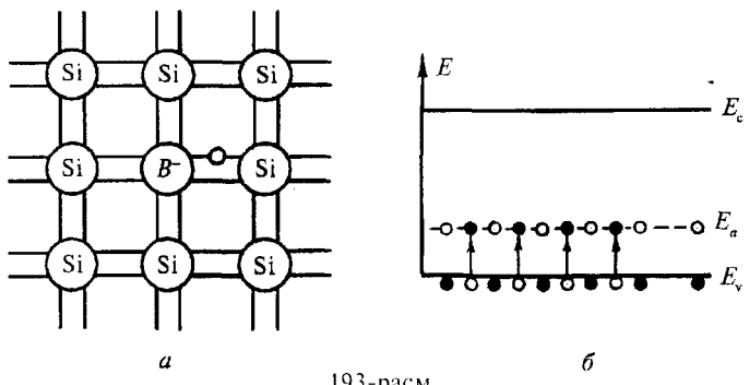
Тушуниш осон бўлиши учун яна кремний кристалини олайлик. Кристалл панжарада кремний элементининг бир дона атоми ўрнини V группа элементларидан бирининг атоми, масалан, фосфор атоми эгалласин (192-а расм). Фосфор беш валентли бўлгани учун атрофдаги тўртта кремний атоми билан боғланишга киради ва битта электрони ортиб қолади. Боғланишда иштирок этмаган электрон фосфор атомини осонликча ташлаб чиқиб кетади. Бундай аралашмалар *донорлар* дейилади. Донор атомига тўғри келувчи E_d сатҳ *донор сатҳ* дейилади (192-б расм). Уй температурасидан юқори температураларда донор атомларининг деярли ҳаммаси ионлашган бўлади, яъни уларнинг биттадан электрони ўз атомини ташлаб чиқиб кетиб, кристалл панжарада эркин электронлар каби ҳаракат қиласди. Уларнинг қолдирган бўш ўрни ҳаракатсиз мусбат ион бўлиб, электр ўтказувчаникда иштирок эта олмайди. Чунки аралашма атомлари орасидаги масофа жуда ҳам катта бўлиб, ковакнинг бир атомдан иккинчи атомга сакраб ўтиши жуда қийин.

Ярим ўтказгичларда асосан электронлар ҳисобига юзага келадиган ўтказувчаник *электрон ўтказувчаник* дейилади. Бундай ярим ўтказгичлар *электрон* ёки *n-тип ярим ўтказгичлар* дейилади. Электрон ярим ўтказгичларда $p \ll n$ бўлгани учун (81.1) дан

$$\sigma_n = e\mu_n \quad (81.3)$$

деб ёза оламиз.

Энди кристалл панжарада бирорта кремний атоми ўрнини III группа элементларидан бири – бор атоми эгаллаган бўлсин. Бу ҳолда бор атоми ўз атрофидаги тўртта кремний атоми билан боғланиши учун битта электрон етишмайди (193-а расм). Натижада манфий ион билан ҳаракатчан ковак ҳосил бўлади. Юқоридаги хусусиятга эга бўлган аралашмалар *акцепторлар* деб аталади. Тақиқланган энергиялар зонасида бундай аралашма ҳосил қилган E_a энергетик сатҳ *акцептор сатҳ* дейилади (193-б расм). Коваклар электр майдон йўналишида ҳаракат қилиб, за-



193-расм.

ряд ташишда иштирок этади. Бундай ярим ўтказгичларда $n \ll p$ бўлгани учун (81.1) дан қўйидагини ҳосил қила-миз:

$$\sigma_p \approx e_p \mu_p \quad (81.4)$$

Электр ўтказувчанлиги коваклар ҳисобига юз берадиган ярим ўтказгичлар *p-type* ярим ўтказгичлар дейилади. Коваклар ҳам электронлар каби массага, зарядга (мусбат) ва бошқа ўзига ҳос параметрларга эга бўлиб, қаттиқ жисмларда зарра каби ҳаракатда бўлади.

Квант механикасига асосан электронлар кристалларда ихтиёрий энергетик ҳолатларда бўлолмай, улар фақат дискрет энергетик ҳолатларни қабул қила олади. Бу энергетик ҳолатларда жойлаша оладиган электронлар сони чекланган бўлади. Электронлар ўз ўки атрофида айланма ҳаракат қилиши натижасида ҳаракат миқдори моментига эга бўлади. Квант механикасида ҳаракат миқдори моменти *спин* деб юритилади. Электроннинг спини фақат $\pm 1/2$ га teng бўлади. Пауль принципига кўра, ҳар бир энергетик ҳолатда қарама-қарши томонга қараб айланма ҳаракат қилувчи иккитагина электрон туриши мумкин. Шу сабабли, $T = 0$ К температурада энг паст энергетик ҳолатга иккита электрон жойлашиб, қолган электронлар эса юқори энергетик ҳолатларда туришга мажбурдир.

Қаттиқ жисмларда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимоти Ферми-Дирак қонунига бўйсунади. Бу тақсимот функцияси электроннинг бирор энергетик ҳолат-

да туриш эҳтимолини беради. Агар бирор энергетик ҳолатда электрон бор бўлса, уни топиш эҳтимоли 1 га teng, йўқ бўлса, 0 га teng. Электронни бирор энергетик ҳолатда топиш эҳтимоли $1/2$ га teng бўлган энергетик сатҳ *Ферми сатҳи* дейилади. Бундан $T = 0$ K температурада турган хусусий ярим ўтказгичда Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашган бўлиши керак, деган холоса келиб чиқади. Табиийки, Ферми сатҳи n-тип ярим ўтказгичда тақиқланган зонанинг юқори ярмида жойлашса, p-тип ярим ўтказгичларда унинг пастки ярмида жойлашади.

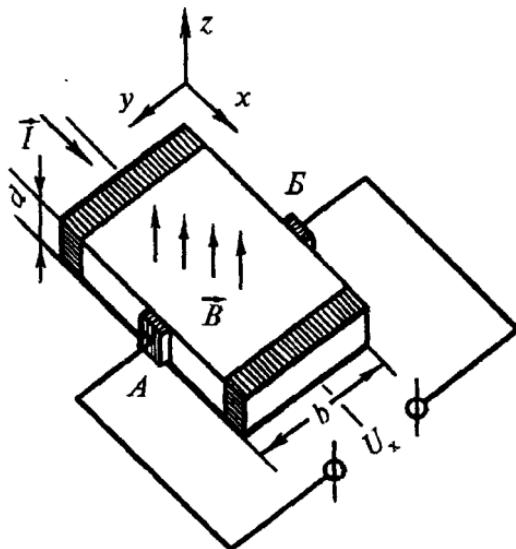
82-§. Металларда ва ярим ўтказгичларда Холл эффиқти

Моддага электр ва магнит майдонларнинг бир вақтда таъсир этиши натижасида кузатиладиган ҳодисаларга *гальвомагнит ҳодисалар* дейилади. 1879 иили америкалик физик Э. Холл (1855–1938) томонидан олтин пластинкада очилган эффиқтнинг моҳиятини тушуниб олиш мумкин. Тўғри параллелопипед шаклида бўлган ўтказгичдан 194-расмда кўрсатилган йўналишда I ўзгармас ток оқаётган бўлсин. Битта эквипотенциал сиртда жойлашган A ва B нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи нолга teng бўлади. Агар ўтказгич йўналиши ток йўналишига перпендикуляр бўлган ва магнит индукцияси \vec{B} га teng бўлган майдонга киритилса, у ҳолда A ва B нуқталар орасида U_x потенциаллар фарқи юзага келади. Бу ҳодиса *Холл эффиқти*, ҳосил бўлган потенциалга эса *Холл потенциали* дейилади.

Тажрибалар шуни кўрсатадики, токка перпендикуляр йўналишда юзага келадиган U_x Холл потенциали \vec{B} магнит майдон индукциясига, ўтказгичдан ўтувчи I ток кучига тўғри пропорционал бўлиб, ўтказгичнинг магнит майдон йўналишидаги d қалинлигига тескари пропорционал бўлади, яъни

$$U_x = R \frac{IB}{d}. \quad (82.1)$$

Бу ерда R – ўтказгичнинг табиатига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у *Холл доимийси* дейилади.



194-расм.

Холл эфектининг кузатилиши, энг аввало, магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядланган зарраларга (68.9) муносабат билан аниқланувчи Лоренц кучининг таъсири ҳақиқатан мавжуд эканлигини кўрсатади. Холл тажрибасида магнит майдон ток йўналишига перпендикуляр бўлганлиги учун ҳар бир электронга магнит майдони томонидан катталиги $e\vartheta B$ га тенг бўлган Лоренц кучи таъсир этади. Бу куч таъсирида электронлар ўтказгичнинг бир томонига оғади ва шу томон манфий зарядланиб қолади. Ўтказгичнинг қарама-қарши томонида мусбат зарядлар тўпландади. Натижада ўтказгич ичидаги кўндаланг йўналган $E_{_H}$ электр майдон юзага келади. Бу майдон томонидан ҳар бир электронга $eE_{_H}$ куч таъсир этади. Электроннинг магнит майдонда ўз йўналишидан оғиши бу кучлар тенглашгунга қадар, яъни

$$eE_{_H} = e\vartheta B \quad (82.2)$$

бўлгунча давом этади. Бу ифоданинг ҳар икки томонини ҳажм бирлигидаги электронлар сони п га кўпайтирайлик. У ҳолда

$$enE_n = en\vartheta B \quad (82.3)$$

га эга бўламиз, бу ерда $en\vartheta = j$ — ток зичлиги. Иккинчи томондан, ток зичлиги

$$j = \frac{I}{bd} \quad (82.4)$$

эканлигини ҳисобга олсак,

$$E_n = \frac{1}{en} \frac{IB}{bd} \quad (82.5)$$

бўлади. Кўндаланг йўналишдаги электр майдон кучланганлиги билан Холл потенциали орасидаги

$$E_n = \frac{U_x}{b} \quad (82.6)$$

муносабатни ҳисобга олиб, Холл потенциали учун қўйидаги формулани ҳосил қиласиз:

$$U_x = \frac{1}{en} \frac{IB}{d}. \quad (82.7)$$

Бу ифодани (82.1) билан солиштириб

$$R = - \frac{I}{en} \quad (82.8)$$

эканлигига ишонч ҳосил қиласиз. Бу ифода даставвал тажрибада металлар учун топилган бўлиб, уларда ток ташувчи зарралар электронлар эканлигини ҳосил бўлган манфий ишорали Холл потенциалидан кўриш мумкин. Шунинг учун бу ҳолда Холл доимийси ифодасига манфий ишора киритилади.

Холл потенциали учун ҳосил қилинган (82.7) формуласи келтириб чиқаришда ўтказгич ичидаги барча электронлар ёртача тезлик билан ҳаракат қиласи, деб ҳисобланди. Аслида электронларнинг ҳаракат тезликлари уларнинг кристалл ичидаги ҳаракати мобайнида сочилиш механизмига боғлиқ бўлади. Бошқача айтганда, электронлар тезлигининг Максвелл тақсимот қонуни (36-§)ни ҳисобга олувчи бирор r тузатма киритиб, Холл доимийсини қўйидагича ёзамиш:

$$R = - \frac{r}{en}. \quad (82.9)$$

Шундай қилиб, тажрибада Холл потенциалини ўлчаб, (82.7) ва (82.9) ифодалардан фойдаланиб ток ташувчи зараларнинг ишораси ва концентрациясини аниқлаш мумкин экан. Бундан ташқари, ток зичлиги учун ёзилган (59.5) ва (60.6) ифодалардан фойдаланиб

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{env}{E} = en\mu \quad (82.10)$$

ни ҳосил қиласиз. Бу ифодани (82.8)га қўйсак, қуйидаги муҳим боғланишни оламиз:

$$\mu = \sigma R. \quad (82.11).$$

Демак, электроннинг ҳаракатчанлиги солиштирма электр ўтказувчанликнинг Холл доимийсига қўпайтирилганига тенг экан.

Юқорида келтирилган мулоҳазалар фақат металлар учун ўринли бўлмасдан, балки аралашма ўтказувчанликка эга бўлган n - ёки p -тип ярим ўтказгичлар учун ҳам ўринлидир.

Холл доимийси электрон ярим ўтказгичларда манфий, ковак ярим ўтказгичларда эса мусбат ишорали бўлади. Солиштирма электр ўтказувчанлик ёки Холл доимийсининг температурага боғланишини ўлчаб, ярим ўтказгич тақиқланган зонасининг кенглигини аниқлаш мумкин.

Агар ярим ўтказгичларда электр токи ўтишида ҳам электронлар, ҳам коваклар иштирок этса, магнит майдонда иккала хил зарядлар ҳам бир томонга қараб оғади. Натижада улар бир-бирларини маълум даражада компенсациялади. Бу ҳолда Холл доимийси қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$R = \frac{r}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}. \quad (82.12)$$

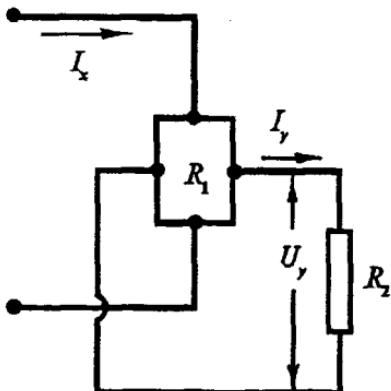
Бу ердан кўриниб турибдики, ярим ўтказгичдаги ҳаракатчан электрон ва коваклар концентрацияси ҳамда уларнинг ҳаракатчанлиги бир-бирига тенг бўлса, Холл потенциали ҳосил бўлмайди.

Шундай қилиб, Холл эфекти ёрдамида металлардаги ва аралашмали ярим ўтказгичлардаги заряд ташувчиларнинг ишорасини, уларнинг концентрациясини ва ҳара-

катчанлигини аниқлаш мумкин экан. Бу маълумотларга эга бўлиш моддада электр токининг табиатини тущунтириш имкониятини беради. Шу боисдан бир вақтнинг ўзида ҳам солиширима электр ўтказувчаникни, ҳам Холл потенциалини ўлчаш мақсадга мувофиқдир.

Холл доимийсими аниқлашда электр майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш учун ўтказгич ёки ярим ўтказгич намунасининг бўйи энидан камида икки маротаба катта бўлиши керак. *A* ва *B* нуқталарда (194-расмга қ.) жойлашган Холл потенциали контактларнинг аниқ эквипотенциал сиртда жойлашмаслиги ҳамда ўтказгичнинг бўйи ёки эни бўйлаб температура градиентининг мавжудлиги ҳисобига Холл потенциалига қўшимча потенциаллар юзага келиши мумкин. Бу ўлчаш хатолигининг ошиб кетишига олиб келади. Шунинг учун ҳар бир намунада тўртта — токнинг икки йўналишида ва магнит майдоннинг икки йўналишида ўлчашлар ўтказилиб, уларнинг ўртача қиймати олинади.

Холл эфектига асосланган қурилмалар ҳозирги вақтда ўлчаш техникасида автоматика, радиотехника ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилади. Магнит майдонда жойлашган токли ўтказгичда (82.7) формуладан аниқланувчи Холл потенциалининг юзага келиши бу ўтказгичнинг Э.Ю.К. генератори эканлигини кўрсатади. Холл датчиклари тайёрланадиган ярим ўтказгичларда Холл доимийси ва электр ўтказувчаникнинг катта қийматларига эга бўлиши, шунингдек, бу катталикларнинг температура ўзгаришига заиф боғланган бўлиши талаб қилинади. 195-расмда R_1 ташқи нагрузка қаршилигига Холл датчигининг қандай уланиши кўрсатилган. Магнит майдон кучланганлигини ўлчашга мўлжалланган Холл датчиклари асосида компаслар ясаш мумкин. Холл датчикларидан яна ўзгармас ток двигателларининг айланиш моментларини автоматик созлашда ҳам фойдаланилади.



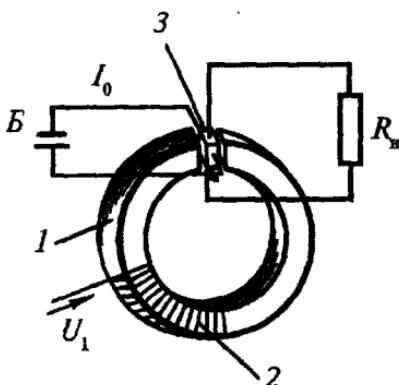
195-расм.

Холл датчиги жойлашган магнит майдоннинг катталиги ўзгармаса, ҳосил бўладиган Холл потенциалининг катталиги ундан оқиб ўтувчи ток кучига пропорционал бўлади. Бундай боғланиш асосида ишловчи Холл датчиклари ёрдамида ўзгармас ва ўзгарувчан ток занжирларидағи ток кучини аниқлаш мумкин. Ҳозирги вақтда электрохимия, металлургия, пайвандлаш техникаси ва бошқа соҳаларда ишлатилувчи қурилмаларда ток кучлари ярим ўтказгичли датчиклар ёрдамида ўлчанади. Бундан ташқари Холл датчиклари ёрдамида жуда катта токларни осонгина ўлчаш мумкин. Бунинг учун датчик токли ўтказгич яқинига жойлаштирилиб ўлчанаётган токнинг ўзини магнит майдонидан фойдаланилади.

Ўзгармас ва ўзгарувчан ток занжиридаги қувватни ўлчашда ҳам Холл датчикларига асосланган ваттметрлардан фойдаланилади. Бунда Холл потенциалининг қувватга пропорционаллиги асос қилиб олинади. Холл датчикини волноводлар ичига жойлаштириб, частотаси 3000 МГц гача бўлган электромагнит тўлқинларнинг қувватини аниқлаш мумкин. Шунингдек, электр машиналарнинг тор ҳаво қатламида ҳосил қиласидиган электромагнит қувватини ҳам ярим ўтказгичли датчиклар ёрдамида ўлчаш имконияти мавжуд.

Ўзгармас ток оқаётган Холл датчиги ўзгариш частотаси ω бўлган магнит майдонга жойлаштирилса, шу ω частота билан ўзгарувчи Холл потенциали юзага келади. Демак, Холл

эффекти асосида ўзгармас кучланишини ўзгарувчан кучланишга алмаштириш мумкин экан. Холл эффекти асосида ишловчи детекторлар вольт-ампер характеристикасининг координата бошидан ўтувчи тўғри чизиқдан иборат бўлиши улардан чизиқди модулятор ёки детектор сифатида фойдаланиш имкониятини беради. Ярим ўтказгич намунасидан кўплаб гармоник тебранишлар мажмуасидан



196-расм.

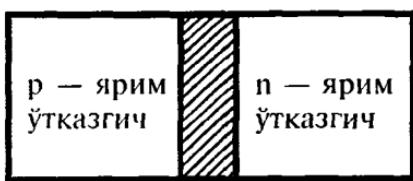
иборат бўлган ўзгарувчан ток оқаётган бўлса, магнит майдонининг частотасини ўзгаририш билан чизиқли детектор ёрдамида керакли ток тебранишини ажратиб олиш мумкин. Холл эфекти асосида бу вазифани бажарувчи детекторлар анализаторлар дейилади. Ушбу қўлланма муаллифи шу усулни қўллаб, бир қанча металл ва ярим ўтказгич моддаларнинг қаттиқ ва суюқ фазаларида жуда ҳам кичик миқдор Холл доимийларини ўлчашга эришган.

Электронларининг ҳаракатчанлиги катта бўлган n — InSb ва n — InAs ярим ўтказгичлардан ясалган Холл датчикларидан ўзгармас ва ўзгарувчан токларни кучайтириш ва уларни генерациялашда фойдаланиш мумкин. Холл датчики асосида ишловчи кучайтиргичнинг принципиал схемаси 196-расмда келтирилган. Кучайтирилиши керак бўлган U сигнал катта магнит сингдирувчанлигига эга бўлган 1 ўзакка ўралган 2 ўрамга берилади. Натижада ўзакда магнит оқими ҳосил бўлади. Ўзакдаги тор ҳаво бўшлиғига ўрнатилган 3 Холл датчигидан Б ўзгармас ток манбаидан берилиувчи I_0 ток ўтказилади. Ярим ўтказгичли датчикда ҳосил бўладиган Холл потенциали R_h ташқи нагрузка қаршилигига берилади. Табиийки, чизиқли кучланиш кириш кучланишининг шаклини такрорлайди. Шу усул билан қувват бўйича беш баробар кучайтиришга эришилган. Магнит майдон кучланганлиги ва Холл датчигидаги ток зичлиги орттирилса, сигнални қувват бўйича янада кўпроқ кучайтириш мумкин бўлади.

Холл эфектига асосланиб ишловчи барча қурилмалар ҳақида батафсил тўхталиш имконияти бўлмаса-да, бундай қурилмалар фан ва техниканинг ҳар хил соҳаларида турли-туман вазифалар бажариши кўриниб турибди. Бу вазифаларнинг айримлари $p-n$ ўтишлар асосида ишловчи ярим ўтказгичли қурилмалар зиммасига юкланган.

83-§. Ярим ўтказгичли диодлар ва транзисторлар

Ярим ўтказгичлар эркин заряд ташувчиларга қараб икки типга бўлинар эди: n -тип ярим ўтказгичларда асосий заряд ташувчилар электронлар бўлса, p -тип ярим ўтказгичларда — коваклардир. Шундай икки хил ўтказувчанлик-

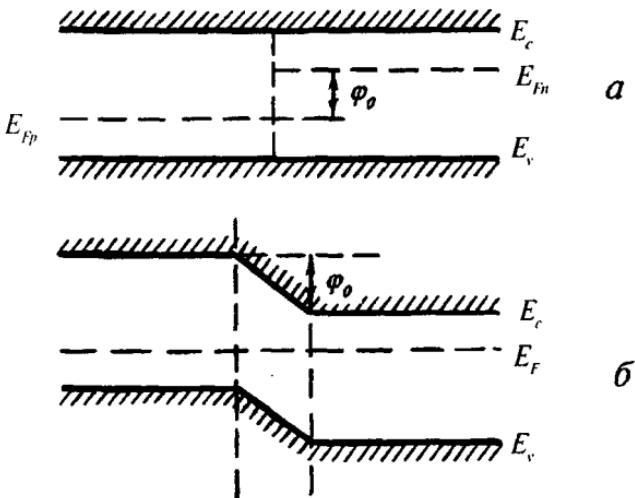


p — n-ўтиш

197-расм.

ка эга бўлган ярим ўтказгич бўлаклари олиниб, улар маълум технологик жараёнда ўзаро контактга келтирилса, p - n ўтиш ҳосил бўлади (197-расм).

Ярим ўтказгич бўлаклари ҳали контактга келтирилмаганида Ферми энергетик сатҳи n -тип ярим ўтказгичда ўтказувчан зонага яқин жойлашса, p -тип ярим ўтказгичда валент зона яқинида бўлади (198-а расм). p ва n тип ярим ўтказгичлар ўзаро kontaktга келтирилганда n -соҳадан p -соҳага электронлар, аксинча йўналишда эса коваклар ўта бошлиди. Электрон ва ковакларнинг бир соҳадан иккинчисига ўтиши Ферми энергетик сатҳлари тенглашгунча давом этади (198-б расм) (худди суюқлик сатҳлари ҳар хил бўлган туташ идишда суюқликнинг ўтиши сатҳлар тенглашгунча давом этгани каби). Бошқача айтганда, p - n ўтишда ϕ_0 контакт потенциаллар айримаси юзага келади, p - n ўтишнинг p қисмидаги электронлар, n қисмидаги эса ковакларнинг ҳажмий заряд соҳаси ҳосил бўлади. Бу зарядларни ясси конденсатор қопламала-

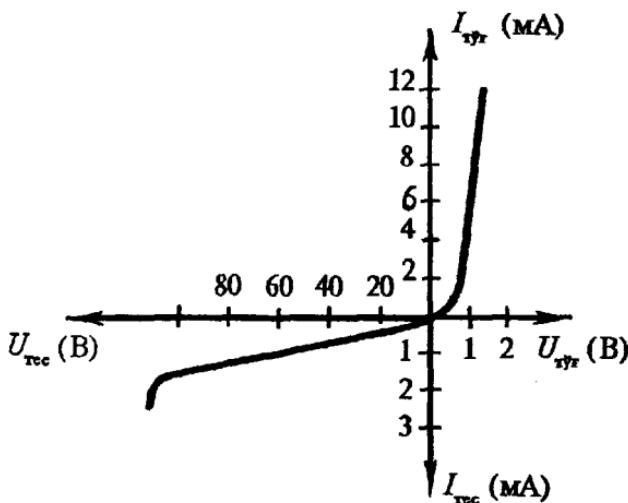


198-расм.

рида түпланадиган зарядларга қиёслаш мумкин. p -н үтиш чегарасида түпланган мусбат ва манфий зарядлар орасида n — соҳадан p — соҳага томон йўналган ички электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдон электронларнинг n соҳадан p соҳага ва ковакларнинг, аксинча, йўналишда ўтишига тўсқинлик қиласи. Ток ташувчи зарраларнинг ҳаракат йўлида юзага келган бу потенциал тўсиқнинг баландлиги p - ва n -ярим ўтказгичлардаги заряд ташувчилар концентрациясига, температура, ташқи кучланиш ва токнинг йўналишига боғлиқ бўлади.

Агар p -н ўтишнинг p қисмига мусбат, n қисмига манфий кучланиш берилса, у ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги пасайиб, ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги камаяди. p -н ўтишнинг бундай уланиши *тўғри уланиш*, берилган кучланиш *тўғри кучланиш*, ҳосил бўлган ток эса *тўғри ток* дейилади. p соҳага манфий, n соҳага мусбат кучланиш берилса, p -н ўтишдаги потенциал тўсиқ баландлиги ортади, ҳажмий заряд соҳаси кенгаяди. p -н ўтишнинг бундай уланиши тескари уланиш дейилади. p -н ўтишга берилган тескари кучланиш таъсирида асосий заряд ташувчилар ярим ўтказгичнинг ичкарисига қараб итарилади ва ҳажмий зарядлар соҳаси кенгаяди. Асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг p -н ўтишдаги оқими тескари токни вужудга келтиради.

Ишлаш принципи p -н ўтишдаги контакт ҳодисаларга асосланган қурилмалар ярим ўтказгичли диодлар дейилади. Диоднинг асосий хусусиятларидан бири токни бир йўналишда ўтказиб, иккинчи йўналишда деярли ўтказмаслигидир. Германийли диоднинг вольт-ампер характеристикиси 199-расмда келтирилган. Графикдан ток ва кучланиш орасида чизиқли бўлмаган боғланиш кўриниб турибди. Характеристиканинг яқъолроқ бўлиши мақсадида тўғри ва тескари ток ҳамда кучланиш эгри чизиқлари ҳар хил масштабларда чизилган. Графикдан кўринадики, диод клеммаларидағи кучланиш +1 В бўлганда унинг занжиридан катта ток оқиб ўтади. Лекин тескари кучланиш ҳатто 40 В бўлганда ҳам диод қарийб ток ўтказмайди. Диоднинг бир томонлама ўтказиш хусусиятларидан ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантиришда фойдаланилади. Ҳозирги

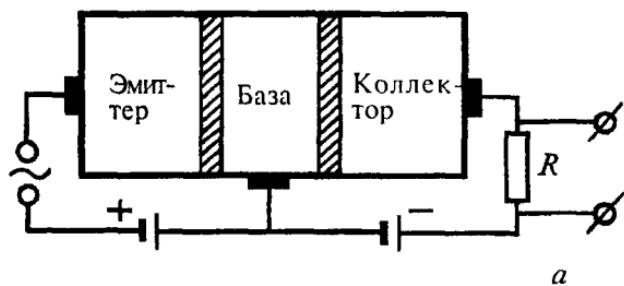


199-расм.

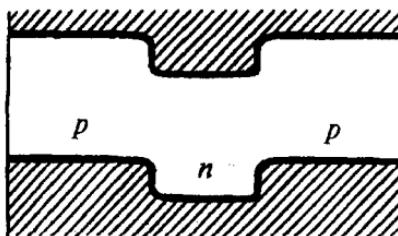
вақтда ярим ўтказгичли түғриловчы диодлардан ташқари “алмаштирувчи” диодлар, стабилитронлар, варикаплар ва туннел диодлари ишлатилади.

Транзисторлар иккита p - n ўтиш хоссаларига асосланган бўлиб, p - n - p ёки n - p - n структурали бўлади. Улар тайёрлашишига қараб ясси ёки нуқтавий бўлиши мумкин. Ҳозирги вақтда асосан ясси транзисторлар ишлаб чиқарилади. Транзисторлар ишчи частотасига қараб паст ($3 \div 30$ МГц), юқори ($30 \div 300$ МГц) ва ўта юқори (300 МГц дан юқори) частотали бўлиши мумкин. Транзистор қандай қувватда ишлай олишига қараб кичик (0,3 Вт гача), ўрта (0,3—3 Вт) ва катта (3 Вт дан юқори) қувватли бўлади.

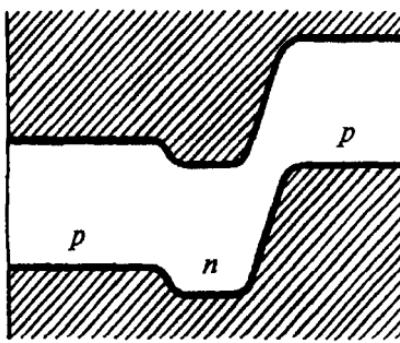
Ярим ўтказгичли ясси транзистор учта — эмиттер, база ва коллектор деб аталувчи соҳалардан иборат бўлиб, улар орасида иккита p - n ўтиш мавжуд. Ўртадаги соҳанинг электр ўтказувчанилиги икки четки соҳаларнинг электр ўтказувчанилигига қарама-қарши бўлади. Транзистор актив режимда ишлаётганида битта p - n ўтишга түғри кучланиш берилиб, иккинчи p - n ўтишга тескари йўналиши кучланиш берилган бўлади. 200-а расмда p - n - p структурага эга бўлган ясси транзисторнинг актив режимда занжирга уланиш схемаси кўрсатилган.



а



б



в

200-расм.

Транзисторга ташқи кучланиш берилмаган бўлса, *p-n* ўтишлар орқали ҳеч қандай ток ўтмайди ва энергетик соҳаларнинг жойлашиши 200-б расмда кўрсатилганидек бўлади. Эмиттер билан база орасидаги *p-n* ўтишга тўғри кучланиш берилганда ташқи ва ички электр майдонлар қарама-қарши йўналганлиги учун потенциал тўсиқ баландлиги камаяди (200-в расм). База — коллектор орасига тескари кучланиш берилганда ташқи ва ички электр майдонлар бир томонга йўналганлиги учун, потенциал тўсиқнинг баландлиги кескин ортади.

Эмиттер ўтишга қўйилган тўғри кучланиш унча катта бўлмайди. Коллекторга етарлича катта тескари кучланиш қўйилади. $p-n-p$ транзисторда эмиттер — база орасидаги тўғри кучланишнинг бир оз ортирилиши натижасида база соҳасига киритилган ковакларнинг бир қисми базада рекомбинацияланади, бир қисми эса база-коллектор ўтишига етиб боради. Бу коваклар база — коллектор ўтишидаги тескари токнинг ортишига олиб келади. Коллектор ўтишга ва унга кетма-кет уланган қаршиликка бериладиган кучланиш анча катта қийматга эга. Демак, транзистор ёрдамида келаётган кичик қувватли сигнални катта қувватли сигналга айлантириш мумкин экан. Бу — транзисторларни кучайтиргич сифатида ишлатиш мумкинлигини кўрсатади.

Ярим ўтказгичли транзисторларнинг ишлашини вакумли уч электродли электрон лампаларга (80-ѓ га қ.) қиёслаш мумкин. Бунда эмиттер катод ролини, коллектор эса анод ролини ўйнайди, тўрнинг ўрнида эса база бўлади. Эмиттер, база ва коллектор соҳаларининг қайси бири кириш ва чиқиш занжирлари учун умумий бўлишига қараб, транзисторнинг занжирга уч хил уланиши мавжуд: умумий эмиттер, умумий база, умумий коллектор.

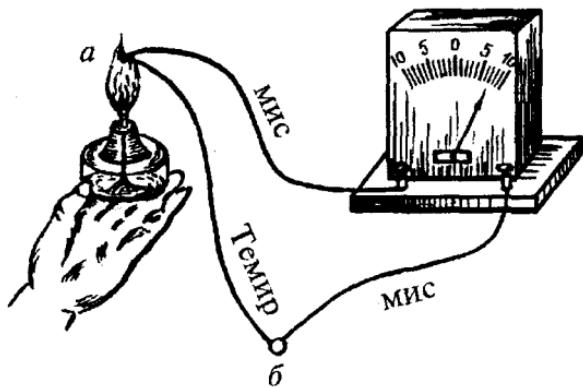
Транзисторлар фақат электр сигналларини кучайтиришга хизмат қилмай, балки генерациялаш ва коммутациялашга ҳам мўлжалланган. Транзисторлардан фойдаланиш интеграл электрониканинг ривожланишига олиб келди. Интеграл электроникада ярим ўтказгичнинг битта кристалида бир вақтнинг ўзида кўплаб микдор транзисторлар ва улар орасидаги боғланишлар ясалиб, улар етарлича туғал интеграл микросхемадан иборат бўлади.

Ярим ўтказгичли диод ва транзисторлар 80-ѓ да кўриб ўтилган лампали диод ва триодларнинг барча вазифаларини бажара олади. Лекин ярим ўтказгичлар асосида ишловчи қурилмаларнинг электрон лампаларга қараганда қатор афзалликлари мавжуд. Вакуум зарур бўлмаслиги, диод ва транзисторнинг ишлаш муддати узоқ бўлиши, ўлчамларининг эса кичик бўлиши, механик жиҳатдан жуда мустаҳкамлиги, чўғлантириш учун энергия сарф бўлмаслиги, ишлаб чиқаришнинг арzonлиги туфайли ярим ўтказгичли қурилмаларга катта эътибор берилмоқда. Кейинги

Йилларда радиотехникада, электрон-ҳисоблаш машиналарида, самолётсозлик, космонавтика ва бошқа соҳаларда электрон лампалар ўрнини ярим ўтказгичли қурилмалар эгалламоқда.

84-§. Термоэлектрик ҳодисалар ва уларнинг қўлланиши

Иккита ўтказгич олиб, уларни ўзаро контактга келтирсанак, электронларнинг бир ўтказгичдан иккинчи ўтказгичга ўтиши юз беради. Агар бу ўтказгичларнинг табиати ва температуралари бир хил бўлса, у ҳолда ҳар бир ўтказгичнинг оладиган ва берадиган электронлар сони бир хил бўлади. Ўзаро контактга келтирилувчи ўтказгичларнинг табиати ёки температураси бир хил бўлмаса, бир ўтказгичдан иккинчи ўтказгичга ўтувчи электронлар оқими ҳам бир хил бўлмайди. Натижада электронларни кўпроқ йўқотган ўтказгичнинг контакт соҳаси мусбат зарядланади, кўпроқ электрон олган иккинчи ўтказгичнинг контакт соҳаси манфий зарядланади. Ҳосил бўлган мусбат ва манфий ҳаракатсиз заряд соҳалари орасида потенциаллар фарқи юзага келади. Бу потенциаллар фарқи контакт потенциаллар фарқи дейилади. Контакт потенциаллар фарқи ўзаро контактга келтирилувчи металл ёки ярим ўтказгичлар чиқиш ишларининг фарқи билан аниқланади.



201-расм.

Ўтказгичларда температура фарқи туфайли юзага келалиган электр ҳодисалари *термоэлектрик ҳодисалар* дейилади. Термоэлектрик ҳодисаларга учта ҳодиса — Зеебек, Пельтье ва Томсон эфектлари киради.

1. Зеебек эффицити. 1821 йили немис физиги Зеебек (1770—1831) қуйидаги тажриба ўтказди (201-расм). Темир ва иккита мис симлар гальванометрга уланган. Симларнинг уланиш жойларида температура бир хил бўлса, ток ҳосил бўлмайди. Агар симларнинг ўзаро контактга келтирилган учларидан бири, масалан, *a* учи спирт лампаси ёрдамида қиздирилса, у ҳолда гальванометр ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Ўтказгичларнинг *a* учи қолиб *b* учи қиздирилса, гальванометр стрелкаси қарама-қарши томонга оғади, яъни токнинг йўналиши ўзгаради. Ҳосил бўлган ток *термоэлектрик ток*, бу ҳодиса эса *Зеебек эффицити* дейилади. Агар занжир ихтиёрий жойидан узилса, у ҳолда узилган учлар орасида \mathcal{E} Э.Ю.К. юзага келади. Бу Э.Ю.К. термо-Э.Ю.К. дейилади. Ҳосил бўладиган Э.Ю.К.нинг катталиги температуралар фарқига пропорционал бўлиб, ўтказгичларнинг табиатига боғлиқ бўлади, яъни:

$$\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2). \quad (84.1)$$

Бу ерда α — термо-Э.Ю.К. коэффициенти бўлиб, температура 1 K га ўзгарганда юзага келадиган Э.Ю.К.ни кўрсатади. Берилган ўтказгичлар жуфти учун термо-Э.Ю.К. температура бир даражага ортганда ҳар доим бир хил қийматга ўзгармайди. Шунинг учун бирор жуфт ўтказгичнинг термоэлектр хоссаларини характерлаш учун дифференциал термо-Э.Ю.К. тушунчасидан фойдаланилади. Кавшарланган учларнинг температура фарқи 1 K бўлганда пайдо бўладиган термо-Э.Ю.К. дифференциал термо-Э.Ю.К. дейилади, яъни:

$$\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT}. \quad (84.2)$$

Шундай қилиб, иккита ўтказгичдан берк занжир тушиб, пайвандланган учларидан бирини совуқ қолдирган ҳолда иккинчиси қиздирилса, занжирда ток орта бошлар экан. Агар “иссиқ” контактнинг потенциали “совуқ” контакт потенциалидан катта бўлса, α — дифференциал тер-

мо-Э.Ю.К. мусбат бўлади ва ток соат стрелкасининг ҳаракат йўналиши бўйича оқади. Аксинча бўлганда ток соат стрелкаси ҳаракатига қарама-қарши йўналишда оқади.

Металларда термо-Э.Ю.К. кичик қийматларга эга. Масалан, мис — константадан металлар жуфтлигига температура 100 К ўзгарганда α бор-йўғи 0,004 В ўзгаради. Бироқ металл ва ярим ўтказгичдан ёки икки ярим ўтказгичдан тузилган занжирда температура 100 К ўзгарганда α нинг ўзгариши 0,1 В дан ортиқ бўлади. Бунга сабаб — ярим ўтказгичлардаги электронлар сонининг температурага пропорционал ортиб боришидир.

2. Пельтье эффекти. 1834 йили француз физиги Пельтье (1785-1845) икки хил жисм контакти орқали электр токи ўтказганда контакт соҳасида Жоуль—Ленц иссиқлигига қўшимча иссиқлик ажralиши ёки ютилишини тажрибада аниқлади. Бу ҳодиса *Пельтье эффекти*, ажralиб чиққан ёки ютилган иссиқлик *Пельтье иссиқлиги* дейилади. Ўзаро контактга келтирилган ўтказгичлар системасидан ўтувчи токнинг йўналиши ўзгартирилса, эффектнинг ишораси ҳам ўзгаради. Пельтье эффектида ажralиб чиқадиган иссиқлик миқдори ток кучига ва токнинг ўтиш вақтига пропорционал бўлади, яъни:

$$Q_{12} = \Pi_{12} It. \quad (84.3)$$

Бу ерда Π_{12} — Пельтье коэффициенти бўлиб, контактдан бирлик заряд миқдори оқиб ўтганда ажralиб чиқадиган ёки ютиладиган (Π_{21}) иссиқлик миқдорини характерлайди.

3. Томсон эффекти. 1856 йили Томсон (1824—1907) учларида температуралар ҳар хил бўлган ўтказгич ёки ярим ўтказгич бўйлаб электр токи ўтказилганда Жоуль—Ленц иссиқлигига қўшимча иссиқлик ажralиши ёки ютилишини назарий аниқлади. Кейинчалик тажрибада исботланган бу ҳодиса *Томсон эффекти* деб юритилди. Бу эффектда ажralувчи иссиқлик миқдори ток кучига, температура градиентига ва ўзгармас ток ўтиб турган вақтга тўғри пропорционал, яъни

$$dQ = \tau It dT, \quad (84.4)$$

бунда τ — материалнинг табиатига боғлиқ катталик бўлиб, Томсон коэффициенти дейилади.

Энди термоэлектрик ҳодисаларнинг амалий татбиқларини кўрайлик. Термоэлектрик ҳодисалар ҳозирги вақтда юқори температураларни ўлчаш ҳамда жуда заиф исишларни аниқлашида жуда кўп қўлланилади. Температурани ўлчаш учун иккита металл симдан ясалган термопаралардан ёки термоэлементлардан фойдаланилади. Симлар контакт жойларидан кавшарланади ёки пайвандланади. Термопаранинг электр юритувчи кучи аввалдан ўлчанганд бўлиб, симлар чинни найларга жойлаштирилган бўлади. Бир контактни муайян T_0 температурали мұхитга, масалан, эриётган музли идишга, иккинчисини T температураси ўлчаниши керак бўлган соҳага жойлаштириллади. Занжирда ҳосил бўлган Э.Ю.К. вольтметр ёки потенциометр ёрдамида ўлчанади ва бундан $T - T_0$ аниқланади.

Термопаралар ёрдамида суюқлик термометрларида ўлчаб бўлмайдиган жуда баланд (2000°C гача) температураларни ҳам, етарлича паст температураларни ҳам ўлчаш мумкин. Термопаралар фақат назорат қилиш учун эмас, балки температураларни автоматик равишда ростлаб туриш учун ҳам қўлланилади. Бунинг учун термопараларда Э.Ю.К. электрон лампалар ёрдамида осонгина кучайтирилади ва иситиш қувватини бошқариш учун қўлланилади.

Термоэлектрик эффектни кучайтириш учун кетма-кет уланган термопаралардан фойдаланиш мумкин. Бунинг учун, масалан, жуфт учлар иситилиши, тоқ учлар эса совитилиши керак. Бундай термопаралар системаси *термоустунча* ёки *термобатареялар* дейилади. Термобатареялар ёрдамида, масалан, ёруғлик оқимининг ютилиши туфайли вужудга келадиган жуда заиф исишларни аниқласа бўлади.

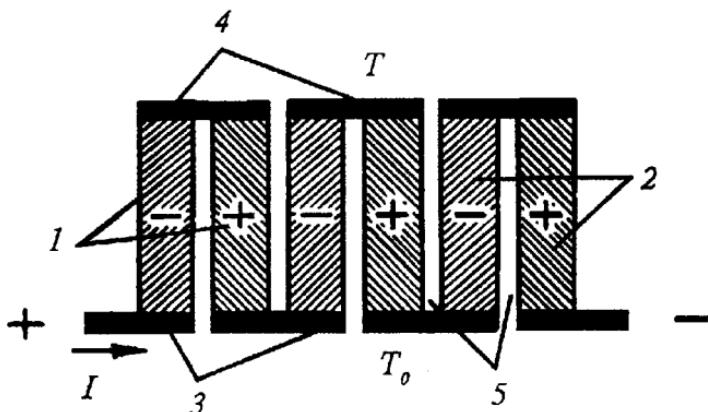
Ҳозирги вақтда вакуум даражасини 10^{-3} мм сим. уст.га-ча аниқлайдиган термопарали манометрнинг ишлаш принципи ҳам Зеебек эффицитига асосланган. Зеебек эффицити асосида ишловчи термоэлементларни иссиқлик энергиясини электр энергияга айлантириб берувчи иссиқлик машинаси деб қараш мумкин. Э.Ю.К.нинг ҳосил бўлиши

энергиянинг сақланиш қонунига зид бўлмайди. Бунда қиздирилган контакт иситкич ролини, қиздирилмаган контакт совуткич ролини ўйнайди.

Металлар юқори иссиқлик ўтказувчанликка эга бўлганлари учун “иссиқ” контакт соҳасидан “совуқ” контакт соҳасига жуда кўп иссиқлик ўтади ва шу сабабли иссиқлик энергиясини электр энергияга айлантириш самараси анча паст бўлиб, фойдали иш коэффициенти бор-йўғи 0,5%ни ташкил этади. Шунинг учун металлардан ясалган термоэлементлардан иссиқлик энергиясини электр энергияга айлантириб берувчи генератор сифатида фойдаланиш маънога эга эмас. Лекин металл-ярим ўтказгич ёки иккита ярим ўтказгичдан ташкил топган термоэлементларнинг фойдали иш коэффициенти 20%гача боради. Иссиқлик ва ёруғлик энергиясини тўғридан-тўғри электр энергияга айлантириш эффективлигининг ортиб бориши қуёш энергиясидан халқ хўжалигининг турли соҳаларида кенг фойдаланиш имкониятини яратди. Шуни айтиб ўтиш керакки, ярим ўтказгичда электр токи ҳам электронлар, ҳам коваклар томонидан ташилса, улар томонидан ҳосил қилинадиган термо-Э.Ю.К. лар бир-бирини компенсациялайди. Агар электрон ва ковакларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлиги ўзаро тенг бўлса, у ҳолда юзага келувчи термо-Э.Ю.К. нолга тенг бўлади. Арагаш ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичлар термопаралар ясаш учун яроқсиз бўлади.

Пельтье эффективтига асосланиб совиткичлар яратиш мумкинлиги бундан 150 йил муқаддам маълум эди. Бироқ металл ўтказгичлар жуфтлиги ёрдамида эришилган совитиш самарадорлиги жуда паст бўлгани учун улар амалда қўлланмади. 1950 йили академик А.Ф. Иоффе томонидан ярим ўтказгичлар асосида ишловчи термоэлементлар назариясining яратилиши ва улар асосида ишловчи совиткичлар тайёрлаш имкониятининг кўрсатилиши бу соҳанинг ривожланишига катта ҳисса қўшди. Ҳозирги пайтда термоэлектрик совиткичларнинг турли маркалари ишлаб чиқарилиб, кундалик ҳаётда кенг қўлланилмоқда.

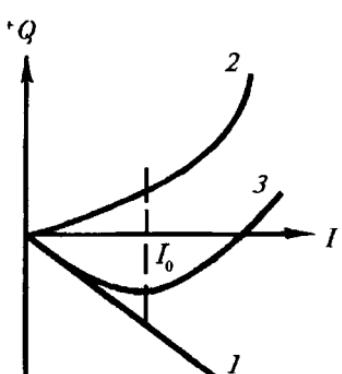
Электрон ва ковак ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичлар жуфтлигидан иборат термоэлементларнинг



202-расм.

кетма-кет уланишидан ҳосил бўлган батареяning схемаси 202-расмда келтирилган. Бу ерда 1, 2 – электрон (–) ва ковак (+) ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгич пластиналар, 3, 4 – металл пластиналар, 5 – изоляция қатлами.

Термоэлементлар батареясидан чизмада кўрсатилган йўналишда электр токи ўтказилса, 3 контактларда Пельтье иссиқлиги ажралади. 4 контактларда эса ютилади. Агар 3 контактлар соҳасида ажралувчи иссиқликни, масалан, ҳаво ёки сув оқими ёрдамида доимий олиб кетиб, бу соҳада ўзгармас T_0 температура ҳосил қилинса, у ҳолда 4 контакт соҳаси бирор T температурагача совийди.



203-расм.

Термоэлементлар батареясидан I электр токи ўтказилганда, ток кучига пропорционал равиша (1) Пельтье иссиқлиги ютилиш билан бир қаторда ток кучи квадратига пропорционал бўлган (2) Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралади (203-расм). Бу икки ютиловчи ва ажралувчи иссиқликларнинг алгебраик йиғиндисини ифодаловчи (3) боғланишдан кўринадики, термобатареядан ўтувчи токнинг

шундай бир I_0 оптимал қиймати борки, бунда максимал совитишга эришилади.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, термоэлементлар ёрдамида энг катта совитишга эришиш учун маълум ток ташувчилар концентрациясига эга бўлган шундай моддалар жуфтлиги танланиши керакки, уларда ток ташувчилар ҳаракатчанлигининг кристалл панжара иссиқлик ўтказувчалигига нисбати максимал бўлиши керак.

Ҳозирги вақтда уй-рўзгорда ишлатиш учун чиқарилаётган термоэлектрик совиткичларнинг ташқи кўриниши оддий компрессион совиткичлардан фарқ қилмайди. Бу совиткичларда термоэлементнинг мусбат ярми $\text{Bi}_2\text{Te}_3 - \text{Sb}_2\text{Te}_3$, манфий ярми эса $\text{PbTe} - \text{PbSe}$ ярим ўтказгич бирикмаларидан тайёрланади. Термоэлементларни совитиш учун алюминийдан тайёрланган ва совитгичнинг орқа томонига ўрнатилган радиатордан ҳаво оқими ўтказилади. Совиткич камерасининг ички ҳажми 90 литр бўлиб, у икки қисмдан иборат: юқори камерада ҳарорат $+5 \div +6^{\circ}\text{C}$ бўлса, пастки камерада $-4 \div -6^{\circ}\text{C}$ ни ташкил этади. Совиткичга электр энергия германий диодларидан иборат бўлган тўғрилагич орқали берилади. Бунда оптимал ток қиймати 25 А, термоэлементдаги кучланиш тушиши эса 3,3 В ни ташкил этади. Тўғрилагичнинг Ф.И.К. 80—85% бўлганда совиткичнинг электр тармоғидан оладиган қуввати 96-100 Вт ни ташкил этади. Бу оддий компрессион совиткичлар сарфлайдиган қувватдан кўпроқ. Бироқ термоэлектрик совиткичлар чексиз узоқ вақт ишлай олади ва уларни ишлаб чиқариш нисбатан арzonга тушади.

Термоэлектрик ҳодисалар асосида ишловчи микросовиткичлар радиотехника ва микроэлектрониканинг турли соҳаларида температурани ўзгармас ушлаб туриш учун қўлланилади. Масалан, термоэлектрик микротермостатнинг ташқарисида температура -50 дан $+70^{\circ}\text{C}$ гача ўзгарганда, унинг ичидаги температурани $40 \pm 1^{\circ}\text{C}$ аниқликда сақлаб туриш мумкин.

Маълумки, термопаралар ёрдамида температурани ўлчашда ўтказгичларнинг кавшарланган учларидан бири эриётган муз температураси (0°C) да ушланиши керак. Муз ёрдамида бундай ўзгармас температурани ҳосил

қилишнинг имконияти бўлмаганда термоэлемент ёрдамида сунъий ноль температурани ҳосил қилиш ва уни жуда узоқ вақт стабил сақлаш мумкин.

Яrim ўтказгичлар асосида яратилган қатор қурилмалар — диодлар, транзисторлар, фотоқаршиликлар ва фотоэлементларнинг характеристикалари температура ўзгаришига жула кучли боғланган. Электр схемаларда бу қурилмаларнинг қизиб кетиши натижасида уларнинг параметрлари бутунлай ўзгариб кетиши мумкин. Бундай ҳолатда яrim ўтказгичли қурилмаларни совитиш учун термоэлектрик микросовиткичлар қўл келади.

85-§. Электролитларда электр токи

Электролитлар иккинчи синф ўтказгичлар бўлиб, улардан электр токи ўтказилганда токнинг химиявий таъсири юз беришини 59-§да кўрган эдик. Кислота, ишқор ва тузларнинг сувдаги эритмаси электролит вазифасини бажарди. Масалан, дистилланган сув билан тўлдирилган идиш ичига иккита металл электродлар туширилган бўлса ва электродлар орасига 220 В кучланиш берилса, дистилланган сувдан бор-йўғи $2 \cdot 10^{-4}$ А ток ўтади. Демак, тоза сув электр токини жуда ёмон ўтказади. Агар сувга 5%ли ош тузи (NaCl) қўшилса, эритмадан ўтувчи ток 1,5 А га етади. Ток ўтиш мобайнида манфий электролит мусбат ишорали Na^+ ионлар, мусбат электролитда эса манфий ишорали Cl^- ионлар ажралади. Худди шунингдек, тузнинг сувдаги эритмаси ўрнида CuSO_4 эритмаси олинса, электродлар орасидаги электр майдон таъсирида у мусбат Cu^{++} ва манфий SO_4^{--} ионларига ажралади. Ҳосил бўлган мусбат ионлар манфий электролит томон, манфий ионлар эса мусбат электролит томон ҳаракатланиб, электр токини юзага келтиради. Батареянинг мусбат қутби билан уланган электролит *анод* (*A*), манфий қутби билан уланган электролит *катод* (*K*) деб номланади.

Модда эриганда молекулаларнинг ионларга ажралиши *электролитик диссоциация* дейилади. Эритмадаги молекулаларнинг қанча қисми ионларга ажралганини кўрсатувчи сон *диссоциация даражасини* белгилайди. Температура кўтарилиши билан диссоциация даражаси ортиб боради.

Электролит орқали электр токи ўтганда модданинг химиявий парчаланиши ва уларнинг электродларда ажralиб чиқиши жараёни электролиз деб аталади. Электродлари бўлган ва электролит билан тўлдирилган идиш электролитик ванна дейилади. Эритмадаги мусбат ионлар катионлар, манфий ионлар эса, анионлар деб номланади. Шундай қилиб, эритмаларда электр заряди ҳаракатчан катион ва анионлар томонидан ташилар экан.

Юқорида баён этилган электролиз ҳодисаси биринчи бўлиб 1833—1834 йилларда инглиз физиги Фарадей томонидан ўрганилган бўлиб, у ушбу тажрибалар асосида ўзининг иккита қонунини яратган. *Фарадейнинг биринчи қонуни* шундай таърифланади: *электролиз вақтида электродда ажralадиган модда массаси т электролит орқали оқиб ўтган заряд миқдорига тўғри пропорционалдир*, яъни:

$$m = kq. \quad (85.1)$$

Электролиз вақтида ажralадиган модда массасининг унинг турига боғлиқлигини кўрсатувчи k пропорционаллик коэффициенти модданинг *электрохимиявий эквиваленти* деб аталади. Электрохимиявий эквивалент сон жиҳатидан электролит орқали бир бирлик электр заряд ўтганда электродда ажralадиган модда массасига teng. $q = It$ бўлгани учун Фарадейнинг биринчи қонунини

$$m = kIt \quad (85.2)$$

кўринишда ҳам ёзиш мумкин. Бу ифодадан электролиз вақтида ажralиб чиқадиган m модда массаси электролитдан ўтувчи I ток кучига ва t токнинг ўтиш вақтига пропорционал эканлиги кўриниб турибди. Кулонометрлар ёрдамида заряд миқдорини етарлича катта аниқликда топиш усули (85.2) формулага асосланган.

Фарадейнинг иккинчи қонуни моддаларнинг химиявий ва электрохимиявий эквивалентларининг ўзаро боғланишига тегишли қонундир. Бир модда элементи атом оғирлиги A нинг унинг валентлиги Z га нисбати шу элементнинг химиявий эквиваленти дейилади. *Фарадейнинг иккинчи қонунига кўра турли моддаларнинг электрохимиявий*

эквивалентлари уларнинг химиявий эквивалентларига пропорционалдир, яъни:

$$k = C \frac{A}{Z}, \quad (85.3)$$

бу ерда C — модданинг табиатига боғдиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти. Агар $F = \frac{1}{C}$, белгилаш киритсак, у ҳолда

$$k = \frac{I}{F} \frac{A}{Z}, \quad (85.4)$$

бўлади, бу ерда F — Фарадей сони. (85.4) ни (85.1) га қўйсак,

$$m = \frac{A}{Z} \frac{q}{F}, \quad (85.5)$$

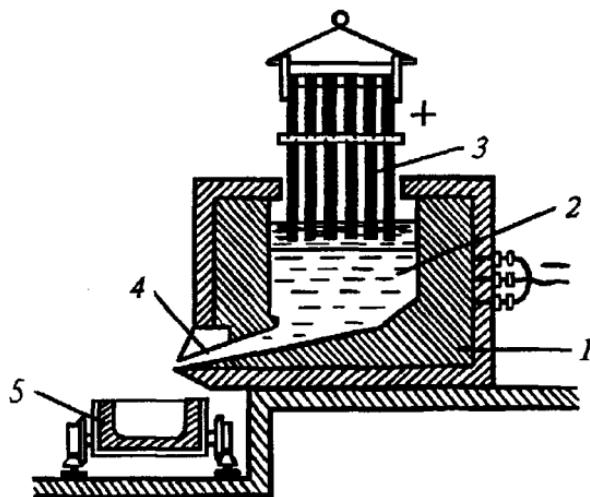
ҳосил бўлади. Бу формула *Фарадейнинг бирлашган қонуни дейилади*. Охирги ифодада $q = F$ деб олсак, $m = \frac{A}{Z} \frac{q}{F}$ бўлади. Модда массасининг граммларда ифодаланган миқдори унинг химиявий эквивалентига тенг ва у грамм-эквивалент дейилади. *Фарадей сони электродда 1 грамм-эквивалент модда ажралиши учун электролитдан ўтиши керак бўлган электр зарядни ифодалайди*. Молекуляр кинетик назария асосида ўтказилган ҳисоблашлар F Фарадей сонининг катталиги е электрон зарядининг N Авагадро сонига кўпайтмасига тенглигини кўрсатади:

$$F = eN \quad (85.6)$$

Фарадей сони барча моддалар учун бирдай ва $F \approx 96500$ Кл/г-экв = $9,65 \cdot 10^4$ Кл/моль қийматга эга. Фарадей сонининг бу қийматини ва Авагадро сони учун $N = 6,023 \cdot 10^{23}$ мол $^{-1}$ қийматни (85.6) га қўйиб, электрон заряди учун $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл қийматни топамиз.

Электролиз ҳодисасининг техникада қўлланилишини кўриб чиқайлик.

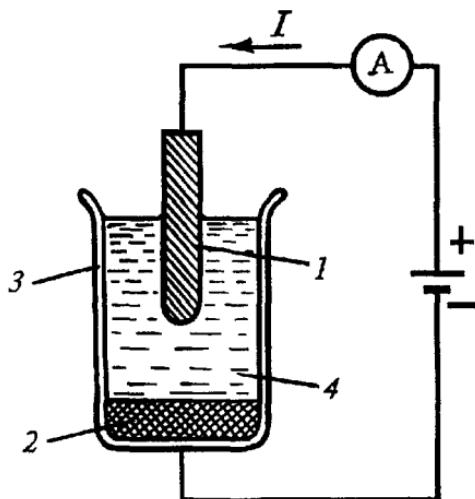
1. Электрометаллургия. Металлургия саноатида электролиз ҳодисасидан тоза металлар олишда фойдаланилади. Масалан, алюминий, мис, рух, никель, магний, настрий, литий ва бошқа металларни рудалардан ажратиб олиш учун шу усул қўлланилади.



204-расм.

1857 йили биринчи марта алюминийни электролитик йўл билан ажратиб олиш амалга оширилди. Бу усулда алюминий олиш учун кўмирдан ясалган 1 катта идиш (тигель)дан фойдаланилади (204-расм). Тигелларга бокситлардан, яъни таркибида алюминий бўлган рудалардан олинадиган Al_2O_3 гилтупроқ 2 солинади. Тигель катод бўлса, 3 кўмир таёқчалар анод вазифасини бажаради. Бундай электролитик ваннадан ўн минглаб ампер ток

ўтиши натижасида ажралиб чиқсан иссиқлик ҳисобига гилтупроқ тахминан 900°C да эрийди, сўнгра электролиз рўй беради. Катодда тоза алюминий ажралиб чиқади ва у тигелнинг тубида тўпланади. Вақти-вақти билан тоза алюминий тигелнинг 4 пастки тешигидан оқизилиб, 5 идишга қуйиб олинаади.



205-расм.

Ош тузи (NaCl) нинг сувдаги эритмасидан электролиз ёрдамида тоза натрий ва хлор эритмаларини ажратиб олиш мумкин (205-расм). Бунинг учун анод сифатида 1 кўмир таёқча, катод сифатида эса идиш тубига қўйилган 2 суюқ симоб олинади. Электролитик ванна 3 га қўйилган NaCl 4 нинг сувдаги эритмасидан кўрсатилган йўналишда I ток ўтиши мобайнида анодда хлор, катодда эса натрий ажратиб чиқади. Шу усул билан анодда ажратиб олинган тоза хлор ҳозирги пайтда, масалан, сув тармоқларида ичимлик сувларини бактериялардан тозалашда кенг қўлланилмоқда.

2. Гальванопластика. Тасвирлар рельефининг металл нусхаларини электролиз ёрдамида олиш гальванопластика деб аталади. Электролиздан фойдаланиб, мисдан юпқа қатламли буюмлар ясаш 1837 йили биринчи маротаба Б. Якоби томонидан амалга оширилди.

Мураккаб шаклга эга бўлган буюмларнинг нусхасини олиш учун мўм, гипс, лой ёки бошқа пластик материаллардан уларнинг қолипи олинади. Бу қолип электр ўтказувчаникка эга бўлиши учун уни графит гарди билан қопланади ва мис купораси эритмаси солинган ваннага катод ўрнига осиб қўйилади. Бунда қолипда асл нусханинг аниқ тасвирини такрорлаган ва қалинлиги токнинг ўтиш вақтига боғлиқ бўлган мис қатлами ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган парда қолипдан ажратиб олинади.

Ҳайкалтарошлиқда бу усул кенг қўлланилади. Ҳайкалтарош лойдан монументал моделни ясаб олади, сўнгра лойдан қилинган асосий оригинал устида гипс қолип қўйилади. Гипс қолип ичидаги қолган лой суюлтирилиб чиқариб ташланади. Бунда гипсдан ясалган негатив, яъни моделнинг тескари тасвири ҳосил бўлади. Қолипнинг ички сиртига уни электр ўтказадиган қилиш учун графит ёки кумушнинг юпқа қатлами суртилади ва электролитик ваннага туширилади. Мис купорасининг электролизи натижасида катодда мис ажralиб чиқади. Мис қатлами нинг қалинлиги 3-5 мм га етгунча электролитдан ток ўтказилади. Ҳосил бўлган металл ҳайкалдан гипс осонгина синдириб ажратиб олинади, сўнгра эса мис сиртига гальванник усул билан бронза қопланади.

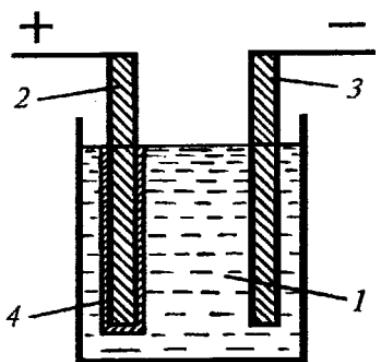
Патефон пластинкалари учун электролитик йўл билан матрикалар тайёрлаш жуда муҳимдир. Дастрлаб товуш юпқа мум қатлами ётқизилган шиша пластинкага ёзиб олинади. Бу пластинка электр токини ўтказадиган бўлиши учун унга юмшоқ чутка билан графит гарди суркалади. Мис купорасини электролиз қилиш орқали рельефли металл қолип олинади. Бундай пластинка *матрица* дейилади. Матрица негатив вазифасини бажаради. Матрица ёрдамида пластмассадан аслига жуда ўхшаш бўлган пластинкалар тайёрланади.

Гальванопластика усулидан китоб, газета, пул, медаль ва бошқа буюмларнинг кўплаб (бир неча юз минг) нусхаларини олишда ишлатиладиган мис клишелар ясашда фойдаланилади.

3. Гальваностегия. Электролиз ёрдамида металл буюмларни бошқа металлнинг юпқа қатлами билан қоплаш гальвоностегия деб аталади. Масалан, буюмларни никеллаш, олтин суви юритиш, кумуш суви юритиш, хромлаш шу йўл билан амалга оширилади. Буюмларни занглашдан эҳтиёт қилиш ёки уларнинг мустаҳкамлигини ошириш учун ва баъзан уларга сайқал бериш мақсадида шундай қилинади. Масалан, бирор металл буюмни никеллаш учун унинг сирти яхшилаб тозаланганидан сўнг уни никель сульфатининг (NiSO_4) сувдаги эритмасига ботирилади, бу буюм катод бўлади, никель пластинка эса анод бўлади.

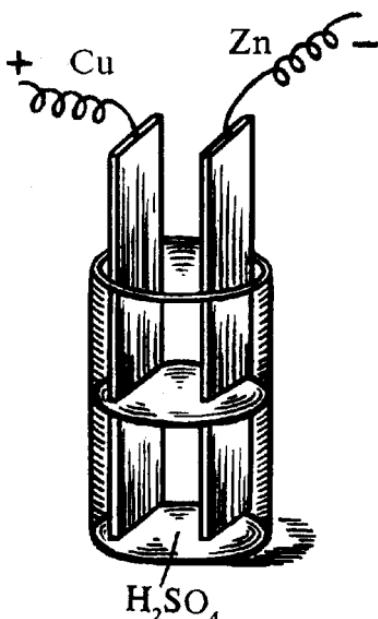
4. Металларни рафинлаш. Электролиз ёрдамида химиевий жиҳатдан жуда тоза металлар олиш *рафинлаш* дейилади. Масалан, тоза мис олиш учун унинг тозаланмаган катта бўлаги анод сифатида олинади. Бир озгина мойланган юпқа мис пластинкалар катодлар сифатида олинади. Анод ва катодлар мис купораси эритмасига туширилиб, ундан катта ўзгармас ток ўтказилади. Ток ўтиши мобайнида тоза мис катодларга ўтириб қолади, анод эса эриб кетади, аралашмалар ваннанинг тубига чўкади. Олтин, кумуш, қалай, рух ва бошқа металлар ҳам шу тариқа рафинланади.

5. Металларни сайқаллаш. Металлар сиртидаги нотекисликларни электролиз ёрдамида силлиқлаш жараёни *сай-*



206-расм.

ролитик конденсаторларнинг ишлаш принципи электролиз ҳодисасига асосланган (206-расм). Электролитик конденсаторларда (1) электролит сифатида бор кислотаси, амиак ва глицериндан иборат қуюқ эритма олинади. Кўпинча 2 ва 3 алюминий электродлар орасига шу эритма шимдирилган қофоз қўйилади. Конденсаторнинг 2 мусбат электроди 4 юпқа алюминий оксиди билан қопланган бўлади. Конденсатор қопланалари вазифасини электролит ва унинг ичига тушрилган 2 электрод ўйнайди. Улар орасида дизэлектрик вазифасини бажарувчи алюминий оксиди қатлами электролиз ҳисобига сақлаб турилади. Конденсаторнинг 3 электроди пассив электрод бўлиб, занжирга токни улаш учун хизмат қиласи. Диэлектрик вазифасини бажарувчи оксид қатлами жуда юпқа бўлгани учун электролитик конденсаторларнинг сифими жуда катта бўлиб, бир неча юз микрофарадани ташкил этади. Электролитик конденсатор электродлари алмашиб уланиб қолса, оксид қатлам йўқолади ва конденсатордан катта ток ўтиб у ишдан чиқади.



207-расм.

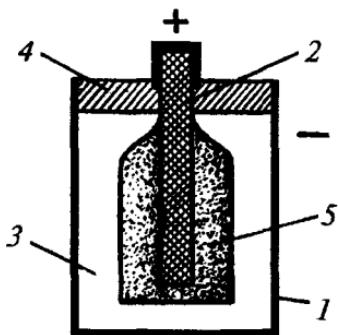
қаллаши дейилади. Сирти силлиқланиши керак бўлган мебталл ваннага анод сифатида туширилади. Электролиз ҳодисасида аноднинг эриши металл сиртнинг дўнгликларида тезроқ, чуқурликларида секинроқ кечади ва шу тариқа металлнинг сирти сайқалланади.

6. Электролитик конденсаторлар. Ҳозирги вақтда электротехникада ва радиотехникада кенг қўлланиладиган электролитик конденсаторларнинг ишлаш принципи электролиз ҳодисасига асосланган (206-расм). Электролитик конденсаторларда (1) электролит сифатида бор кислотаси, амиак ва глицериндан иборат қуюқ эритма олинади. Кўпинча 2 ва 3 алюминий электродлар орасига шу эритма шимдирилган қофоз қўйилади. Конденсаторнинг 2 мусбат электроди 4 юпқа алюминий оксиди билан қопланган бўлади. Конденсатор қопланалари вазифасини электролит ва унинг ичига тушрилган 2 электрод ўйнайди. Улар орасида дизэлектрик вазифасини бажарувчи алюминий оксиди қатлами электролиз ҳисобига сақлаб турилади. Конденсаторнинг 3 электроди пассив электрод бўлиб, занжирга токни улаш учун хизмат қиласи. Диэлектрик вазифасини бажарувчи оксид қатлами жуда юпқа бўлгани учун электролитик конденсаторларнинг сифими жуда катта бўлиб, бир неча юз микрофарадани ташкил этади. Электролитик конденсатор электродлари алмашиб уланиб қолса, оксид қатлам йўқолади ва конденсатордан катта ток ўтиб у ишдан чиқади.

7. Гальваник элементлар. 1799 йилда Вольта ўтказган тажрибаларда сульфат кислота эритмасига ботирилган рух ва мис пластинкалари орасида тахминан 1 В потенциаллар фарқи юзага келиши аниқланди. Бундай қурилма вольта элементи номини олди (207-расм). Агар Вольта элементининг пластинкалари бир-бирига ўтказгич билан уланса, занжирдан ток ўтади, эритмада эса бу вақтда химиявий жараёнлар юз беради. Химиявий энергия ҳисобига ҳосил бўладиган бундай электр энергия манбалари *гальваник элементлар* деб аталади.

Вольта элементи ишлаб турганда унинг мусбат қутбida водород ажралади, манфий қутбida эса рухнинг эриши юз беради. Рух билан сульфат кислотанинг ўзаро таъсирилашибидан ҳосил бўлган газсимон водород мис пластинкани қоплайди ва мис ионларининг зарядсизланишига тўсқинлик қиласди. Натижада элементнинг ички қаршилиги ортади ва занжирдаги ток кучи камаяди. Эритма орқали ток ўтганда ионлар концентрациясининг ўзгариши элементнинг *электрод қутбланиши* дейилади. Кутбланишда ток кучининг камайишига олиб келувчи Э.Ю.К. га кутбланиш Э.Ю.К. дейилади. Кутбланиш катта бўлгани учун Вольта элементи қўлланилмайди.

Гальваник элементнинг қутбланишини йўқотиш учун унга ажралаётган газ билан бирикадиган модда киритиш керак. Бу модда *қутбсизлагич* (деполяризатор) деб аталади. Кутбланимайдиган элемент сифатида Лекланше элементини қўрайлик (208-расм). Лекланше элементининг манфий қутби 1 рух идишдан, мусбат қутби эса 2 кўмир стержендан иборат. Электролит вазифасини бажарувчи новшадил NH_4Cl нинг сувдаги 3 эритмаси, қутбсизлагич вазифасини эса юқори томондан 4 смола билан қопланган ва графит кукуни билан аралаштирилган 5 марганец оксиди MnO_2 бажаради. Элементнинг мусбат қутбida ажралувчи водород MnO_2 билан реакцияга киришади ва оксидланиб сувга айланади. Манфий қутбida хлор

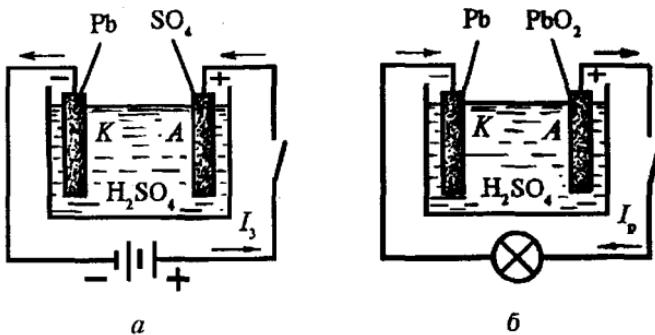


208-расм.

ионлари рух билан реакцияга киришиб рух хлоридни ҳосил қиласи. Лекланше элементининг Э.Ю.К. 1,5 В га тенг. Суюқ деполяризатор ўрнида новшадил шимдирилган қуруқ моддалар, масалан, ун, ёғоч қипиклари ва бошқалар ишлатилиди. Бундай “куруқ” элементлар электр қўнғироқлари, чўнтақ фонарлари, дала телефонлари, электр соатлари, электр ўйинчоқлар, транзисторли радиоприёмниклар ва бошқа курилмаларни ишлатишда қўлланилади.

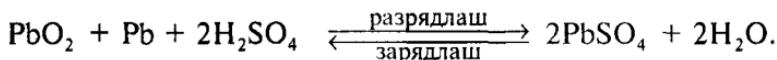
8. Аккумуляторлар. Гальваник элемент электродларининг қутбланиш ҳоссасидан аккумуляторлар ясашда фойдаланилади. Энг содда аккумулятор сульфат кислота эритмасига ботирилган икки қўрошин пластинкадан иборат (209-*a* расм). Ток ўтиши жараёнида пластинкалар турли жинсли бўлиб қолганидан, улар орасида қутбланиш Э.Ю.К. юзага келади. Агар энди батарея олиб ташлаб, унинг ўрнига чўғланма лампа уласак, у ҳолда лампа ёнади (209-*b* расм). Шундай қилиб, электролитик ванна ташқи ток манбаига уланганда ўзига энергия олади, занжирга уланганда эса тўплаган энергиясини беради. Ток ўтказилганда электр энергия манбаига айланадиган асбоблар *аккумуляторлар* деб аталади. Аккумулятордан ток ўтказиш жараёни зарядлаш, ундан манба сифатида фойдаланиш эса *разрядлаш* дейилади.

Аккумуляторни зарядлашда анодда қўрошин (IV) оксиди, катодда эса қўрошин (Pb) ҳосил бўлади. Аккумуляторни разрядлашда анод аста-секин оксидизланади ва



209-расм.

унда қайтадан $PbSO_4$ ҳосил бўла бошлайди, бунда катодда ҳам $PbSO_4$ пайдо бўлади. Аккумулятордаги натижавий реакция қуидаги кўринишни олади:



Аккумуляторни разрядлашда ҳамма жараёнлар тескари тартибда боради ва химиявий энергия электр энергияга айланади. Кўрошинли аккумуляторнинг Э.Ю.К. зарядлашишининг энг охирида 2,7 В га етади. Разрядлашда Э.Ю.К. дастлаб 2,2 В қийматга эришади, сўнгра жуда секин тахминан 1,85 В гача пасаяди. Аккумуляторни бундай паст кучланишгача разрядлаш тавсия этилмайди. Кўрошинли аккумулятор оғир бўлади, силкинганда ва 1,85 В дан паст кучланишгача разрядланганда бузилиб қолади. Бу жиҳатлар унинг камчилигидир.

Ҳозирги вақтда кислотали аккумуляторлар билан бир қаторда ишқорли аккумуляторлар ҳам ишлатилади. Ишқорли аккумуляторларнинг бир электроди темирдан, иккинчиси никелдан тайёрланади, электролит сифатида ўювчи калий (KOH) эритмаси ишлатилади. Ишқорли аккумуляторларнинг кислотали аккумуляторлардан афзаллиги бор: уларнинг вазни енгил, разряд токининг кучи катта ва тўла разрядланиши мумкин.

Аккумуляторлар сифими ва Ф.И.К. билан характерланиди. Аккумуляторнинг *сифими* деб, тўла зарядланган аккумулятор зарядсизланганда занжирдан ўтиши мумкин бўлган максимал электр миқдорига айтилади. Аккумуляторнинг сифим бирлиги қилиб ампер-соат қабул қилинган: 1 А-соат = 3600 Кл. Кўрошинли аккумуляторларнинг сифими 5 дан 1000 А-соатгача бўлади. Масалан, аккумуляторнинг сифими 10 А-соат бўлса, у 10 соат давомида 1 А дан ток беради, деб тушунмоқ керак.

Аккумуляторнинг Ф.И.К. деб зарядланиш вақтида зарядланиш учун сарфланган энергиянинг қанча қисми беришини кўрсатувчи катталикка айтилади:

$$\eta = \frac{A_p}{A_3}, \quad (85.7)$$

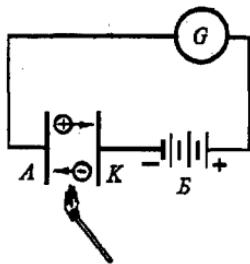
Бу ерда A_p — аккумуляторнинг разрядланишида олинган энергия, A_s — уни зарядлаш учун сарф қилинган энергия. Кислотали аккумуляторнинг ф.и.к. 80%га яқин.

Аккумуляторлар электр энергияни йифиш ва сақлаш, уни исталган жойга олиб бориш ва исталган вақтда ишлатишига имкон беради. Аккумуляторлар транспортда кенг қўлланилади. Автомобилларда аккумуляторлардан двигателни ўт олдириш ва тўхтаб турганда юритиш учун фойдаланилади. Сувости кемаларининг двигателлари аккумуляторлар ёрдамида ишлайди. Цехларда ва вокзалларда юк ташувчи аравачалар — карапар, унча катта бўлмаган темир йўл вагонлари, шахтёрлар лампаси ва ҳоказолар аккумулятордан ишлайди. Шаҳарларда автотранспортнинг кўплиги оқибатида ҳавонинг ифлосланишини камайтириш мақсадида ҳозирги кунда электромобилларнинг тажриба нусхалари яратилмоқда. Яқин келажакда автомобилларнинг ўрнини аккумуляторларда ишловчи электромобиллар эгаллаши эҳтимолдан холи эмас.

86-§. Газларда электр токи

Оддий шароитда газлар электр токини ўтказмайди, яъни улар изолятордир. Газнинг бу хусусиятини 210-расмда келтирилган схемадан кузатиш мумкин. Токни ўлчаш учун занжирга сезгирилиги юқори даражада бўлган гальванометр уланади. Конденсатор қопламалари орасидаги ҳаво бўшлиғида занжир узук бўлганлиги учун гальванометр ток кўрсатмайди.

Қопламалар орасига ёниб турган гугурт чўпини киритсак, гальванометр стрелкаси оғади, яъни занжирдан ток ўтади. Бунга сабаб ҳаво молекулаларининг ионлашиши натижасида ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг пайдо бўлишидир. Конденсатор қопламалари орасидаги ташқи электр майдон таъсирида мусбат ионлар манфий зарядли қоплама томон, манфий ишорали ионлар ва эркин электронлар мусбат зарядли



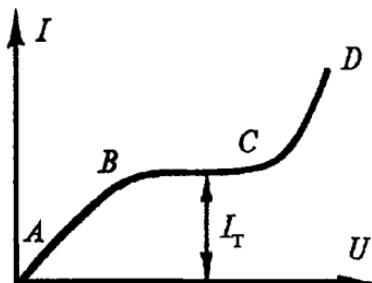
210-расм.

қоплама томон ҳаракатга келади (210-расмга қ.). Газлардан электр токининг ўтиш ҳодисаси газларнинг разрядланниши дейилади. Газ разрядининг характеристи газнинг таркибига, унинг температураси ва босимиға, электродларнинг ўлчами, шакли ва материалига, кучланиш, ток зичлиги ва бошқа параметрларга боғлиқ бўлади.

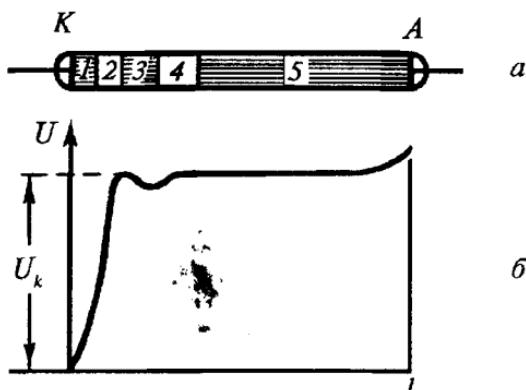
Газдан ўтувчи ток кучининг кучланишга боғлиқлигини кўрсатувчи вольт-ампер характеристика учта характеристи қисмга эга (211-расм). *AB* оралиқда токнинг кучланишга боғланиши Ом қонунига бўйсунади. Бу оралиқда кучланишнинг ортишига мос равишда токнинг ортиб бориши тобора кўпроқ зарядли зарраларнинг электродларга етиб бориши билан тушунтирилади. *BC* оралиқда электрон ва ионларнинг ҳаммаси электродларга етиб боргани учун ток ўзгармай қолади. Катталиги кучланишга боғлиқ бўлмайдиган бу *I* ток тўйиниши токи дейилади. Кучланишнинг катта қийматларида (*CD* оралиқ) электронлар шундай катта тезликка эришадики, улар газ молекулалари билан тўқнашиб, улардан электронларни уриб чиқаради. Бундай ҳодиса зарбий ионлашиш дейилади. Зарбий ионлашиш ҳисобига электронлар сонининг тез суръатлар билан ортиши ток кучининг катта миқдорга ошишига олиб келади.

Агар кучланишнинг *ABC* оралиқдаги қийматларида газни ионлаштирувчи ташқи таъсири тўхтатсан, у ҳолда газ разряд ҳам тўхтайди. Бундай разрядлар мустақил бўлмаган разрядлар деб аталади. Вольт-ампер характеристиканинг *C'D* оралиғига тўғри келувчи кучланиш қийматларида ташқи ионизатор таъсири йўқотилса ҳам разряд давом этаверади. Газ разряднинг бундай тури мустақил разряд дейилади. Мустақил разрядлар тўрт хил бўлади: ёлқин, учқун, ёй ва тож разрядлар.

1. Ёлқин разряд сийракланган газларда кузатилади. Икки учига *A* ва *K* метал пластинкалар кавшарланган ва узун-



211-расм.



212-расм.

лиги тахминан 50 см атрофига бўлган шиша олайлик (212-*a* расм). Электродларга бир неча юз вольт доимий қучланиш берилса ҳам атмосфера босимида шиша най қоронги бўлиб қолаверади. Кучланиши ўзгартирмай туриб найдан ҳавони сўриб ола бошлаймиз. Босим 5-6 кПа га етганда анод билан катод орасида ингичка пушти-бинафша рангли шнур кўринишида разряд ҳосил бўлади. Газ босими янада пасайтирилса, разряд шнури йўғонлашиб боради ва босим 1,3 Па га етганда 212-*a* расмда кўрсатилган кўринишни олади. Катодга бевосита ингичка шуълаланувчи қатлам I туташади, ундан сўнг катод қоронги фазаси 2 туташади. Бу қоронги фазадан кейин ёлқин нурланиш 3, сўнгра иккинчи қоронги фаза 4 жойлашади. Булар ҳаммаси разряднинг катод қисмлари деб аталади. Иккиламчи қоронги фазадан сўнг анодга чўзилган 5 ёруғ мусбат устун соҳаси ётади.

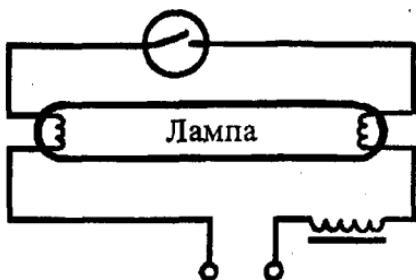
Шиша найнинг узунлиги бўйлаб ёлқин разряднинг ҳар хиллиги разряднинг турли қисмларида мусбат ионлар ва электронлар концентрациясининг мутлақо бирдай эмаслигини кўрсатади. Ёлқин разряднинг характерли хусусияти найнинг узунлиги бўйлаб потенциалнинг ҳар хил тақсимланишидир. 212-*b* расмдан кўриниб турибдики, потенциал тушишининг деярли ҳаммаси катод қоронги соҳасига тўғри келади. Энг катта потенциал тушиши (U_k) катод яқинида катта зичликда жойлашган мусбат ионларнинг мавжудлиги билан тушунтирилади.

Шиша най ичидаги газни янада сийраклаштира борсак, газнинг босими ~ 1,3 Па га етганда газнинг нурланиши камайиб, найнинг деворлари нурлана бошлайди. Ушбу ҳолда катта тезликка эга бўлган мусбат ионларнинг катодга урилиши натижасида ажралиб чиқсан электронлар газ молекулалари билан деярли тўқнашмасдан, шиша сиртига урилиб, уни нурлантиради. Бу ҳодиса катодолюминесценция ҳодисаси, ҳосил бўлган нурлар эса катод нурлари дейилади. Шундай қилиб, катод нури катта тезликда катоддан анодга томон йўналган электронлар оқимидан иборатдир.

Ёлқин разряд техникада кенг қўлланилади. Найни турили газлар билан тўлдириб, ҳар хил рангли нурланишлар олиш мумкин. Масалан, неон қизил, аргон кўк рангда нурланади. Газлардан ток ўтганда уларнинг нурланиши ёруғлик техникасида газ-ёруғлик лампалари ва найлари сифатида қўлланилади. Газ-ёруғлик найлари декорация (безатиш) мақсадларида, витриналарни ёритишида, реклама роликларида ишлатилади.

Ҳозирги вақтда хоналарни ёритиш учун газ-ёруғлик найларидан иборат кундузги ёруғлик лампалари кўп ишлатилади. Бу найларнинг ички деворларига маҳсус моддалар (люминофор) суртилган бўлади. Люминофор газдаги электр разряд вақтида чиқадиган кўзга кўринимас нурларни ютиб, таркиби қўёшнинг кўринадиган нурланишига яқин бўлган ёруғлик чиқаради. Кундузги ёруғлик лампаларининг ичидаги сийракланган инерт газ ва симоб буғи бўлади. Лампанинг уланиш схемаси 213-расмда кўрсатилган. Агар занжир уланса, у ҳолда ток стартёр орқали ўтади ва лампа ичидаги электродларни чўғлантиради. Бунда лампада термоэлектрон эмиссия вужудга келади. Шунда лампада мустақил разряд бошланади ва электроднинг юқори температураси лампадаги ток билан тутиб турилади,

Стартёр



213-расм.

стартёр эса автоматик равишида узилади. Газ — ёруғлик лампалари чўғланма лампалардан анча тежамли, чунки уларда электр энергия бевосита ёруғликка айланади ва шунинг учун уларнинг Ф.И.К. анча юқори. Техникада неонли газ-ёруғлик лампалари кенг тарқалган, улар сигнал аппаратларида ва бошқа қурилмаларда ишлатилади.

2. Учқун разряд электр майдоннинг икки нуқтаси орасидаги кучланиш жуда катта бўлганида атмосфера босими-даги газнинг зарб билан ионлашиши натижасида юзага келади. Кучланишнинг бирор қийматида намоён бўлувчи учқун разряд электродларни туташтирувчи зигзаг шаклидаги шуълаланиб турувчи чизиқдан иборат (214-расм). Газнинг эгри-буғри чизиқсимон ёруғлик жойларида электр ўтказувчанлиги юқори бўлгани учун ундан жуда катта ток ўтади. Бунинг натижасида газнинг бу соҳалари жуда юқори температурагача қизийди ва ўзидан равшан ёруғлик чиқаради.

Табиатдаги жуда учкли учқун разрядга чақмоқ (яшин) мисол бўла олади. Чақмоқ икки булут орасида ёки булут билан Ер орасида потенциаллар фарқи катта бўлганда ҳосил бўлади. Чақмоқнинг узунлиги 50 км дан ортиши, ундаги ток кучи 20000 А га етиши мумкин. Ҳисоблашларга қаранганд, чақмоқнинг бошланиш жойи билан охири орасида-ги потенциаллар фарқи 150 млн. В дан ортиқ, чақмоқ каналининг кенглиги 0,5 м атрофида, унинг юз бериш давомийлиги 0,001 дан 0,2 секундгача бўлиши мумкин. Чақмоқ бир хил температурага эга бўлмаган ҳаво оқимларидаги сув буғлари зарраларининг бир-бирига ишқаланиши натижасида юзага келадиган катта микдордаги мусбат ва манфий зарядлар тўплами орасида ҳосил бўлувчи разрядdir. Чақмоқ ва момақалдироқ ўз моҳияти жиҳатидан электрланган



214-расм.

шиша шарлардан чиқадиган учқун ва унда эшишиладиган чирсиллашдан фарқ қилмайди. Одатда, момақалдироқ деганда гумбурлаган овозни, чақмоқ де-

гандан ярқираган зиг-заг чизиқни тасаввур қиласыз. Буларнинг ҳар иккаласи аслида битта ҳодиса бўлса-да, ёруғлик тезлиги товуш тезлигидан анча катта бўлгани учун чақмоқни олдинроқ кўрамиз, момақалдириқ овозини эса кечикиб эшитамиз.

Айрим ҳолларда шарсимон яшинлар ҳам кузатилади. Улар диаметри 10-20 см бўлган ёруғ шарлар кўринишида бўлиб, жуда кучли яшин тушишида пайдо бўлади ва кучли портлаш билан йўқолади. Яшин тушиши жуда катта вайронагарчиликларга олиб келиши мумкин. Яшин уришининг олдини олиш учун “яшинқайтаргич” деган қурилмадан фойдаланилади. Бу қурилма вертикал жойлашган узун симдан иборат бўлиб, унинг юқориги учи шу жойдаги энг баланд бино ёки минора устига, пастки учи эса ерости сувлари сатҳида кўмилган металл листга кавшарланган бўлади. Момақалдириқ пайтида Ер сиртида юзага келган кучли электр майдон яшинқайтаргич орқали разрядланади. Агар чақмоқ яшинқайтаргичга келиб тушса, у ҳолда зарядлар сим орқали Ерга ўтиб кетади.

Учқун разряддан қаттиқ қотишмаларга ишлов беришда кескич ва парма сифатида фойдаланилади. Энг қаттиқ қотишмаларга, ҳатто олмосга ҳам электр учқунлари ёрдамида ишлов бериш мумкин. Ишлов бериладиган буюм мойга ёки керосинга ботирилади ва ўзгармас ток манбанинг мусбат қутбига уланади. Манбанинг манфий қутби электродга уланади. Металлда тешиладиган тешик ёки ўйладиган чукурчанинг шакли шу электроднинг шаклига боғлиқ бўлади. Учқун разряд ишлов бериладиган буюм кристалларини эритади ва ҳатто буффга айлантиради, улар буюмдан ажралиб, манфий электродга етиб боролмай, мой ичидаги қолиб кетади.

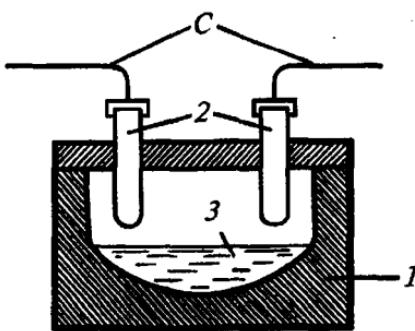
Учқун разряд ички ёнув двигателларида ёнилғи араплашмасини ёндириб юборишда ишлатилади. Шунингдек, учқун разряддан зарядланган зарраларни қайд қилувчи қурилмаларда фойдаланилади.

3. Ёй разряд учқун разряд кузатилаётган занжир қаршилиги камайтирилганда кузатилади. Бунда ток кучи кескин ортади ва юзлаб амперга етади, разряд орасидаги кучланиш кескин камаяди. Ёй разрядни учқун разряд ёрда-

миди олиш шарт эмас. Ёй разрядни ҳосил қилиш учун учлари бир-бирига тўғрилаб кўйилган кўмир электродлардан фойдаланилади. Электродларга 35-40 В кучланиш берабер, улар бир-бирига текказилади. Электродларнинг бир-бирига тегиб турган жойидан катта ток ўтади. Бу ерда қаршилик катта бўлгани учун кўп миқдорда иссиқлик чиқади ва электродларнинг учлари чўғланади. Электродларни бир-биридан салгина ажратиб, токнинг электродлар уни орасидаги қизиган ҳаво орқали нур сочувчи ёй тарзидаги ганини кўрамиз. Ёй ёнганда манфий электрод ўткирланади, мусбат электроднинг уни эса чуқур тушади. Ёй разряд, учқундан фарқли ҳолда, узлуксиз давом этадиган разряддир.

Электрод учлари орасида ҳосил бўлувчи ёй температураси нинг жуда юқори ($\sim 4000^{\circ}\text{C}$) бўлиши, электр ёйи ёрдамида металларни кесиш ва пайвандлаш имконини беради. Металл буюм билан кўмир электрод орасида пайдо бўлган ёй металлнинг муайян қисмини эритади ва металл бўлакларини бир бутун қилиб пайванд қиласиди. Бу усулининг иккита камчилиги бор: 1) кўмир электроддан углерод қўшилгани учун чок жуда мўрт бўлади; 2) ёй температураси жуда баланд бўлгани учун металл “куйиб” кетади ва чок узоққа чидамайди. Ҳозирги вақтда ёй билан пайванд қилишда металл электродлар ишлатилади. Бу ҳолда ёйнинг температураси анча паст бўлади ва чок куйиб кетмайди, таркибида углерод бўлмаган чок чидамлироқ бўлади.

Металлургия саноатида ишлатилувчи ва ишлаш принципи ёй разрядга асосланган пеъчи (215-расм) ичидаги температура 4000°C гача етади. Пеъчи 1 оловга чидамли материалдан ишланади. Электр ёйи ҳосил қиласидаган кўмир стерженлар 2 тешикдан тушириб кўйилади. Юқори температурада ҳар қандай қийин эрийдиган 3 элементларни эритиш мумкин.



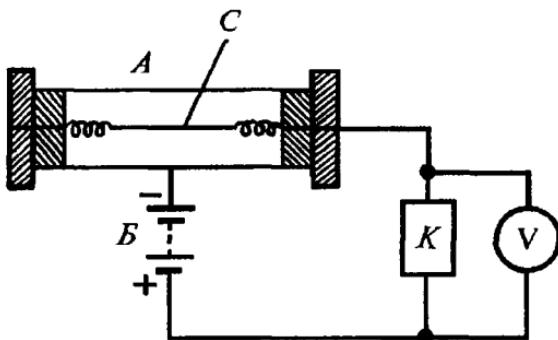
215-расм.

Ёй разряд, шунингдек, кучли ёруғлик манбай сифатида ишлатилувчи пројектор ва кинопроекцион аппаратларда, тиббиётда ишлатилувчи ультрабинафша нур берадиган ва ичига симоб буғлари киритилган кварц лампаларда, ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантириб берувчи симобли түғрилагичларда ва бошқа қурилмаларда ишлатилади.

4. Тож разряд газда фақат майдон кучланганлиги жуда юқори бўлган электрод учликлари яқинида содир бўлади. Бунда атмосфера босимиға яқин босимда бўлган газ соҳасида электр майдон бир жинсли бўлмайди. Электродлар атрофида нур чиқарадиган разряд Қуёш тожига ўхшаб кетганини туфайли тож разряд деб аталади. Тож ҳосил бўлишида разряд бир электрод яқинида ҳосил бўлади. Бироқ иккинчи электродга етиб боролмайди. Тож разряд юқори кучланишли ўтказгичлар яқинида ҳосил бўлади. Улар кучсиз ёруғлик ва чирсиллаган овоз чиқариб туради. Юқори кучланишли линияларда юз берадиган тож разряд энергиянинг исрофланишига сабаб бўлади.

Тож разряд газларни турли чанг ва ифлос аралашмалардан тозаловчи электрофильтрларда қўлланилади. Фильтр ўртасида симлар тортилган металл камерадан иборат. Камера деворлари билан симлар орасида ҳосил қилинган юқори кучланишнинг бирор қийматида тож разряд юзага келади. Разряд вақтида ҳосил бўлган ҳаво ионлари ўз разрядларини чанг ва ифлос аралашма зарраларга беради. Электрланган чанг, қурум ва бошқа ифлос аралашма зарралари симлардан итарилиб, камеранинг деворларига тортилади ва уларга ўтириб қолади, сўнгра маҳсус идишларга тушади. Электр фильтрлар турли ишлаб чиқариш корхоналаридан чиқувчи ифлосланган газларни тозалашда ишлатилади. Еости йўллари ва метро станцияларидаги ҳавони чангдан тозалаш учун ҳам тож разрядидан фойдаланилади.

Элементар зарраларнинг бор-йўқлигидан қайд қилувчи қурилмаларнинг ишлаши тож разрядга асосланган. Бундай қурилмалардан бири Гейгер-Мюллер ҳисоблагичининг схемаси 216-расмда келтирилган. Бу қурилма *A* металл цилиндрдан ва ундан изоляцияланган *C* металл симдан ибо-



216-расм.

рат. Занжирга юқори кучланишли B ўзгармас ток манбаи уланган. Цилиндрнинг девори ва унинг ўқи бўй-лаб тортилган сим орасидаги кучланиш тож разряд юз берадиган қийматдан бир оз кичикроқ қилиб олинади. Цилиндр деворидаги тешикчадан катта тезликли бирон электрон кириб қолса, газ молекуласи ионлашади. Натижада тож разряд юз берадиган кучланиш камаяди. Цилиндрдаги тож разряд туфайли занжирда қисқа муддатли кучсиз ток ҳосил бўлади. Бундай кучсиз токни жуда сезгир гальванометр билан ҳам ўлчаб бўлмайди. Занжирга жуда катта R қаршилик, унга параллел ҳолда K кучайтиргич ва V вольтметр улансан, $U = IR$ Ом қонунига кўра, сезиларли кучланиши вольтметр ёдрдамида ўлчаса бўлади. Ҳисоблагичнинг A цилиндри ичидаги газни альфа, бета, гамма, рентген ва ультрабинафша нурлар билан ҳам ионлаштириш мумкин.

5. Плазма — юқорида кўриб ўтилган газ разряднинг барча кўринишларида у ёки бу даражада учрайди. Лаборатория шароитида плазма фақат газ разряд кўринишида кузатилади. Маълумки, газнинг ионлашишида ҳосил бўладиган эркин электронлар ва мусбат ионлар миқдори тенг бўлади. *Ионлашиши натижасида тенг миқдорда мусбат ва манғий зарядларга эга ва берилган ҳажмда электр жиҳатдан бутунлай нейтрал бўлган газ плазма дейилади.* Модданинг барча молекулалари ва атомлари ионлашган бўлса, у ҳолда бундай плазма тўла ионлашган плазма дейилади. Агар плазмада нейтрал атом ёки молекулалар учраса, у ҳолда бундай плазма қисман ионлашган бўлади. Шундай қилиб,

зарядланган зарралар сонининг плазмадаги зарралар умумий сонига нисбати плазманинг ионлашиш даражасини белгилар экан. Плазмани икки усул билан ҳосил қилиш мумкин:

1. Газдан электр токи ўтказиш.

2. Газни жуда юқори температурагача қиздириш.

Плазмани ташкил этган ҳаракатчан электронлар ва мусабат ионларнинг массалари таҳминан 2000 марта фарқ қилади. Шунинг учун электронларнинг электр майдонда оладиган энергияси ионлар оладиган энергиядан жуда катта бўлади. Бошқача айтганда, плазмада электрон газнинг температураси ион газининг температурасидан катта бўлади. Масалан, ёлқин разрядда электронларнинг температураси ~ 10000 К бўлса, ионларнинг температураси 2000 К дан ошмайди. Бундай плазмага *ноизотермик плазма* дейилади. Табиий шароитда Ер сиртида плазма фақат яшин чақнаганда пайдо бўлади. Ер сиртидан анча юқорида *ионосфера* деб аталувчи кучсиз ионлашган плазма соҳаси жойлашган. Ионосферада газнинг ионлашиши Күёшнинг ультрабинафша нурлари таъсирида юзага келади. Коинот ва унда жойлашган Күёш ва барча юлдузларда плазма модданинг асосий ҳолатини ташкил этади. Плазма физикаси қонунларини билмасдан юлдузлар ва коинот эволюциясини тушунтириш мумкин эмас.

Кичик температурали плазмалар ($< 10^5$ К) турли газоразряд қурилмалар — газотрон ва тиаратронларда, газ лазерларида, иссиқлик энергиясини электр энергиясига айлантириб берувчи генераторларда, ярим ўтказгичларга оз аралашма киритиб, интеграл схемалар ҳосил қилишда, деталлар сиртига ҳимояловчи ва мустаҳкамловчи қатламлар қоплашда ишлатилади. Плазмалар ёрдамида бошқа шароитда олиниши мумкин бўлмаган бирикмаларни, масалан, инерт газлар бирикмаларини ҳосил қилиш мумкин. Фаннинг бундай реакцияларни ўрганувчи янги соҳаси — *плазмохимия* дейилади.

Юқори температурали плазмаларни ўрганиш улар орасида бошқарилувчи термоядро реакцияларини амалга ошириш имконини беради. Күёш ва юлдузларда мавжуд бўлган ўта юқори температуралар ($10^7 \div 10^8$ °C) уларда узлуксиз

юз бериб турувчи термоядро реакциялари билан тушунтирилади. Лаборатория шароитида водороднинг дейтерий ва тритий изотопларида термоядро реакциясини амалга ошириш учун плазмани 10⁸ °С гача қиздириш керак. Бундай юқори температурага чидай оладиган камера материали мавжуд эмас. Лекин кўндаланг магнит майдонда плазма зарраларини камера деворидан маълум масофада ушлаб туриш мумкин. Бундай плазмадан катта электр токи ўтказилганда плазманинг температураси бир неча миллион даражагача кўтарилади. Бироқ ҳозиргача олинган температуralар термоядро реакцияларини амалга ошириш учун етарли эмас. Келажакда плазма ёрдамида бошқарилувчи термоядро реакцияларини амалга ошириш ва унинг энергиясидан тинч мақсадларда фойдаланиш олимлар олдида турган муаммолардан биридир.

Плазманинг ўзига хос хусусиятларга эга бўлиши уни модданинг тўртинчи ҳолати деб қараш фикрини уйғотади. Қадимги юнонлар материянинг тўрт асоси — ер, сув, ҳаво, олов мавжуд деб ҳисоблаганлар. Бу билан улар модданинг тўрт ҳолати — қаттиқ, суюқ, газсимон ва плазма ҳолатлари тўғрисидаги ҳозирги замон фани тасаввурларини гўё олдиндан башорат қилган эдилар.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Металларнинг классик электрон назарияси асосида Ом қонунларини келтириб чиқаринг.
2. Термоэлектрон эмиссия ҳодисасида электроілларни металдан чиқиш шартини ёзинг.
3. Диоднинг вольт-ампер характеристикасини тушунтиринг.
4. Триоднинг кучайтириши нималарга боғлиқ?
5. Ярим ўтказгичларнинг хусусий ва аралашмали ўтказувчанигини тушунтиринг.
6. Холл эффектини ўлчашни қандай усулларини биласиз?
7. Ярим ўтказгичли диод ва транзисторларнинг вакуумли қурилмалардан нима афзалликлари бор?
8. Термоэлектрик ҳодисалар асосида ишловчи қандай қурилмаларни биласиз?
9. Неча хил мустақил разряд турлари мавжуд?
10. Гальваник элементларнинг тузилиши ва аккумуляторларнинг турларини тушунтириб беринг.

XV б о б. ТЕБРАНИШЛАР ВА ТҮЛҚИНЛАР

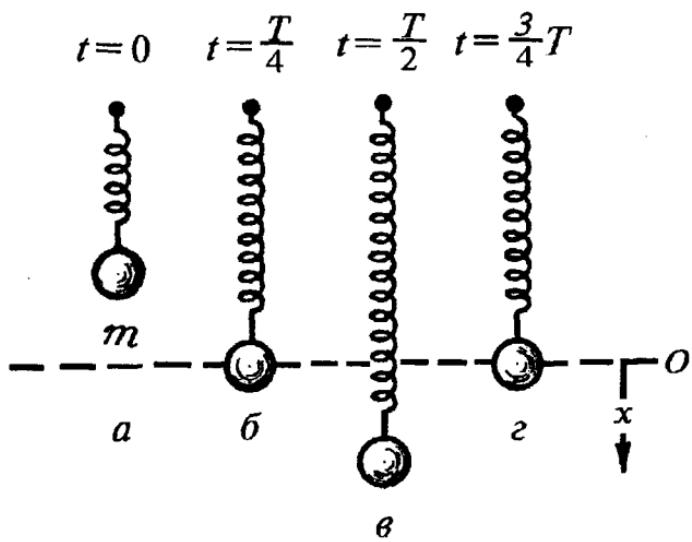
87-§. Механик тебранишлар

Теварак-атрофимизда жуда қўплаб тебранма ҳаракатни кузатамиз. Масалан, соат маятнигининг тебраниши, кеманинг сувда чайқалиши, дутор симларининг чолғувчи бармоқларидан титраши ва ҳ.к. Умуман олганда, маълум даражада такрорланиш хоссасига эга бўлган исталган ҳаракат *тебранма ҳаракат* бўла олади. Бироқ физикада даврий тебранишлар деб аталадиган тор доирадаги тебранишлар ўрганилади. Жисмнинг мувозанат вазиятидан гоҳ у, гоҳ бу томонга ҳаракати даврий равишда такрорланадиган жараёнга *механик тебраниш деб аталади*.

Ўзининг мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракат қила оладиган система *маятник* дейилади. Амалда пружинали маятник, математик маятник, физик маятник каби маятник турлари бир-биридан фарқланади. Тебранма ҳаракат қилаётган маятник ихтиёрий бирор нуқтасининг ҳаракатини кузатиб, у ўз ҳаракатида айни бир траекториянинг ўзини кетма-кет икки қарама-қарши йўналишда ўтишини кўриш мумкин. Тебранувчан жисмни ташкил этган нуқталар бирдай ҳаракатлангани учун, тебранишлар жисмнинг битта нуқтасининг тебранма ҳаракатидан аниқланади.

Тебранма ҳаракатни пружинали маятник мисолида кўриб ўтайлик. Бундай маятник бир учи маҳкамланган пружина ва унга осилган m массали шардан иборат системадир (217-расм). Бунда биз юкнинг массасига нисбатан пружинанинг массасини жуда кичик деб, бутун эластиклик фақат пружинада мужассамлашган деб ҳисоблаймиз.

Системанинг мувозанат вазиятида шарчага таъсир этувчи $m\ddot{g}$ оғирлик кучи ва пружинанинг \bar{F} , эластик кучи каталик жиҳатидан teng, лекин йўналишлари қарама-қаршидир. Агар юкни юқорига кўтариб, мувозанат вазиятдан чиқарсан (217-a расм) ва қўйиб юборсан, пружинали маятник ўзининг мувозанат ҳолати (пунктир чизик) атрофида тебранма ҳаракатга келади. Шар чекка вазиятларида турганида (217-a ва b расм) унинг кинетик энергияси нолга teng, би-



217-расм.

роқ пружинанинг потенциал энергияси ўзининг максимум қийматига эга бўлади. Шар мувозанат ҳолатидан ўтишида (217-б ва ғ расм), аксинча, шарнинг кинетик энергияси энг катта қийматга, потенциал энергияси эса нолга тенг бўлади. Шундай қилиб, маятникнинг тебраниши мобайнида кинетик энергия потенциал энергияга ва потенциал энергия кинетик энергияга даврий равишда айланниб туради.

Тебранма ҳаракатнинг энг оддий хили гармоник тебранишdir. Мувозанат ҳолатидан озгина чиқарилган пружинали маятникнинг тебранишини гармоник тебраниш деб қараш мумкин. Муайян вақт мобайнида системанинг мувозанат ҳолатидан X даврий силжиши синусоидал қонун бўйича юз берадиган тебраниш гармоник тебраниш дейилган эди, яъни:

$$X = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (87.1)$$

бу ерда A катталик тебранишнинг мувозанат ҳолатидан максимал четлашиши. Синуснинг қиймати -1 дан $+1$ гача ўзгаргани учун силжишнинг қиймати $-A$ дан $+A$ гача ўзгаради. Силжишнинг бу четки қийматларининг модули тебраниши амплитудаси деб аталади. Гармоник тебранма ҳаракат тенгламасидаги $\omega t + \varphi$ га тебраниш фазаси, φ эса бошлангич фаза дейилади.

Агар иккита нуқтанинг тебраниши 0 ва 1 фазалар фарқи билан содир бўлаётган бўлса, улар бир хил фазада тебранмоқда деб гапирилади. Бундай тебранишлар баъзан *синхрон тебранишлар* деб аталади. Иккита нуқта тебранишининг фазалар фарқи $1/2$ га teng бўлса, улар қарама-қарши фазага эга дейилади.

Тебраниш даври T деб, шундай энг қисқа вақт оралиғига айтиладики, бу вақт ўтгандан сўнг тебранма ҳаракатни ифодаловчи барча физик катталикларнинг қиймати тақрорланади. Агар t вақт мобайнида жисм n марта тебранган бўлса, у ҳолда

$$T = \frac{t}{n}. \quad (87.2)$$

Бу формуладан кўринадики, тебраниш даври система-нинг битта тўлиқ тебраниши учун кетган вақт билан ўлчанади ва секундларда ифодаланади. (87.1) даги ω — циклик частота билан T тебраниш даври орасида қуйидагича муносабат мавжуд:

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (87.3)$$

Циклик частота учун

$$\omega^2 = \frac{k}{m}. \quad (87.4)$$

ифодадан фойдаланиб, пружинали маятникнинг тебраниш даври учун

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (87.5)$$

ифодани ёза оламиз. Бу ерда m шарчанинг массаси. k - пружинанинг бикрлиги бўлиб, сон жиҳатдан шарчани бирлиқ узунилкка силжитиш учун зарур бўлган кучга teng. Агар тебранувчи система сифатида вазнсиз ва узунилиги I га teng бўлган чўзилмайдиган ипга осилган математик маятник олинса, у ҳолда тебраниш даври қуйидаги формуладан аниқланади:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{m}}, \quad (87.6)$$

бу ерда g — эркин тушиш тезланиши.

Вақт бирлиги ичидә нечта тўлиқ тебраниш юз берган-лигини кўрсатувчи катталик *тебраниш частотаси* дейилади. Тебраниш частотаси тебраниш даврига тескари бўлган катталик

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (87.7)$$

бўлиб, герц (Гц) ларда ўлчанади. Герц деб, жисмнинг шундай тебраниш частотасига айтиладики, бундай жисм бир секундда битта тўла тебранади, яъни $1 \text{ Гц} = 1\text{c}^{-1}$.

(87.3) ва (87.6) формулалардан ν чизиқли ва ω циклик частоталар орасидаги қўйидаги боғланишни ҳосил қила-миз:

$$\omega = 2\pi\nu. \quad (87.8)$$

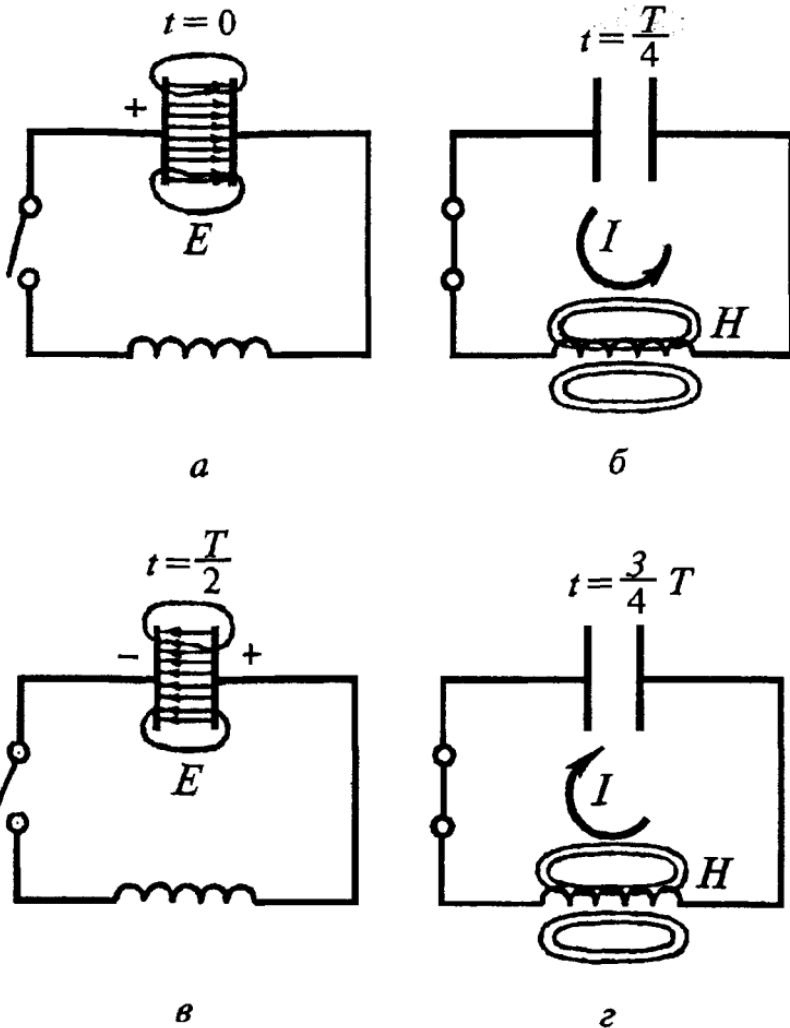
Тебранишларни икки турга ажратиш мумкин: эркин тебранишлар ва мажбурий тебранишлар. Система мувоза-нат ҳолатидан дастлабки чиқарилгандан кейин тебранишга бошқа ташқи кучлар таъсир этмаса, бундай тебранишлар эркин *тебранишлар* дейилади. Масалан, математик маят-никнинг Ер оғирлик кучи майдонидаги тебранишлари эркин тебранишлардир. Ҳар бир тебраниш даврида ишқа-ланиш кучлари ҳисобига маълум миқдор энергия йўқо-тилганлигидан эркин тебранишлар сўнувчан бўлади. Теб-ранишни сўнмас қилиш учун ҳар бир тебранишда йўқо-ладиган энергияни ташқаридан даврий тўлдириб туриш лозим. Масалан, соатлардаги маятникнинг сўнмас тебра-нишларини олайлик. Бунда маятникнинг ҳар бир тебра-нишда йўқотадиган энергияси сиқилган пружинанинг энергияси ҳисобига тўлдириб турилади. Бундай тебраниш-лар *мажбурий тебранишлар* дейилади. Агар мажбур қила-диган кучнинг таъсир частотаси система эркин тебраниш-ларининг хусусий частотасига мос тушса, резонанс ҳоди-саси юз беради. Бунда кичик мажбур қилувчи куч ҳам система тебранишлари амплитудасининг анчагина орти-шига олиб келади.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, пружинали, матема-тик, физик маятникларнинг мувозанат ҳолати атрофида-ги механик гебраниши гармоник қонун асосида юз бера-

ди. Тебраниши гармоник қонуниятга бўйсунувчи система-
лар гармоник осцилляторлар дейилади. Классик ва квант
физикасидаги бир қатор масалаларни ҳал қилишда гар-
моник осциллятор модулидан фойдаланилади.

88-§. Тебраниш контури. Электромагнит тебранишлар

Механик тебранишларга ўхшаш жараён электромагнит тебранишарда ҳам кузатилади. Электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш учун тебраниш контуридан фойдала-
нилади. Энг содда тебраниш контури конденсатор C ва гал-
так L дан ташкил топган электр занжиридан иборат (218-расм). Занжирнинг сигими конденсаторда, индуктивлиги
фалтакда мужассамланган деб фараз қиласлий. Даврнинг
бошлангич $t = 0$ моментида калитни узиб конденсаторни
зарядлаб оламиз (218-а расм). Конденсаторни зарядлага-
нимизда унинг электр майдон энергияси энг катта бўлади.
Контурнинг бу бошлангич ҳолати мувозанатдан чиқарил-
ган пружинали маятникнинг ҳолатига ўхшайди (217-а расм-
га қ.). Энди конденсаторни фалтак билан туташтирамиз.
Контур бундай ҳолатда электр жиҳатдан мувозанатда
бўлмайди. Шунинг учун конденсатор разрядлана бошлай-
ди ва индуктивлик фалтаги орқали ток ўтиб, фалтак ичидা
ва унинг атрофида магнит майдон ҳосил бўлади. Тебра-
нишларнинг чорак даври $t = \frac{T}{4}$ га тенг вақтдан кейин кон-
денсатор тамомила разрядланиб, электр майдон йўқолган
пайтда магнит майдон кучланганлиги энг катта қийматга
эришади (218-б расм) ва электр майдон энергияси тўла
магнит майдон энергиясига айланади. Контурнинг бу ҳола-
ти мувозанат вазияти орқали ўтаётган маятник ҳолатига
ўхшайди (217-б расмга қ.) Сўнгра магнит майдон йўқола
бошлайди ва ўзиндукия экстратоки юзага келади. Ленц
қонунига кўра бу ток конденсаторнинг разряд токи йўна-
лишида бўлади. Шунинг учун конденсатор пластинкалари
аввалгисига тескари ишорали заряд билан қайта зарядла-
нади ва улар орасида бошлангич электр майдонга қарама-
қарши йўналган электр майдон пайдо бўлади. Даврнинг
ярмига тенг вақтда $\left(t = \frac{T}{2}\right)$ магнит майдон энергияси яна



218-расм.

электр майдон энергиясига айланади (218-в расм). Контурнинг бу ҳолати мувозанат вазиятидан пастга силжиган пружинали маятникнинг ҳолатига ўхшайди (217-в расмга к.).

Вақтнинг кейинги пайтларида конденсатор яна разрядлана бошлайди ва контурда аввалги босқичдаги токка қараша-қарши йўналишни ток юзага келади. Вақтнинг $t = \frac{3}{4}T$ моментидаги электр майдон энергияси яна қайтадан магнит

майдон энергиясига айланади (218-*г* расм). Тебраниш контурининг бу ҳолати мувозанат ҳолатидан тескари йўналишда ўтаётган маятник ҳолатига ўхшайди (217-*г* расмга қ.). Шундан сўнг, $t = T$ вақтда конденсатор қопламалари орасида бошланғич ҳолатдаги электр майдон ҳосил бўлади (218-*а* расм).

Шундай қилиб, контурда битта тўлиқ тебраниш тугалланди. Тебранишнинг кейинги даврлари ҳам шу тарзда такрорланади. Агар занжирнинг қаршилиги бўлмаганда эди, у ҳолда тебранишлар чексиз узоқ муддат давом этган бўлар эди. Контуринг қаршилиги нолдан фарқли бўлгани учун ҳам ҳар бир тебраниш даврида озми-кўпми энергия йўқотилади. Шунинг учун тебраниш сўнувчан бўлади. Юқорида биз кўрган тебраниш контуринг ўзида бўладиган жараёнлар таъсирида юзага келадиган электр тебранишлар хусусий электр тебранишлар деб аталади.

Ўтган параграфда кўриб ўтилган механик тебранишларда кинетик ва потенциал энергияларнинг бир-бирлашибига даврий ўтиб туриши юз берса, тебраниш контуридаги электромагнит тебранишларда электр ва магнит майдон энергияларининг даврий равишда ўзаро бир-бирига айланиши кузатилади. Механик ва электромагнит тебранишларнинг ўхашлигидан фойдаланиб, (87,5) формуладаги t масса ўрнига L индуктивлик, K — бикрлик (эластиклик) ўрнига эса сифимга тескари катталик $1/C$ ни кўйсак, контуринг тебраниш даври учун қўйидаги ифодани оламиз:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (88.1)$$

Бу формула 1853 йили назарий йўл билан биринчи ма-ротаба Томсон томонидан олинган ва шунинг учун Томсон формуласи дейилади. Бу формулада T — секунд ҳисобида олинган давр, C — фарада ҳисобида олинган сифим, L — генри ҳисобида олинган индуктивлик.

Тебраниш контурида электромагнит тебранишлар ҳосил қилишда контур чексиз кичик қаршиликка эга, деб фараз қилинди. Реал шароитда ҳар қандай контур маълум қаршиликка эга бўлади. Шунинг учун бу контурда юзага келадиган тебранишлар сўна бошлайди ва бирмунча вақтдан кейин батамом сўнади. Техникада қўпинча бирор

курилманинг даврий ишлаши учун сўнмас тебранишлар зарур бўлади. Контурда сўнмайдиган электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш учун энергия сарфини бир давр давомида камида бир марта тўлдириб туриш керак. Электромагнит тебранишларни узоқ вақт сақлаш учун автотебраниш системаларидан фойдаланилади.

Автотебраниш системалари сўнмас тебранишларни генерациялаш хусусиятига эга. Бундай контурлар моҳияти жиҳатидан қаршиликлари нолга тенг бўлмаган реал қурилмалардир. Автотебраниш системалари таркибига энергия манбаи киради. Механик тебранишларда энергия манбаи ролини сиқилган пружина, кўтариб қўйилган юқ ва ҳ.к. ўйнаса, электромагнит тебранишларда бу вазифани батарея ёки токнинг бошқа манбалари бажаради. Ушбу манбалар даврий равишда системанинг ўзи томонидан уланиб туради ва системада ажralадиган Жоуль—Ленц иссиқлигининг ўрнини тўлдириб турувчи муайян энергия беради, бу эса тебранишларни сўнмас тебранишларга айлантиради.

Ҳозирги замон радиотехникасида автотебраниш системалари сифатида уч электродли электрон лампа ёки транзистор асосида тузилган системалар қўлланилади. Бундай лампали генератор ўзгармас ток энергиясини ўзгармас амплитудали ва юқори частотали ўзгарувчан ток энергияси га айлантириб беради. Тебраниш контури ёрдамида олинадиган юқори частотали токлар ёғочларни қуритиш, металл буюмлар сиртини чиниқтириш ва эритиш печларида ишлатилади. Осон буғланиб кетувчи моддалар қотишмаларини эритишда юқори частотали токлар усулидан кенг фойдаланилади. Кейинги йилларда медицинада юқори частотали токлар билан даволаш муваффақиятли қўлланилмоқда.

89-§. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Ўзгарувчан ток

Контурдаги тебраниш сўнмас бўлиши учун ҳар бир давр мобайнида йўқолган энергияни тўлдириб турувчи бирор энергия манбаи бўлиши зарурлигини кўрдик. Шундай энергия манбаи сифатида ўзгарувчан ток генераторини олайлик. Контур занжири қаршилик, сифим ва индуктивликка эга бўлган учта хусусий ҳолда генератордан синусоида

қонуни бўйича ўзгарувчи ток берилганда юзага келадиган кучланиш тебранишларини кўрайлик.

1. Ўзгарувчан ток занжирда қаршилик. Агар бир жинсли магнит майдонида маълум ўрамлар сонига эга бўлган фалтак айлантирилса, у ҳолда фалтакда синусоида қонуни бўйича ўзгарувчи

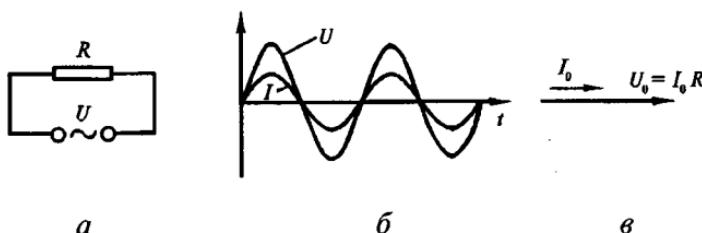
$$I = I_0 \sin \omega t \quad (89.1)$$

ток ҳосил бўлар эди (72-§ га к.). Ўзгарувчан ток генераторига уланувчи ташқи занжир фақат R қаршиликка эга бўлиб, унинг сифими ва индуктивлиги жуда кичик бўлсин (219-а расм). R қаршилик учларидағи кучланишнинг қандай қонун бўйича ўзгаришини топиш учун Ом қонунидан фойдаланамиз:

$$U = IR = I_0 R \sin \omega t. \quad (89.2)$$

Демак, занжирда фақат қаршилик бўлса, кучланиш ҳам ток сингари синус қонуни бўйича ўзгариб, ток ва кучланиш тебранишлари орасидаги фазалар фарқи нолга тенг бўлар экан (219-б расм). Бунда кучланишнинг максимал қиймати $U_0 = I_0 R$ га тенг бўлади. Гармоник тебранишни вектор диаграммада тасвирлаш мумкин. Тебранишлар орасида фазалар фарқи бўлмагани учун ток ва кучланиш векторлари бир томонга йўналган бўлиб, кучланиш вектори ток векторидан R катталикка узунроқ бўлади (219-в расм).

2. Ўзгарувчан ток занжирда сифим. Ташқи занжирда фақат C сифимли конденсатор бўлиб, занжирнинг қаршилиги ва индуктивлиги ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлсин (220-а расм). Конденсатор ўзгарувчан ток генераторига улангани учун у даврий равишда зарядланиб ва



219-расм.

разрядланиб туради. Конденсатор қоламаларидаги q заряд миқдорини қўйидагича топиш мумкин:

$$q = \int I dt = \int I_0 \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t + q_0. \quad (89.3)$$

Бу ерда q_0 — интеграллаш доимийси бўлиб, конденсатор қоламларида бўлиши мумкин бўлган ўзгармас заряд миқдорини англатади. Бу заряд миқдори токнинг тебра-нишларига таъсир этмагани учун $q_0 = 0$ деб ҳисоблаймиз. Шунинг учун конденсатор қоламалари орасидаги кучла-ниш тебранишлари учун қўйидаги муносабатни ҳосил қиласмиз:

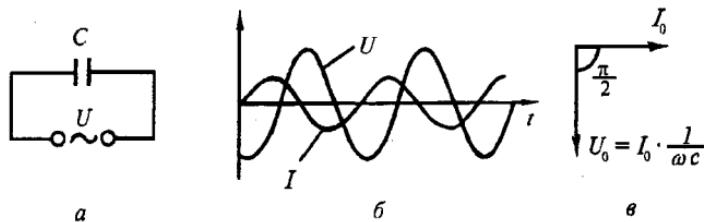
$$U = \frac{q}{C} = -\frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = \frac{I_0}{\omega C} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (89.4)$$

Бу ифодани (89.1) билан солишириб, ток ва кучла-нишнинг вақт бўйича ўзгаришлари синус қонуни бўйича юз берини, фақат кучланиш тебраниши ток тебрани-шидан $\pi/2$ фаза фарқига кеч қолишини кўриш қийин эмас (220-б расм). (89.4) формуладаги кучланишнинг макси-мал қиймати

$$U_0 = I_0 \frac{1}{\omega C} \quad (89.5)$$

токнинг I_0 максимал қиймати билан мос тушмаслигини вектор диаграммада кўрсатиш мумкин (220-в расм). (89.5) ифодани $U = IR$ Ом қонуни билан солиширсак, бу қонун-даги қаршилик ўрнида

$$R_c = \frac{1}{\omega C} \quad (89.6)$$



220-расм.

турганлиги кўринади. Бу ифодада C ни фарадада, ω ни с⁻¹ да ифодаласак, R_c ом ларда келиб чиқади. Шунинг учун R_c катталик сифим қаршилик деб аталади. Жуда катта частоталарда конденсаторнинг сифим қаршилиги жуда кичик қийматга эга бўлади. Ўзгармас токнинг частотаси нолга тенг бўлганидан сифим қаршилик чексиз катта бўлади ва шунинг учун конденсаторлар ўзгармас токни ўтказмайди.

3. Ўзгарувчан ток занжиринда индуктивлик. Ўзгарувчан ток генераторига индуктивлиги L га тенг бўлган фалтак уланган бўлсин (221-а расм). Занжирнинг қаршилиги ва сифимининг қиймати жуда кичик, яъни нолга яқин деб ҳисоблайлик. Фалтакдан ўтувчи ток вақт бўйича ўзгарганиниг учун гоҳ у, гоҳ бу томонга йўналган ўзиндукция Э.Ю.К. юзага келади ва бу ўз навбатида ўзиндукция экстратокларини пайдо қиласди. Шунинг учун Э.Ю.К.ли занжир қисми учун Ом қонунини қўллаймиз, яъни:

$$U = I R - \mathcal{E}, \quad (89.7)$$

бу ерда $R = 0$ ва

$$\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt} \quad (89.8)$$

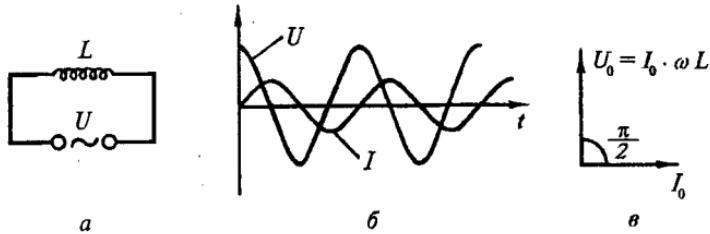
бўлгани учун

$$U = L \frac{dI}{dt}. \quad (89.9)$$

(89.1) дан фойдалансак, кучланиш тебраниши учун қўидаги ифодани ҳосил қиласмиз:

$$U = I_0 \omega L \cos \omega t = I_0 \omega L \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \quad (89.10)$$

Демак, занжирда фақат индуктивлик бўлган ҳолда ток тебраниши синусоида қонуни бўйича ўзгарса, кучланиш



221-расм.

тебраниши ҳам шу қонун бўйича юз берар экан. Аввалги хусусий ҳолдан фарқи шуки, кучланиш ўзгариши ток кучи ўзгаришидан $\pi/2$ фаза фарқига олдинда кетади (221-б расм). (89.10) формулада

$$U_0 = I_0 \omega L \quad (89.11)$$

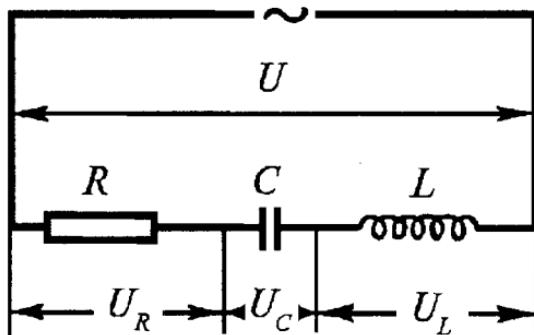
кучланиш амплитудасидир. Бу ифодани Ом қонуни билан солишириб, қаршилик ўрнида

$$R_L = \omega L \quad (89.12)$$

қатнашишини кўрамиз. Бу катталиқ занжирнинг индуктив қаршилиги дейилади. Бу ерда L генриларда, $\omega \text{ c}^{-1}$ да ўлчанса, R_L омларда ифодаланади. Занжирда фақат индуктивлик бўлгани ҳолда ток ва кучланиш векторларининг ўзаро жойлашиши 221-е расмда кўрсатилган. Индуктив қаршилик ўзгарувчан токнинг ўзгариш частотасига пропорционал. Бу қаршилик фақат ўзгарувчан токларда мавжуд бўлганилиги учун, фалтаклардан ўзгарувчан ва ўзгармас токларни ажратишда фойдаланилади.

90-§. Ўзгарувчан ток учун Ом қонуни

Ўзгарувчан ток (89.1) аввалги параграфда кўриб ўтилган қаршилик, сифим ва индуктивликлар кетма-кет уланган занжирдан оқаётган бўлсин (222-расм). Занжир учларидаги кучланишни топайлик. Қаршилик, сифим ва индуктивлик кетма-кет уланганлиги учун умумий кучланиш уларнинг ҳар биридаги кучланишларнинг йиғиндисига teng



222-расм.

бўлади. Бу кучланишларнинг ҳар бири синусоида қонуни бўйича ўзгаради.

Кучланишларни кўшиш учун гармоник тебранишларнинг вектор диаграммаларидан фойдаланамиз. Қаршиликдаги кучланиш вектори $U_a = I_0 R$ токлар ўқи бўйлаб йўналган бўлади (223-расм). Сигим ва индуктивликдаги кучланиш катталиклари мос равишда $I_0 \omega L$ ва $I_0 \frac{1}{\omega C}$ га тенг бўлиб, улар ўзаро қарама-қарши ва токлар ўқига перпендикуляр йўналгандир. Бу икки векторни қўшсак, битта гармоник тебраниш оламиз, яъни:

$$U_p = I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right). \quad (90.1)$$

Демак, занжир учларидаги кучланишни орасида $\pi/2$ фаза фарқи мавжуд бўлган иккита U_a ва U_p кучланишларнинг йигиндисидан иборат деб қарашиб мумкин. Бу ерда U_a кучланишнинг актив, U_p — реактив ташкил этувчисидир. Бу икки тебранишнинг қўшилишидан яна гармоник тебраниш ҳосил бўлади, яъни:

$$U = U_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (90.2)$$

бу ерда φ — бошлангич фаза фарқи.

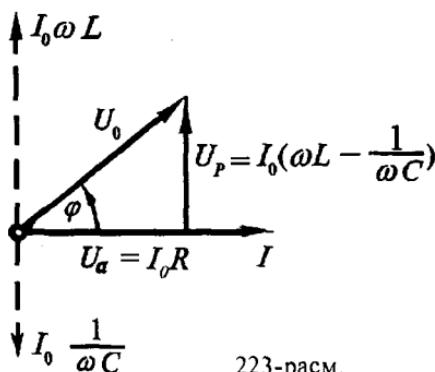
223-расмдаги кучланиш векторлари асосида ҳосил бўлган тўғри бурчакли учбурчакка Пифагор теоремасини қўлласак,

$$U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \quad (90.3)$$

ифодани оламиз. Натижавий тебранишнинг бошлангич фазасини кўрсатувчи φ бурчак тангенси ни қуидагича топиш мумкин:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (90.4)$$

(90.3) муносабат ток ва кучланиш амплитудалари



223-расм.

орасидаги боғланиш бўлиб, уларнинг оний қийматлари-ни кўрсатмайди. Бу ифодада худди Om қонунидагидек кучланиш амплитудаси U_0 ток амплитудаси I_0 га пропорционал бўлганидан уни ўзгарувчан ток учун Om қонуни дейилади.

Занжирдаги тўла кучланишнинг ток кучига нисбати занжирнинг тўла қаршилигини беради, яъни

$$Z = \frac{U_0}{I_0} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \quad (90.5)$$

бу ердаги

$$R = \frac{U_a}{I_0} \quad (90.6)$$

ифода занжирнинг актив қаршилиги дейилади. Бу қаршилик занжирнинг ўзгармас токка кўрсатадиган қаршилигига тенг бўлади. Актив қаршилик ўтқазгичдаги электронларнинг тартибли ҳаракатида кристалл панжара учларидаги ионлар билан тўқнашиш туфайли юзага келгани учун унда Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралади.

Занжирнинг реактив қаршилиги

$$X = \frac{U_p}{I_a} = R_L - R_c = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (90.7)$$

R_L индуктив ва R_c сифим қаршиликларининг айирмасига тенг. Реактив қаршилик ҳисобига занжирда Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралмайди.

Охирги ифодада $R_L = \omega L$ индуктив қаршилик ω доиравий частотага тўғри пропорционал бўлса, $R_c = \frac{1}{\omega C}$ сифим қаршилик ω га тескари пропорционал бўлади. Доиравий частота ω нинг ўзариш интервалида шундай ω_0 частота мавжудки, у

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (90.8)$$

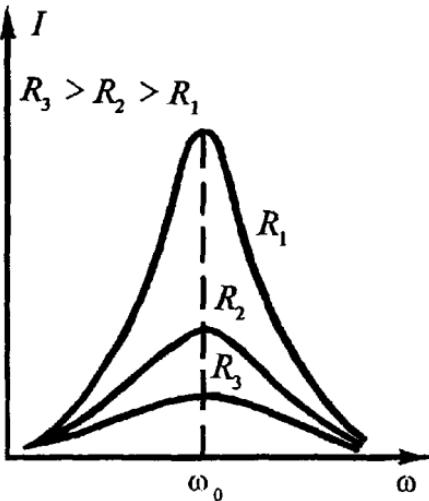
шартни қаноатлантирганда X реактив қаршилик нолга тенг бўлади. Бу шарт бажарилганда занжирнинг умумий қаршилиги актив қаршиликка тенг бўлади. Бунда ток кучи ўзининг максимум қийматига эришади. Бу ҳодиса резонанс ҳодисаси дейилади. 224-расмда актив қаршиликнинг

учта R_1 , R_2 ва R_3 қийматлари учун I_0 ток кучи амплитуда қийматининг ω доиравий частотага боғланиши кўрсатилган. Рasmдан кўринадики, актив қаршилик қанчалик кичик бўлса, I_0 шунчалик катта ва максимум учлари ўткир бўлади.

Резонанс ҳодисасида конденсатордаги ва фалтакдаги кучланиш тебранишлари бирдай амплитудага эга бўлади. Бунда фалтакдаги кучланиш ток тебранишларидан $\pi/2$ га олдинда кетса, конденсатордаги кучланиш ток тебранишларидан $\pi/2$ га орқада қолади. Шундай қилиб, бу икки кучланиш орасидаги фазалар фарқи π га тенг бўлади. Шунинг учун уларнинг йигиндиси нолга тенг ва кучланишнинг актив қаршилигдаги тебранишларигина қолади.

Радиотехникада кучланишлар резонанси ҳодисаси кенг кўлланилади. Антenna орқали келган сигнал ω_0 резонанс частотасига мосланган LC тебраниш контурига берилади. Резонансга учраган сигнал кучайтиргич лампасининг киришига берилади. Кучайтиргичнинг триод (ёки транзистор)да кучайиши ω_0 резонанс частотаси яқинидаги тор частоталар интервалида юз беради. Радиоприёмникни тури радиостанциялар юбораётган ҳар хил частоталарга (тўлқин узунликларига) мослаш конденсатор сифимини ўзгартириш билан амалга оширилади. Ҳар бир радиостанция ўзининг эшиттириш олиб борадиган тўлқин узунлигига эга бўлиб, радиоприёмник “кулоги”ни бураш билан керакли эшиттириш ажратиб олинади.

Энди ўзгарувчан токнинг иши ва қувватини кўрайлик. Аввал занжир фақат актив қаршилика эга бўлган ҳолни кўрайлик. Бу ҳолда ўзгарувчан токнинг иши тўла иссиқликка айланади. Бу эса ўзгарувчан ток кучининг эффектив



224-расм.

қиймати тушунчасини киритишга имкон беради. Ўзгарувчан ток кучининг эффектив қиймати деб шундай ўзгармас ток кучига айтиладики, бунда ўзгармас ток ўзгарувчан токнинг битта даври ичида қанча иссиқлик ажратса, ўзгарувчан ток ҳам ана шу вақт ичида шунча иссиқлик ажратади. Ўзгарувчан ток учун мўлжалланган барча амперметрлар ток кучининг эффектив қийматини кўрсатади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, ток кучининг эффектив қиймати унинг амплитуда қийматидан $\sqrt{2}$ марта кичик, яъни

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \approx 0.707 I_0. \quad (90.9)$$

Эффектив кучланиш ҳам шу тарзда аниқланади:

$$U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \approx 0.707 U_0. \quad (90.10)$$

Ўзгарувчан токнинг қуввати учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \frac{U_0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2} I_0 U_0 \quad (90.11)$$

Занжирда фақат актив қаршилик эмас, балки реактив қаршилик ҳам бўлса, у ҳолда фазалар фарқи ҳам таъсир кўрсатади. Бу ҳолда ўзгарувчан ток қуввати қуйидаги мұносабатдан аниқланади:

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} \cos\phi = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos\phi. \quad (90.12)$$

Бу ифода олдингисидан $\cos\phi$ кўпайтувчисининг борлиги билан фарқ қиласди. $\cos\phi$ коэффициент қувват коэффициенти дейилади ва ўзгарувчан токнинг қуввати ток кучи ва кучланишнинг қийматларидан ташқари улар орасидаги бошланғич фаза фарқига ҳам боғлиқ эканлигини кўрсатади. Ўзгарувчан ток электр узатиш линияларини қуришда қувватнинг $\cos\phi$ га боғлиқлиги ҳамма вақт ҳисобга олинади. Амалда ўзгарувчан ток занжирига уланадиган истеъмолчиларни шундай тақсимлашга ҳаракат қилинадики, бунда бошланғич фазалар силжиши ϕ нолга яқин бўлади.

91-§. Тўлқинларнинг эластик мұхитда тарқалиши

Тебранишларнинг бирор эластик мұхитда тарқалиш жарёни тўлқин дейилади. Тўлқиннинг тарқалиши қаттиқ, суюқ ёки газ ҳолатида бўлган мұхит зарраларининг ўзаро

таъсири туфайли бирор ў тезлик билан содир бўлади. Масалан, сувга тош ташланса, сув сиртида тўлқин пайдо бўлади. Бунда дўнглик ва чуқурлик айланалари радиусларининг кенгайиб боришида улар билан бирга сув зарралари кўчаётгандек туюлади. Аслида сув зарралари кўчмайди, балки тебраниш етиб борган зарралар ўзларининг мувозанат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қилади. Бунга, масалан, сув сиртида сузиб юрган барг ҳаракатини кузатиб ишонч ҳосил қилиш мумкин. Шунинг учун ҳар қандай тўлқиннинг тарқалишида энергия кўчиши юз бериб, модда кўчиши кузатилмайди. Биз юқорида келтирган мисолда, сув сиртига тош ташланганда суюқликнинг сирт таранглиги ва оғирлик кучи туфайли тўлқинлар ҳосил бўлади. Бу тўлқинларнинг ҳосил бўлиши суюқлик ҳажми ичидаги зарраларнинг ўзаро таъсирига боғлиқ эмас. Шунинг учун суюқлик сирти бўйлаб тарқаладиган тўлқинлар алоҳида олиб ўрганилади. Биз эластик муҳитларда тўлқин тарқалишини кўриб чиқайлик.

Зарралари орасидаги ўзаро боғланиш кучлари эластик характерга эга бўлган муҳит эластик муҳит дейилади. Бундай муҳитларда тарқалувчи тебранишлар эластик (ёки меҳаник) тўлқинлар дейилади. Тўлқинлар бўйлама ва кўндаланг бўлади. Агар муҳит зарраларининг тебраниши тўлқиннинг тарқалиш йўналишига параллел бўлса, у ҳолда ҳосил бўлган тўлқин бўйлама тўлқин бўлади. Аксинча, муҳит зарраларининг тебранма ҳаракати тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр йўналишда юз берса, бундай тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар дейилади. Бўйлама тўлқинлар модданинг қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатларида кузатилса, кўндаланг тўлқинлар фақат қаттиқ жисмларда юз беради.

Тўлқин деганда, бирор муҳит ичидаги жойлашган тебранувчи манбадан маълум йўналишда тарқалувчи тебранишларни тушунамиз. Шунинг учун тўлқин фронти тушунчаси киритилади. Вақтнинг бирор моментида тебранишлар етиб борган нуқталар ўрни тўлқин фронти дейилади. Тебранишлар бир хил фазада содир бўладиган сирт тўлқин сирт деб аталади. Шу сабабли, тўлқин фронтини бир хил

фазалар текислиги дейиш ҳам мумкин. Бирор t вақт моментида түлқин сиртлар сони ихтиёрий күп бўлиши мумкин. Энг содда ҳолда түлқин фронти ясси ёки сферик бўлади. Бундай ҳолда түлқинлар мос равишида ясси ёки сферик түлқин деб юритилади. Ясси түлқинда түлқин фронти ўзаро параллел бўлган текисликлар тўпламидан иборат бўлса, сферик түлқинда түлқин фронти концентрик сфералар мажмуасидан иборат бўлади.

Түлқин тарқалишида манбадан узоқроқда жойлашган муҳит зарралари ҳам тебрана бошлайди, яъни түлқин ўзини вужудга келтирган манбадан югуриб қочаётгандек туюлади. Шунинг учун уни *югурувчи түлқин* деб аталади. Бир жинсли изотроп муҳит ихтиёрий зарраси ξ силжишининг t вақтга боғланиши

$$\xi = A \sin \omega t \quad (91.1)$$

кўринишда бўлсин. Бу ерда A — түлқин амплитудаси, ω — унинг доиравий частотаси. Бундай түлқинни гармоник ёки синусоидал түлқин деб аталади. Муҳит зарраси манбадан қанча узоқда жойлашган бўлса, у шунча кечикиб тебранади. Манбадан x масофада жойлашган зарра

$$\tau = \frac{x}{u} \quad (91.2)$$

вақт қадар кечикиб тебрана бошлайди. Бу ерда $u = \frac{dx}{dt}$ фазовий тезлик бўлиб, түлқиннинг тарқалиш тезлиги фазонинг кўчиш тезлигини англатади. У ҳолда манбадан x масофада жойлашган зарранинг ихтиёрий t вақтдаги силжиши қўйидагича аниқланади:

$$\xi = A \sin \left(\omega t - \frac{x}{u} \right). \quad (91.3)$$

Бу ифодага *югурувчи түлқин тенгламаси* дейилади.

Бир хил фазада тебранаётган иккита энг яқин нуқталар орасидаги масофа λ түлқин узунлигини беради. Битта T давр давомида U тезлик билан тарқалаётган түлқин босиб ўтган масофа λ түлқин узунлигига тенг бўлади:

$$\lambda = uT. \quad (91.4)$$

2π метр узунликдаги кесмада жойлашадиган түлқин узунликлари сонини ифодаловчи

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (91.5)$$

катталик түлқин сони деб аталади. (91.4) ва (91.5) ифодаларни (91.3) тенгламаға қойсак, ясси югурувчи түлқин учун қуидаги кўринишдаги тенгламага эга бўламиш:

$$\xi = A \sin (\omega t - kx). \quad (91.6)$$

Ҳар хил частотали түлқинлар йигиндиси түлқинлар группаси ёки түлқин “пакет” деб аталади. Бу ҳолда түлқинларнинг группа тезлиги тушунчаси киритилади. Түлқин узунликлари λ дан $\lambda + d\lambda$ гача бўлган түлқин “пакет”нинг группа тезлиги қуидагича аниқланади:

$$u_2 = u - \lambda \frac{du}{d\lambda} \quad (91.7)$$

Муҳитда түлқин тарқалганда тебраниш йўналишида маълум энергия узатилади. Бу энергия зарралар тебранма ҳаракатининг кинетик энергияси ва эластик деформацияланган муҳитнинг потенциал энергиясидан иборат бўлади. Түлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган бир квадрат метр сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия энергия оқимининг зичлиги деб аталади. Энергия оқими зичлигининг ўртacha қиймати түлқин интенсивлигига teng бўлади ва Bt/m^2 ҳисобида ўлчанади.

Тинч турган сув сиртига икки ёки ундан ортиқ тошлар бир вақтда келиб тушса, сув сиртида ҳосил бўлган түлқинлар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда тарқалишини кузатиш мумкин. Бироқ маълум шартлар бажарилганда битта муҳитда тарқалувчи түлқинларнинг бир-бирлари билан ўзаро таъсири кузатилади.

Түлқинлар учрашганда қуидаги икки хил ҳол бўлиши мумкин:

1. Частоталари бир хил ва фазалар фарқи ўзгармас бўлган икки түлқин қўшилишида натижавий түлқиннинг ўртача энергияси қўшилувчи түлқинлар ўртача энергияларининг йигиндисига teng бўлмайди: фазалар фарқига қараб катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкин. Тебраниш частоталари бир хил ва бошланғич фазалар фарқи вақт давомида ўзгармас бўлган бундай түлқинлар ўзаро коге-

рент тўлқинлар деб аталади. Когерент тўлқинларнинг қўшилишида интерференция ҳодисаси кузатилади.

2. Фазалар фарқи кузатиш вақти давомида жуда тартибсиз ўзгаради. Натижавий тўлқиннинг ўртача энергияси бошланғич тўлқинлар ўртача энергияларининг йифинди-сига тенг бўлади. Бу ҳолда тўлқинлар ўзаро когерент бўлмайди. Когерентмас тўлқинларнинг қўшилишида интерференция ҳодисаси кузатилмайди.

Интерференция ҳодисаси амплитудалари ва частоталари бир хил бўлган ва бир-бирига қарама-қарши йўналишда тарқалувчи икки ясси тўлқиннинг қўшилишида ҳам кузатилади. Бундай тўлқин турғун тўлқин дейилади. Одатда турғун тўлқин бирор тўсиққа келиб тушувчи ва қайтувчи тўлқинларнинг учрашиши натижасида ҳосил бўлади. Турғун тўлқинни ҳосил қилувчи бу икки тўлқин қарама-қарши йўналишларда тенг миқдордаги энергияларни кўчиради. Шунинг учун турғун тўлқин томонидан ташилган натижавий энергия нолга тенг бўлади. Турғун тўлқин тарқалишида кинетик ва потенциал энергияларнинг бир-бирларига айланиб туриши юз беради, холос.

92-§. Товуш ва ультратовуш

Бизни ўраб турган олам турли-туман товушларга тўла: соатнинг чиқиллаши, моторнинг гувиллаши, баргларнинг шилдираши, шамолнинг увиллаши, кушларнинг навоси ва одамлар овози. Товуш нима ва у қандай юзага келади? Қадимги юнон олими Аристотель (э. а. 384—322) товуш чиқараётган жисм галма-гал ҳавонинг зичлашишини ва сийраклашишини юзага келтиради, деб ҳисоблаган. Ўзининг тебраниш вақтида атрофдаги муҳитда механик тўлқинлар ҳосил қиладиган тебранувчи жисм ҳар доим товуш манбаи бўлади. Масалан, тебранаётган тор ҳавони гоҳ зичлайди, гоҳ сийраклайди, ҳавонинг эластиклиги туфайли бу кетма-кет бўладиган таъсирлар фазода қатламдан-қатламга узатилади ва эластик тўлқинлар юзага келади. Бу тўлқинлар киши қулоғига етиб боргандা қулоқ ичидаги пардан мажбурий тебратади ва одам товушни эшигади.

Газлар ва суюқликларда товуш манбаи албатта тебранаётган жисм бўлиши шарт эмас. Масалан, учиб кетаётган ўқ чийиллади, шамол гувиллади. Турбореактив самолётнинг гумбирлаши фақат ишлаётган агрегатларнинг шовқинидан иборат бўлмасдан, унга самолётнинг катта тезлиқда айланиб ўтаётган ҳавонинг уюрма, турбулент оқимларининг товуши ҳам қўшилади.

Товуш кўндаланг ва бўйлама тўлқинлар кўринишида тарқалади. Газлар ва суюқликларда фақат бўйлама тўлқинлар ҳосил бўлади, бунда зарраларнинг тебранма ҳаракатлари тўлқиннинг фақат тарқалиш йўналишида ҳосил бўлади. Қаттиқ жисмларда бўйлама тўлқинлардан ташқари кўндаланг тўлқинлар ҳам юзага келади, бунда муҳитнинг зарралари тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр йўналишда тебранади. Масалан, торни унинг йўналишига перпендикуляр чертиб, биз тўлқинни тор бўйлаб югуришига мажбур қиласиз.

Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги муҳитга ва ташқи шароитга боғлиқ бўлади. Ҳавода 0°C температурада ва нормал босимда товуш 330 m/s тезлик билан тарқалади. Товуш бўйлама тўлқин бўлиб, унинг тарқалиш йўналишида ҳаво молекулаларининг зичлиги ва босими ўзгаради. Шунинг учун ҳавоси сўриб олинган муҳитда товуш тарқала олмайди. Сувнинг зичлиги ҳавоникидан каттароқ бўлгани сабабли, масалан, дengiz сувида товуш 1500 m/s , баъзи металларда эса 7000 m/s тезлиқда тарқалади. Шунинг учун рельсга қулоқ тутиб, поезд яқинлашаётганини ҳаводагига қараганда олдинроқ эшлиш мумкин.

Одам частотаси тахминан 16 Гц дан 20000 Гц гача чегарада бўлган эластик тўлқинларни эшигади. Одамда товуш сезгисини уйғотувчи механик тўлқинлар товуш тўлқинлари ёки оддий қилиб *товуш* деб аталади. Частотаси 16 Гц дан кичик бўлган эластик тўлқинлар *инфратовуш* деб, частотаси 20 кГц дан ортиқ бўлган тўлқинлар *ультратовуш* деб аталади.

Товуш сифатларидан бири — унинг баландлигидир. Бироқ товуш баландлиги субъектив тушунчадир, яъни айни бир товушнинг ўзи бир кишига қаттиқ, иккинчисига сенин бўлиб туюлиши мумкин. Шу боисдан товушни объектив баҳолаш учун товуш интенсивлиги тушунчасидан фой-

даланилади. Товуш интенсивлиги J товуш тўлқинларининг бирлик вақт ичида тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган кўндаланг кесим юзи орқали олиб ўтган энергияси билан ўлчанишини яна бир марта эслатиб ўтамиз. Товуш интенсивлиги ҳам товуш тўлқинидаги тебранишлар амплитудасининг квадратига ва частотасининг квадратига тўғри пропорционал бўлади. Товуш интенсивлиги ортиши билан унинг баландлиги L логарифмик қонуният бўйича ортиб боради:

$$L = \lg\left(\frac{J}{J_0}\right), \quad (92.1)$$

бу ерда J_0 — эшишиш бўсағасидаги товуш интенсивлиги, L — товуш баландлиги. Товуш баландлиги телефон ихтирочиси Белл (1847—1922) шарафига *белларда* ёки бир тартибга кичик бирликлар — *децибелларда* ўлчанади.

Одам қулоги жуда катта сезгириликка эга. Товуш сезгинини келтириб чиқариш учун тўлқин бирор минимал интенсивликка эга бўлиши керак. Бу интенсивлик қиймати эшишиш бўсағаси деб аталади. Турли кишилар учун эшишиш бўсағаси бирдай эмас, одатда, одамнинг ёши катталашган сари бу бўсаға ортади. Бундан ташқари, одамнинг қулоги турли частотали товушларни бирдай қабул қила-вермайди. Қулоқ 1000 дан 5000 Гц гача частотали товушларни жуда яхши сезади. Жуда катта интенсивликдаги тўлқинлар товуш тарзидаги қабул қилинмай, қулоқда оғриқ пайдо қиласди. Бундай товуш тўлқинлари интенсивлиги катталиги оғриқни сезиш бўсағаси деб аталади.

Товуш ҳақидаги таълимотда товуш тони (оҳангининг юксаклиги) ва тембри тушунчалари муҳим ўринни эгаллади. Ҳар қандай реал товуш (у одам овози ёки мусиқа асбобининг товуши ҳам бўлиши мумкин) оддий гармоник тебраниш эмас, балки маълум частоталарга эга бўлган кўплаб гармоник тебранишларнинг ўзига хос аралашмасидир. Бу тебранишлардан энг паст частотага эга бўлган асосий тон, қолганлари обертонлар деб аталади. У ёки бу товушга хос бўлган турли сондаги обертонлар товушга алоҳида ўзига хослик беради ва товуш тембрини характерлайди. Бир тембрнинг бошқа тембрдан фарқи асосий

тоннинг товуши билан бирга эшитиладиган обертоналар-нинг сонига ва интенсивлигига боғлиқ бўлади. Масалан, товуш тембринга қараб биз ким гапираётганини ёки қандай чолғу асбоби чалинаётганини биламиз. Маълум оҳангага мос келувчи энг соф товушни камертонлар ҳосил қилади. Шунинг учун камертондан маълум частотали товушлар олишда, масалан, мусиқа асбобларини созлашда фойдаланилади.

Товушнинг тарқалиш йўналишига биронта сирт қўйилган бўлса, тўлқиннинг қайтиши кузатилади. Бунда товушнинг қайтарувчи сиртга тушиш бурчаги қайтиш бурчагига тенг бўлади. Агар қайтарувчи сирт тўлқинининг тарқалиш йўналишига перпендикуляр ҳолда тутиб турилса, у ҳолда товуш тўлқини қайтгандан сўнг яна ўз манбаига боради ва акс-садо беради. Қайтарувчи сиртдан қулоққача бўлган масофа унча катта бўлмаганда акс-садо асосий товуш билан қўшилиб кетади. Манба билан тўсиқ орасидаги масофа етарлича катта бўлгандагина асосий товуш ва акс-садони алоҳида-алоҳида эшитиш мумкин. Қисқа вақтли товуш сигналининг акс-садоси ёрдамида товуш манбаидан қайтарувчи сиртгача бўлган / масофани

$$l = \frac{\vartheta t}{2} \quad (92.2)$$

формула орқали аниқлаш мумкин. Бу ерда ϑ — товуш тезлиги, t — манбадан товуш сигналининг жўнатилиши ва унинг шу нуқтага қайтиб келиши оралиғидаги вақт.

Ёпиқ хонада товушнинг деворлардан кўп марта қайтиши юз беради, бу ҳол товуш манбай ишлашидан тўхтаганидан кейин ҳам бир мунча товуш эшитилишига сабаб бўлади. Ёпиқ хонадаги қолдиқ товуш *реверберация* деб аталади. Концерт залларида реверберация вақти товушнинг сифатига кучли таъсир этади. Реверберация вақти жуда катта бўлганда мусиқани эшитиб бўлмайди, жуда кичик реверберация вақтида эса товуш жозибасиз узилиб-узилиб чиқади.

Икки муҳит чегарасида товушнинг қайтишидан ташқари ютилиши ҳам рўй беради. Масалан, сувалган деворда товуш тўлқинлари энергияси тахминан 8%, гиламда эса тахминан 20%га ютилади. Буюмлар билан тўлган хонада

товуш кўпроқ ютилишини ва бўш хонада товушнинг жаранглаб чиқиши шу билан тушунтирилади.

Кўчада сирена чалиб кетаётган машина бизга яқинлашаётганида сирена овози баландроқ, узоқлашаётганида эса пастроқ эшитилади. Бунга сабаб — товуш чиқараётган машина кузатувчига яқинлашганида ва ундан узоқлашганида товуш частотасининг ўзгаришидир. Тўлқин частотасининг кузатувчи ва тўлқин тарқатувчи манбанинг нисбий ҳаракатига боғлиқ равишда ўзгариши Допплер (1803—1852) эффиқти дейилади. Бу эффиқт барча тўлқин жараёнларида, шу жумладан, товушнинг атмосферада тарқалишида кузатилади.

Ультратовуш тўлқинларининг тебраниш частотаси 20 КГц дан катта бўлиб, одамнинг эшитиш соҳасидан четда ётади. Ультратовуш газда кучли ютилади, қаттиқ жисм ва суюқликларда эса анча кучсиз ютилади. Шунинг учун ультратовуш тўлқинлари фақат қаттиқ жисм ва суюқликлардагина катта масофага тарқалиши мумкин. Ультратовуш нисбатан катта частотага эга бўлгани учун товуш тўлқинларига қараганда катта энергия олиб ўтади.

Ультратовуш тўлқинларини ҳосил қилишнинг икки усули мавжуд:

1. *Тескари пьезоэлектрик эффиқтга асосланган усул.* Маълумки, ташқи механик куч таъсирида кварц пластинкасининг учларида мусбат ва манфий зарядларнинг ҳосил бўлиши *пьезоэлектрик эффиқт* дейилади (57-ға қ.). Аксинча, агар кварц пластинкасининг бир учи мусбат, иккинчи учи манфий зарядланса, унинг сиқилиши, зарядларнинг ишоралари алмаштирилганда унинг чўзилиши рўй беради. Бу ҳодиса *тескари пьезоэлектрик эффиқт* деб номланган эди. Агар кварц пластинкасининг иккита қарама-қарши сиртлари ўзгарувчан ток манбаига улаб қўйилса, у ҳолда пластинка тебранма ҳаракат қиласи. Ўзгарувчан кучланишнинг частотаси 20 кГц дан катта бўлганда кварц кристали ўзидан ультратовуш чиқара бошлайди. Кварц кристаллига бериладиган ўзгарувчан кучланиш частотаси пластинканинг хусусий механик частотаси билан бир хил бўлганда резонанс кузатилади ва ультратовуш амплитудаси ўзининг энг катта қийматига эришади. Шундай қилиб, юқори частота

тали ўзгарувчан кучланиш таъсирида механик тебранма ҳаракат қилувчи кварц кристалли ультратовуш манбай бўлиб хизмат қиласи.

2. *Магнитострикция усули* (69-§ га қ.). Магнит майдонга киритилган ферромагнетикларнинг деформацияланиши магнитострикция ҳодисаси дейилади. Тез ўзгарадиган магнит майдонга киритилган ферромагнетик стержень механик тебранма ҳаракатга келади. Резонанс частотада тебранниш амплитудаси ўзининг энг катта қийматига эришади ва бунда етарлича катта энергияли ультратовуш олиш мумкин.

Ультратовуш хусусиятларидан денгиз чуқурлигини аниқловчи асбоб — эхолотда фойдаланилади. Кема маълум частотали ультратовуш манбай ва уни қабул қилувчи приёмник билан таъминланади. Манба қисқа вақтли ультратовуш импульсларини юборади, приёмник эса қайтган импульсларни қайд қиласи. Импульсларнинг юборилган ва қайд қилинган вақтини ҳамда ультратовушнинг сувда тарқалиш тезлигини билган ҳолда (92.2) формула ёрдамида денгизнинг чуқурлиги аниқланади. Кема йўлидаги тўсиқقا қадар бўлган масофани аниқлашда ишлатиладиган ультратовуш локатор ҳам шундай ишлайди.

Баъзи бир ҳайвонлар, масалан, кўршапалакнинг ультратовуш локатор принципида ишлайдиган органга эга бўлиши уларга қоронфиликда яхши мўлжал олиш имконини беради. Дельфинлар ҳам мукаммал ультратовуш локаторга эга.

Ультратовушдан металл буюмлардаги нуқсонларни аниқлашда фойдаланилади. Фаннинг ультратовуш дефектоскопия йўналиши буюмлардаги нуқсонларни ультратовуш ёрдамида аниқлашга асосланган. Ультратовуш суюқлик орқали ўтганда суюқлик зарралари катта тезланиш олади ва суюқликда турган турли жисмларга кучли таъсир кўрсатади. Бундан ҳар хил кристаллар ҳосил қилиш, эритмалар тайёрлаш, диффузия қилиш, деталларни ювиш, жуда қаттиқ ва мўрт жисмларни кесиш ва механик ишлов беришда кенг фойдаланилади. Тиббиётда диагностика, ультратовуш хирургияси, микромассаж соҳаларида ультратовуш қурилмалари муваффақиятли ишлатилмоқда.

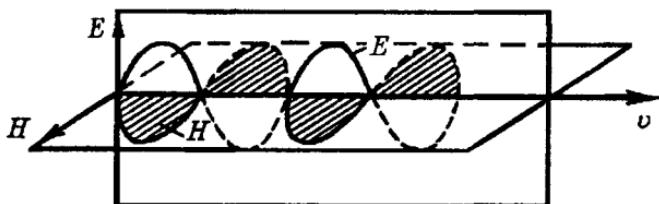
93-§. Электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш, узатиш ва қабул қилиш

Тебраниш контурида электр майдон энергиясининг магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергиясининг электр майдон энергиясига даврий айланishiда электромагнит тебранишлар ҳосил бўлишини 88-§ да кўриб ўтган эдик. Электромагнит тебранишлар маълум энергияга эга бўлиб, улар ҳар доим электромагнит тўлқинларни юзага келтиради.

Электромагнит майдон назарияси 1860 йили инглиз физиги Максвелл томонидан берилган. Бу назарияга кўра, фазонинг бирор нуқтасида вужудга келган тез ўзгарувчан магнит майдони шу майдонга қўшни нуқталарда тез ўзгарувчан уюрмали электр майдонни юзага келтиради, бу майдон ўз навбатида қўшни нуқталарда тез ўзгарувчан магнит майдонни ҳосил қиласи ва ҳ.к. Электр ва магнит майдонларнинг ўзгариши ҳар қайси кейинги нуқтада олдинги нуқтадагига қараганда бир оз кечикиб содир бўлади. Бошқача айтганда, агар бирон соҳада электромагнит майдон ҳосил қилинса, у ҳолда ушбу майдондан барча томонга маълум тезликда электромагнит тўлқинлар тарқалиши керак. Максвелл назариясига биноан электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенг бўлиб, унинг сон қиймати $c = 299792458 \text{ m/s} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ га тенг. Агар электромагнит тўлқин вакуумда эмас, балки магнит сингдирувчанлиги μ ва диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ бўлган бир жинсли мұхитда тарқалаётган бўлса, у ҳолда унинг тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлиги c дан $\sqrt{\mu\epsilon}$ марта камаяди, яъни

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (93.1)$$

Максвелл назариясида таъкидланишича, электромагнит тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар бўлиб, ўзаро перпендикуляр бўлган \vec{E} ва \vec{H} векторлари тўлқиннинг тарқалиш тезлиги ϑ га перпендикуляр текисликларда ётади (225-расм). Электромагнит тўлқинда \vec{E} ва \vec{H} векторларнинг тебранишлари доимо бир хил фазада содир бўлади. Электр

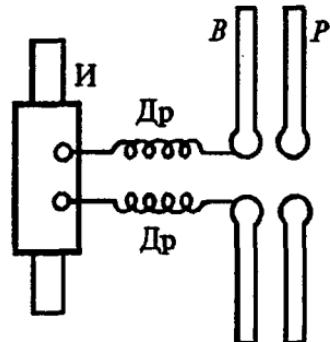


225-расм.

ва магнит майдонлар бир-бирлари билан узвий боғланган ва улар ягона электромагнит майдонни юзага келтиради. Шундай қилиб, даврий равишда ўзгарадиган электромагнит майдоннинг тарқалиш жараёни *электромагнит тўлқин деб аталади*, деган холосага келамиз.

Максвеллдан кейин тез орада (1888 йили) немис олими Г. Герц (1857—1894) электромагнит тўлқинларнинг мавжудлигини тажрибада исботлади. Герц ўз тажрибаларида ёпиқ контур ўрнига учлари юқори кучланишли ўзгармас ток манбаига уланган ва учлари орасида кичик ҳаво бўшлиғи қолдирилган иккита металл стержендан иборат очиқ контурдан фойдаланди. Электромагнит тўлқинлар чиқарадиган бундай очиқ контурни *вибратор* деб номлади. Вибраторнинг тебранишларига мос равишда тебранувчи контур *резонатор* дейилади.

Электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш учун Герц *B* вибраторни *I* индикаторга улаган (226-расм). Вибраторни ташкил этган металл стерженлар орасидаги кучланиш етарлича катта қийматга эришганда учлар орасида учқун ҳосил бўлади. Бунинг натижасида вибраторда сўнувчи тебраниш юзага келади. Учқун сўнгач, вибратор занжирни узилади ва яна *I* ўзгармас ток манбаидан зарядланади, сўнгра яна учқун пайдо бўлади ва ҳ.к. Ҳар бир учқун пайдо бўлишида ҳосил бўлган юқори частотали ток тебранишлари ўзгармас ток манбаи бўлган *I* индикаторга ўтиб кетади.



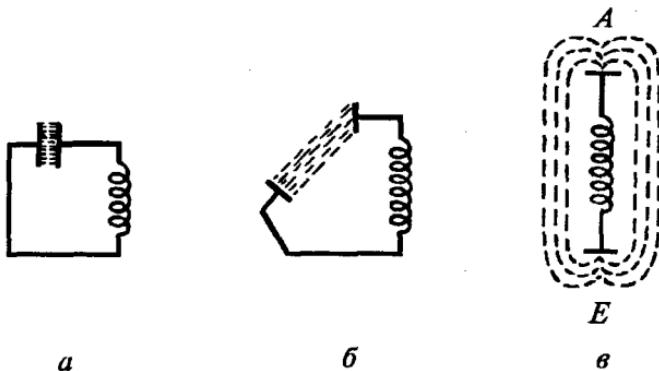
226-расм.

маслиги учун *Др* дроселлар қўйилади. Шунинг учун ҳосил бўладиган юқори частотали тебранишлар *Р*езонаторга узатилади. Вибратор ва резонатор бир хил хусусий тебранишлар частотасига эга бўлганда резонанс ҳодисаси кузатиласди. Шундай қилиб, вибраторда ҳосил қилинган электромагнит тўлқин маълум масофада турган резонаторга узатиласди.

Герц ўз тажрибасида тўлқин узунлиги 3 м бўлган электромагнит тўлқин ҳосил қилди. Кейинчалик қисқа тўлқин ва ультрақисқа тўлқин узунликли электромагнит тўлқинлар олишга эришилди. Тажрибада Герц электромагнит тўлқин қўндаланг тўлқин табиатига эга эканлигини ва унинг тарқалиш тезлиги ёруғлик тезлигига тенг эканлигини исбот қилди. Бу билан у ёруғликнинг электромагнит тўлқин табиатига эга эканлигини ҳам кўрсатди. Герц электромагнит тўлқинларнинг қайтиши, синиши, интерференцияси, дифракцияси ва қутбланишини текшириб, оптиканинг барча қонунлари электромагнит тўлқинлар учун ўринли эканлигини тажрибада исботлади.

Герцнинг электромагнит тўлқинларга оид ишлари билан танишган А.С. Попов (1850—1906) бу ҳодисаларни чуқурроқ ўрганди. У 1895 йилнинг бошида электр тебранишларни сезадиган ва қайд қиласиган ҳамда электр сигнални симсиз узатишга яроқли асбоб яратди. Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш учун Попов икки электрод орасига майда металл қиринди куқуни жойлаштирилган шиша трубкадан фойдаланди. 1895 йил 7 майда Петербургда рус физика-химия жамияти физика бўлимининг кенгашида Попов ўз ихтироси тўғрисида илмий маъруза қилди ва уни намойиш қилиб берди. Тарихда биринчи бўлиб радиоалоқа амалга оширилди ва 250 м масофага “Генрих Герц” сўзи, узатилди. Бу воқеани нишонлаш учун 7 май “Радио куни” деб белгиланган.

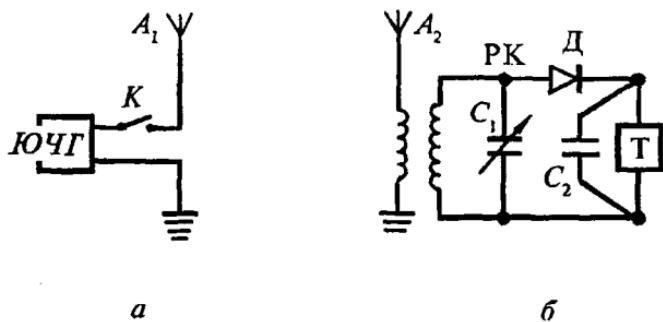
Тебраниш контурида электр ва магнит майдонлар фазода бир-биридан ажралган бўлиб, электр майдонлар конденсатор қопламалари орасида, магнит майдони эса фалтак ичига тўплланган (218-расмга қ.). Шунинг учун бу кўринишдаги контурда энергияни ниҳоятда оз қисмигина контур атрофидаги фазода электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Контурнинг тебраниш даври *T* қанчалик



227-расм.

кичик бўлса, энергиянинг шунчалик кўпроқ қисми электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Тебраниш даврини камайтириш учун (88.1) ифодага кўра, контурнинг сифими ва индуктивлигини камайтириш лозим. Бунинг учун ёпиқ контур (227-а расм) даги конденсатор қопламаларини бир-биридан узоқлаштириб (227-б расм), очик контур (227-в расм) ҳосил қилиш керак. Бироқ бундай ҳолда ҳам нурланадиган электромагнит тўлқинларнинг интенсивлиги амалий мақсадлар учун етарли бўлмайди. Попов контур ҳосил қиласидиган нурланиш қувватини оширишнинг анча самарали усулини топди. У контурни ўзгартирмасдан, фалтакнинг бир уни E ни Ерга улади, иккинчи A учига эса вертикал сим улади. Электромагнит нурланишларнинг қувватини ошириш ва электромагнит тўлқинларни қабул қилиш учун тебраниш контурига уланган бундай курилмани *антенна* деб атади. Попов антенна ёрдамида вибраторнинг нурланиш қувватини ва резонаторнинг сезгирилигини бир неча марта орттириди. Шу усул билан электромагнит тўлқинлар ёрдамида узоқ алоқа принципи ўрнатилди.

Тез орада радиотелеграф алоқа, яъни сигналларни телефон ёрдамида эшитиб қабул қилиш усули яратилди. Бунда сўзларни узатиш ва қабул қилиш Морзе алифбоси ёрдамида амалга оширилди. Попов шу усул билан ахборотларни ўнлаб километрга узатишга эришди. Радиотелеграф алоқанинг энг содда схемаси 228-расмда келтирилган. Схема икки қисмдан — узатувчи (228-а расм) ва қабул қилувчи



228-расм.

(228-б расм) қисмлардан иборат. Узаткич юқори частотали генератор (ЮЧГ) дан иборат бўлиб, A_1 антеннага ва ерга уланган. K калит ёрдамида Морзе алифбосининг тире ва нуқталарига мос келадиган қисқа ва узун сигналлар юбориш мумкин. Узаткичдан узоқ масофада электромагнит тўлқинларни қабул қилувчи приёмник туради. Электромагнит тўлқинлар A_2 антеннада ўзгарувчан Э.Ю.К.ни вужудга келтиради ва тебраниш контурида электромагнит тебранишлар юзага келади.

Ўзгарувчан сифимли C конденсаторнинг сифими ўзгарилиб, электромагнит тўлқинни қабул қилувчи приёмникнинг частотаси узаткич частотасига резонанс қилиб созланади. Приёмник контурида ҳосил бўладиган тебранишлар D детекторга берилади, детектор эса ўзгарувчан токни тўғрилаб, ўзгармас токка айлантиради. Детекторланган ток ёзиб оловучи қурилмаси бўлган телеграфнинг электромагнитига ёки T телефонга юборилади. Бу телефонга параллел қилиб C_2 блокировка конденсатори уланган бўлиб, у даврнинг биринчи ярмида зарядланади, иккинчи ярмида эса телефон ёки телеграф орқали разрядланади.

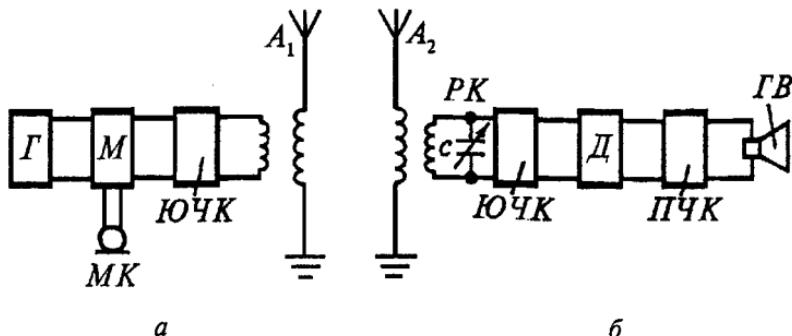
Товуш паст частотали тебраниш ҳисобланади. Паст частотали тебранишни фазога тарқатувчи антенналар куриш мумкин эмас. Шунинг учун товушнинг тебраниш частотасини бирор усул билан юқори частотали (229-а расм) тебранишга юклаш керак, у эса бу тебранишларни узоқ масофага олиб боради. Юқори частотали тебранишларни паст частотали тебранишларга мос ҳолда бошқариш *модуляциялаш* дей-

илади. Модуляциялаш жараёни икки хил бўлади. Юқори частотали элтувчи тўлқин амплитудаси товуш ёки мусиқа тўлқини амплитудасида ўзгартирилса, бундай модуляция амплитудавий модуляция дейилади (229-б расм).

Модуляцияда амплитуда ўзгармасдан қолиб, частотанинг ўзгариши юз берса, бундай усул частотавий модуляция дейилади (229-в расм). Айрим ҳолда бир вақтнинг ўзида товуш тўлқинининг ҳам амплитудаси, ҳам частотаси ўзгариши мумкин (229-г расм).

Қабул қилиш станцияларида модуляцияланган юқори частотали тебранишлар радиоприёмник антеннаси билан қабул қилинади, кучайтирилади ва детекторланади. Детекторлаш жараёнида товуш тўлқинлари юқори частотали тўлқинлардан ажратиб олинади. Сўнгра товуш тўлқинлари кучайтирилади ва эшитилади.

Радиотелефон алоқанинг блок схемаси 230-расмда келтирилган бўлиб, у узатгич (а), қабул қилгич (б)лардан иборат. Узатгич Γ сўйнмас тебранишли генератор, MK микро-



230-расм.

фон ёрдамида тебраниш модуляцияси содир бўладиган *M* модулятор, *ЮЧК* – юқори частотали тебранишлар кучайтиргичи ва *A₁* антеннадан иборат.

Қабул қилгич таркибига *A₂* антенна, *РК* резонанс контури, *ЮЧК* – юқори частотали тебранишларни кучайтиргич, тебранишларни тўғриловчи *D* детектор, *ПЧК* – паст частотали тебранишлар кучайтиргичи ва *ГВ* карнай киради.

Радиотўлқинлар антеннадан барча йўналишларда тарқалади. Радиотўлқинларнинг Ер сиртига параллел тарқаладиган қисми турли тўсиқларда қисман ушланиб қолади ва уларнинг тарқалиш масофаси 100-150 км дан ошмайди. Радиотўлқинларнинг фазода тарқалган қисми Ер сиртидан 60-200 км масофада жойлашган ионлашган газ қатламидан қайтади. Шунинг учун қисқа тўлқинли радиотўлқинлар узокроқ масофаларга узатилади. Тунда ўрта ва узун тўлқин узунликли тўлқинлар ҳам ионлашган газ қатламидан қайтиши мумкин. Шу сабабли тунда кундузгига қараганда жуда катта масофалардан ҳам эшиттиришларни тиниқ қабул қилиш мумкин.

1897 йилда Попов радиоалоқа тажрибасини ўтказаётганда кемадан электромагнит тўлқинлар қайтишини пайқаган. Бу ҳодиса радиолокация учун, яъни электромагнит тўлқинларни қайтарувчи жисмларнинг фазодаги ўрнини аниқлаш учун асос қилиб олинган. Радиолокацион қурилманинг ишлаши худди аввалги мавзуда кўрилган ультратовуш локаторлари сингари электромагнит акс-садони ҳосил қилишга асосланган. Радиолокация учун миллиметрли ва сантиметрли қисқа тўлқинлардан фойдаланилади. Радиолокация қурилмалари марказига қисқа тўлқинлар нурлатгичи жойлаштирилган прожекторни эслатувчи маҳсус антенна билан жиҳозланади. Бу антеннанинг ўзи тўсиқдан қайтган нурланиш импульсларини қабул қилиш учун ҳам хизмат қиласди. Радиолокациядан самолётларнинг учиш баландликларини аниқлашда ва ёмон кўринувчанликда қўнишни амалга оширишда, кемаларда тўсиқларни сезиш учун, астрономияда осмон жисмларигача бўлган масофани ўлчашда фойдаланилади.

Бизни ўраб турган фазо электромагнит тўлқинлар билан тўлиб кетган. Осмондаги Кўёш ва юлдузлар, бизни ўраб



231-расм.

олган жисмлар ва жониворлар, радиостанция ва телевизион ўтказгичлар антенналари электромагнит түлқинларни тарқатади. Тебраниш частоталарига қараб бу түлқинлар турлича номланади (231-расм): радиотүлқинлар, инфрақизил нурлар, кўринадиган ёруғлик, ультрабинафа ша нурлар, рентген нурлари, γ -нурлар. Шкалада келтирилган электромагнит түлқинлар ягона табиатга эга бўлиб, бир-бираидан факат энергияси билан фарқ қиласди. Электромагнит түлқинларнинг турли-туман хусусиятларидан фан ва техниканинг ҳар хил соҳаларида тобора кенгроқ фойдаланилмоқда.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Гармоник тебраниш деб қандай тебранишга айтилади?
2. Тебраниш амплитудаси, даври, частотаси ва фазалар фарқини тушунтириб беринг.
3. Механик ва электр тебранишлари орасидаги ўхшашликни кўрсатинг.
4. Тебраниш контури қандай элементлардан ташкил топган?
5. Автотебраниш системаларидан амалда фойдаланишга мисоллар келтиринг.
6. Сигум ва индуктив қаршиликларнинг ток частотасига боғлиқлигини тушунтиринг.
7. Қандай түлқинлар югурувчи түлқинлар дейилади?
8. Түлқинлар учрашганда интерференция ҳодисасининг кузатилиш шарти нимадан иборат?
9. Ультратовушни ҳосил қилиш усувлари ва ундан фойдаланиш истиқболларини айтиб беринг.
10. Радиотелефон алоқада модуляциялаш ва демодуляциялаш принципларини тушунтиринг.

ФОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР

1. **И. А. Каримов.** «Баркамол авлод Ўзбекистон тараққиётининг пойдевори». Т. «Шарқ». 1997.
2. «Кадрлар тайёрлаш бўйича миллий дастур» (махсус курс).
3. **С. З. Фуломиддинов** таҳрири остида. Т. 1997.
3. «Ўзбекистон Республикаси олий таълим мининг меъёрий ҳужжатлари. Олий таълим мининг давлат таълим стандарти». **Т. Т. Риқсиев** таҳрири остида. Т., 2001.
4. **М. Исмоилов, П. Ҳабибуллаев, М. Халиулин** «Физика курси». Т. «Ўзбекистон», 2000 й.
5. **Э. Н. Назиров, З. А. Худайберганова, Н. Х. Сафиуллина.** «Механика ва молекуляр физикадан практикум». Т. «Ўзбекистон». 2001.
6. **А. Тешабаев, С. Зайнобиддинов, Ш. Эрматов.** «Қаттиқ жисм физикаси», Т. «Ўзбекистон», 2001.
7. **Назаров Ў.** Физика курси, II-том. Т. «Ўзбекистон», 2002.
8. **С. Зайнобиддинов, Х. Т. Акромов.** «Ярим ўтказгичлар параметрларини аниқлаш усуслари». Т. Ўзбекистон. 2001 й.
9. **Кл. Э. Суорц.** «Необыкновенная физика обычных явлений». М., 1996.
10. **Ж. Б. Мэрион.** «Общая физика с биологическими примечаниями», М., 1996 й.
11. **Serway R. A. Physics For Scientists and Engineers.** (Saunders College Publishing) SCP., 1990.
12. **Sürat B. Physics p.1-3. Istanbul 1997.**
13. **Isayev M.Sh. Physics For Engineering.** P.I, II. T., 2002.
14. **Isayev M.Sh. Problems in General Physics.** p.I. T. 2002.

ТАЯНЧ ТУШУНЧАЛАР

Кинематика — механиканинг ҳаракатни юзага келтирувчи сабабларсиз ўрганадиган бўлими.

Динамика — механиканинг ҳаракатни уни юзага келтирувчи сабаблар билан бирга олиб ўрганадиган бўлими.

Механик ҳаракат — жисмнинг фазодаги вазияти ўзгариши.

Саноқ системаси — жисмнинг вазиятини аниқловчи координаталар системаси.

Моддий нуқта — текширилаётган масофага нисбатан жуда кичик бўлган абстракт нуқта.

Траектория — моддий нуқтанинг ҳаракат давомида қолдирган изи.

Скаляр катталик — фақат сон қиймати билан характерланадиган катталик.

Вектор катталик — ҳам сон қиймати, ҳам йўналишига эга бўлган катталик.

Тезлик — вақт бирлигига босиб ўтилган йўл катталиги.

Тезланиш — вақт мобайнида тезликнинг ўзгариши.

Бурчак тезлик — вақт бирлигига бурилиш бурчагининг ўзгариши.

Айланиш (тебраниш) даври — бир марта тўлиқ айланиш (тебраниш) учун кетган вақт.

Айланиш (тебраниш) частотаси — вақт бирлиги ичидаги айланишлар (тебранишлар) сони.

Бурчак тезланиш — вақт бирлиги ичida бурчак тезликнинг ўзгариши.

Классик (норелятивистик) механика — кичик тезликли ва катта массали жисмлар механикаси.

Квант (релятивистик) механика — катта тезликли жисмлар механикаси.

Куч — жисмларнинг бир-бирига кўрсатадиган таъсир миқдори.

Масса — жисмнинг инертлик ўлчови.

Зичлик — ҳажм бирлигидаги масса.

Импульс — массанинг тезликка кўпайтмаси.

Куч импульси — кучнинг таъсир вақтига кўпайтмаси.

Иш — кучнинг кўчиш масофасига кўпайтмаси.

Қувват — вақт бирлигига бажарилган иш.

Кинетик энергия — ҳаракат энергияси.

Потенциал энергия — ўзаро таъсир энергияси.

Майдон — ҳар қандай таъсирни узатувчи моддий муҳит.

Гравитацион — ўзаро тортишувчи.

Оғирлик — осмага бўлган босим кучи.

Куч елкаси — айланиш ўқидан куч айланиш нуқтасигача бўлган масофа.

Куч моменти — кучнинг куч елкасига кўпайтмаси.

Импульс моменти — импульсиning радиусга кўпайтмаси.

Инерция моменти — жисм массасилинг ундан айланиш ўқига-ча бўлган масофа квадратига кўпайтмаси.

Гирискол — инерция ўқи атрофида катта бурчак тезликда айланувчи массив қаттиқ жисм.

Градиент — бирор миқдорининг масофа бўйича ўзгариши.

Ламинар оқим — сокин оқим.

Турбулент оқим — уюрмали оқим.

Молекула — модданинг барча хоссаларини сақлаб қолган энг кичик зарра.

Температура — модданинг исиганилик даражасини кўрсатувчи катталик.

Термодинамик система — макроскопик жисмлар тўплами.

Вакуум — сийраклашган газ.

Идеал газ — жуда сийраклаштирилган газ.

Изотермик — ўзгармас температурада.

Изабарик — ўзгармас босимда.

Изохорик — ўзгармас ҳажмда.

Адиабатик — иссиқлик алмашмайдиган.

Эркин югуриш йўл узунлиги — молекуланинг бир урулишдан иккичи тўқишишгача ўтадиган йўл узунлиги.

Атмосфера босими — Ер сиртининг 1 см^2 га ҳаво устунининг берадиган босими.

Альтиметр — самолётларда баландликини ўлчовчи асбоб.

Диффузия — чегарадош моддаларнинг ўзаро бир-бирига кириб кетиши.

Газ молекуласининг эркиилик даражаси — газ ҳолатини тўла аниқловчи координаталар сони.

Энтропия — система ҳолатини характерловчи функция.

Энталпия — газнинг иссиқлик функцияси.

Ҳавонинг намлиги — атмосферада сув буглари миқдорини кўрсатувчи катталиқ.

Шудринг нуқтаси — сув буғи тўйинадиган температура.

Ареометр — суюқликнинг зичлигини аниқловчи қурилма.

Сирт таранглик кучи — суюқлик сиртини қисқартиришга интилевчি куч.

Кристаллар — атомлари тартибли жойлашган моддалар.

Аморф жисмлар — атомлари тартибсиз жойлашган моддалар.

Учламчи нуқта — модданинг учта фазасининг мувозанатига мос келувчи нуқта.

Электр заряди — жисмларнинг электромагнит таъсирини аниқловчи катталиқ.

Нуқтавий заряд — ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан жуда кичик бўлган заряд.

Синов заряди — текширилаётган электр майдонининг хусусиятини деярли ўзгартирмайдиган мусбат нуқтавий заряд.

Электр майдон кучланганлиги — бир бирлик мусбат синов зарядига таъсир қилувчи куч.

Электр диполи — миқдораи тенг, қарама-қарши ишорали зарядлар системаси.

Электростатик майдон — ҳаракатсиз зарядлар электр майдони.

Потенциаллар айрмаси — бир бирлик мусбат зарядни электростатик майдонининг бир нуқтасидан иккичи нуқтасига кўчириша бажарилган иш.

Эквипотенциал сирт — бир хил потенциалли сирт.

Ўтказгичлар — электр токини яхши ўтказувчи моддалар.

Диэлектриклар — электр токини ўтказмайдиган моддалар.

Конденсатор — иккита ўтказгичдан ташкил топган қурилма.

Электр ғигими — конденсатор қопламаларидағи бир бирлик кучланишга тўғри келадиган заряд миқдори.

Диэлектрикнинг кутбланиши — мусбат ва манфий зарядларнинг бир-биридан силжиши.

Пьезоэлектрик эффект — механик деформацияланганда кристалл сиртида қутбланган зарядларнинг ҳосил бўлиши.

Электр токи — электр зарядларининг тартибли ҳаракати.

Ток кучи — ўтказгичнинг кўндалаиг кесимидан вақт бирлигидан ўтган электр заряд миқдори.

Ампер — ток кучи бирлиги.

Амперметр — ток кучили ўлчовчи қурилма.

Ток зичлиги — ўтказгичнинг бир бирлик кўндаланг кесим юзидаи ўтган ток кучи.

Кучланиш — бир бирлик мусбат зарядни ўтказгич бўйлаб кўчириша бажарилган иш.

Вольт — кучланиш бирлиги.

Вольтметр — кучланишини ўлчовчи қурилма.

Қаршилик — ўтказгич учларидағи кучланишнинг ток кучига нисбати.

Ом — қаршилик бирлиги.

Омметр — қаршиликни ўлчовчи қурилма.

Ўтказувчанлик — қаршиликка тескари бўлган катталик.

Сименс — ўтказувчанлик бирлиги.

Электр токининг қуввати — вақт бирлигидан токнинг бажарган иши.

Ватт — қувват бирлиги.

Фойдали иш коэффициенти — бажарилган фойдали ишнинг умумий ишга нисбати.

Электролиз — электролитдан электр токи ўтганда модда ажралиш ҳодисаси.

Диссоциация — молекулаларнинг ионларга ажралиши.

Электрокимёвий эквивалент — электролитдан бир бирлик электр зариди ўтганда электродда ажralадиган модда массаси.

Плазма — юқори даражада ионлашган мусбат ва манфиий ионлари миқдори тенг бўлган модданинг тўртинчи ҳолати.

Ампер кучи — магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсир кучи.

Лоренц кучи — магнит майдонининг ҳаракатланувчи зарядга таъсир кучи.

Тороид — марказлари айлана бўйлаб жойлашган бир хилдағи айланма токлар системаси.

Магнит занжирлар — магнит индукция оқими ўтадиган магнетиклар түплами.

Электромагнит майдон — магнит майдонининг ўзгаришидаи ҳосил бўладиган электр майдон.

Индукцион ток — электромагнит майдондаги ўтказгичда ҳосил бўлган ток.

Ўзиндукион ҳодисаси — контурдаги токнинг ўзгариши натижасида контурнинг ўзида индукцион Э.Ю.К.нинг ҳосил бўлиши.

Интуктивлик — фалтақдан бир бирлик ток ўтгаида юзага келадиган магнит индукция оқими.

Ўзаро индукция — фалтақлардан бирида бирлик вақт мобайнида ток кучи бир бирликка ўзгарганда иккинчи фалтақда юзага келувчи индукцион Э.Ю.К.

Трансформатор — ўзгарувчан токнинг кучланиши ва кучини ўзгартириб бера оладиган қурилма.

Нуклонлар — протон ва нейтронлар жуфтлиги.

Изотоплар — протонлар сони бир хил, нейтронлари ҳар хил бўлган атомлар.

Валент электронлар — атомнинг энг ташқи қобигидаги электронлар.

Ўтказувчан электронлар — ток ўтказища қатнашувчи эркин электронлар.

Чиқиш иши — электронни потенциал ўрадан чиқариш учун бажарилган иш.

Термоэлектрон эмиссия — металларни қиздирганда ундан эркин электронларни ажралиб чиқиши.

Монокристалл — бир марказдан ўсган кристалл.

Поликристалл — кўп марказдан ўсган кристалл.

Генерация — ўтказувчан электронларнинг ҳосил бўлиши.

Рекомбинация — ўтказувчан электронларнинг йўқолиши.

Хусусий ўтказувчанлик — кристалл атомлари ҳисобига юзага келадиган ўтказувчанлик.

Аралашма ўтказувчанлик — аралашма атомлари ҳисобига юз берадиган ўтказувчанлик.

Донор аралашмалар — электрон берса оладиган атомлар.

Акцептор аралашмалар — электрон оладиган атомлар.

Ферми сатҳи — электронининг топиш эҳтимоли яримга тенг бўлган сатҳ.

Диод — икки электродли электрон лампа.

Триод — уч электродли электрон лампа.

Тетрод — тўрт электродли электрон лампа.

Пентод — беш электродли электрон лампа.

Гальваномагнит ҳодисалар — электр ва магнит майдонлари-нинг бир вақтда таъсир қилишидаги ҳодисалар.

Термоэлектрик ҳодисалар — температура фарқи туфайли ку-затиладиган электр ҳодисалар.

Аккумуляторлар — ток ўтказилганида электр энергия манбанига айланадиган қурилмалар.

Тебраима ҳаракат — такрорланиш хоссасига эга бўлган ҳара-кат.

Тўлқин — тебранишларининг эластик муҳитда тарқалиши.

Магнитострикция — магнит майдонида ферромагнетикнинг деформацияланиши.

МУНДАРИЖА

Сўз боши	3
Кириш	5
1-§. Материя. Фазо ва вақт	5
2-§. Физик катталиклар ва уларни ўлчаш. Халқаро бирликлар системаси	9

I қисм МЕХАНИКА

I боб. Кинематика

3-§. Механик ҳаракат. Саноқ системаси.	
Моддий нуқта траекторияси. Кўчиш ва йўл	14
4-§. Тезлик, ўртача ва оний тезликлар. Тезликларни ўлчаш	17
5-§. Тезланиш. Нормал ва тангенциал тезланишлар	20
6-§. Бурчакли тезлик ва тезланиш. Чизиқли ва бурчакли катталиклар орасидаги боғланиш	24

II боб. Илгариланма ҳаракат динамикаси

7-§. Куч ва инертилик ҳақида тушунча	27
8-§. Ньютоннинг биринчи қонуни ва унинг баъзи татбиқлари	29
9-§. Ньютоннинг иккичи қонуни ва унинг қўлланиши	35
10-§. Ньютоннинг учинчи қонуни	46
11-§. Ҳаракат импульси. Импульснинг сақланиш қонуни ва унинг баъзи бир татбиқлари	50

III боб. Айланма ҳаракат динамикаси

12-§. Куч моменти	57
13-§. Моддий нуқтанинг айланга бўйлаб ҳаракати. Инерция моменти	59
14-§. Қаттиқ жисмларнинг инерция моментлари	60
15-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси	63

16-§. Моддий нуқта импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни	70
17-§. Қаттиқ жисем импульс моментининг сақланиш қонуни	74
IV боб. Иш, қувват, энергия	
18-§. Иш ва қувват	82
19-§. Энергия турлари	86
20-§. Кинетик энергия	89
21-§. Потенциал энергия	93
22-§. Энергиянинг сақланиш қонуни	96
23-§. Оддий механизмлар. Механиканинг олтин қонуни	101

V боб. Бутун олам тортишиш қонуни

24-§. Табиатда фундаментал күчлар. Ер билан Ойнинг ўзаро таъсир кучи ҳақида	104
25-§. Кеплер қонунлари. Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонуни	108
26-§. Оғирлик кучи. Вазнсизлик ва унинг қўлланиши	115
27-§. Космик тезликлар. Ерининг сунъий йўлдошлари. Табиатда тезликлар	123

VI боб. Суюқлик ва газлар механикаси

28-§. Суюқлик ва газлар босими. Ишлаб чиқариша босимдан фойдаланиш	130
29-§. Тугаш идишлар қонуни ва унинг амалда қўлланилиши	135
30-§. Суюқлик ҳаракати. Узлуксизлик тенгламаси	138
31-§. Бернуlli тенгламаси ва унинг қўлланиши	142

II қисм

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

VII боб. Идеал газнинг молекуляр-кинетик назарияси

32-§. Модда тузилиши ва уни ўрганиш усууллари	148
33-§. Температура ва уни ўлчаш усууллари	150
34-§. Газнинг босими. Вакуум ҳақида тушунча	155
35-§. Идеал газ ва унинг дастлабки қонуниятлари. Газ ҳолат тенгламаси	160
36-§. Газ молекулаларининг тезликлари ва уларгинг Максвелл тақсимот қонуни	166

37-§. Барометрик формула. Больцман тақсимоти	171
38-§. Газларда күчиш ҳодисалари. Диффузия, иссиқлик ўтказувчалик ва ички ишқаланиш ҳодисалари	177
39-§. Идеал газнинг ички энергияси ва унинг эркиниллик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни	183

VIII боб. Термодинамика асослари

40-§. Термодинамиканинг биринчи қонуни ва унинг баъзи жараёшларга татбиқи. Пуассон тенгламаси	186
41-§. Идеал газнинг иссиқлик сигими	190
42-§. Айланма цикл. Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Термодинамиканинг иккинчи қонуни	194
43-§. Иссиқликдвигателлари. Совуткичлар	197
44-§. Карно цикли. Энтропия	202

IX боб. Реал газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисемлар

45-§. Реал газ момкулалари орасидаги ўзаро таъсир	209
46-§. Реал газнинг ҳолат тенгламаси. Ван-дер-Ваальс изотермалари	210
47-§. Реал газнинг ички энергияси. Жоуль—Томсон эффиқти. Газларни суюлтириш	214
48-§. Ҳавонинг намлиги. Намликни ўлчаш	218
49-§. Суюқликларда молекуляр ҳодисалар. Ҳўллаш ва капиллярикка оид амалий масалалар	221
50-§. Қаттиқ жисмнинг тузилиши	227
51-§. Қаттиқ жисмининг иссиқлик сигими	234
52-§. Буғланиш, сублимация, эриш ва қотиш	237
53-§. Фазавий ўтишлар. Учламчи нуқта	242

III қисм ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

X боб. Электр майдон

54-§. Электр зарядлари ва уларнинг ўзаро таъсирни. Кулон қонуни	246
55-§. Электр майдон. Остроградский-Гаусс теоремаси	251
56-§. Электростатик майдон потенциали	256
57-§. Диэлектрикларнинг кутбланиши. Сегнетоэлектриклар. Пъезоэлектрик эффиқт	261
58-§. Электр сигим. Конденсаторлар	266

XI боб. Ўзгармас электр токи

59-§. Электр токининг асосий характеристикалари	273
60-§. Ом қонуни. Ўтказгичнинг қаршилиги	277
61-§. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати. Жоуль—Ленц қонуни	281
62-§. Электр юритувчи күч. Берк занжир учун Ом қонуни	288
63-§. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қондалари	292

XII боб. Магнит майдон

64-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси	297
65-§. Ернинг магнит майдони. Магнит бўрони	303
66-§. Био-Савар-Лаплас қонуни	306
67-§. Ампер қонуни. Парапел токларнинг ўзаро таъсири	309
68-§. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонидаги ҳаракати	314
69-§. Моддаларнинг магнит хоссалари. Диамагнетиклар, параметиклар ва ферромагнетиклар	324
70-§. Магнит занжирлар ва уларнинг қўлланиши	333

XIII боб. Электромагнит индукция

71-§. Фарадей тажрибалари	339
72-§. Электромагнит индукциянинг асосий қонуни	342
73-§. Ўзиндукция ва ўзароиндукция ҳодисалари	347
74-§. Трансформаторлар	350
75-§. Генераторлар ва двигателлар	355
76-§. Уч фазали ток	361

XIV боб. Моддаларнинг электр ўтказувчанлиги

77-§. Металларда электр токининг табиати	365
78-§. Металларнинг классик электрон назарияси	367
79-§. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси	374
80-§. Икки электродли ва уч электродли электрон лампалар	378
81-§. Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги	385
82-§. Металларда ва ярим ўтказгичларда Холл эффекти	393
83-§. Ярим ўтказгичли диодлар ва транзисторлар	399
84-§. Термоэлектрик ҳодисалар ва уларнинг қўлланиши	405
85-§. Электролитларда электр токи	412
86-§. Газларда электр токи	422

XV боб. Тебраниш ва тўлқинлар

87-§. Механик тебранишлар	433
88-§. Тебраниш контури. Электромагнит тебранишлар	437
89-§. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Ўзгарувчан ток	440

90-§. Ўзгарувчан ток учун Ом қонуни	444
91-§. Түлқинларнинг эластик мұхитда тарқалиши	448
92-§. Товуш ва ультратовуш	452
93-§. Электромагнит түлқинларни ҳосил қилиш, узатиш ва қабул қилиш	458
Фойдаланилған адабиётлар	466
Таянч тушунчалар	467

Т. Турғунов

АМАЛИЙ ФИЗИКА

Мұхаррир *M. Нұлатова*

Расмлар мұхаррири *Х. Мәхмөнов*

Техник мұхаррир *У. Ким*

Мусақхың *Ш. Орнотова*

Компьютерда сақиfalовчи *Г. Отаскевич*

Теришга берилди 13.02.2003. Босишига рухсат этилди 22.12.03. Бичими
84 × 108^{1/32}. Офсет босма усулида босилди. Шартли босма т. 25,2.
Нашр т. 22,10. Нусхаси 1500. Буюртма № 17
Баҳоси шартнома асосида.

“Ўзбекистон” нашриёти, 700129, Тошкент, Навоий кўчаси, 30.
Шартнома № 70-2002.

Ўзбекистон Матбуот ва ахборот агентлигининг
Faafur Fулом номидаги нашриёт-матбаа ижодий ўйи.
700128. Тошкент, У. Юсупов кўчаси, 86.

22.3

Т 60

Турғунов Т.

Амалий физика.: Олий техника ўқув юртларининг бакалаврлари учун дарслик. —Т.: «Ўзбекистон», 2003 — 480 б.

ББК 22.3я73