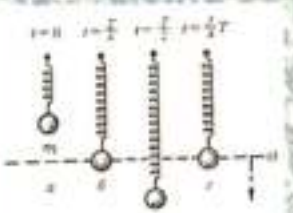
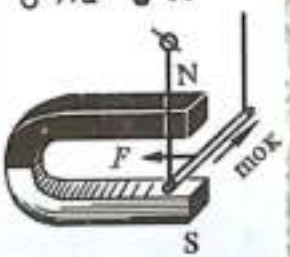
Тўхтапўлат Тургунов

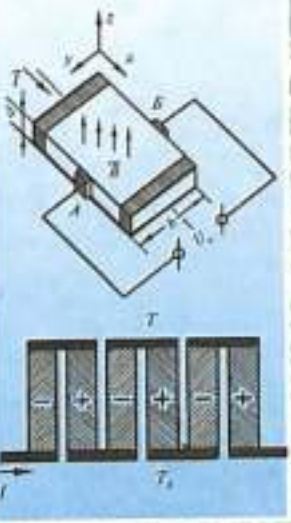
АМАЛИЙ ФИЗИКА

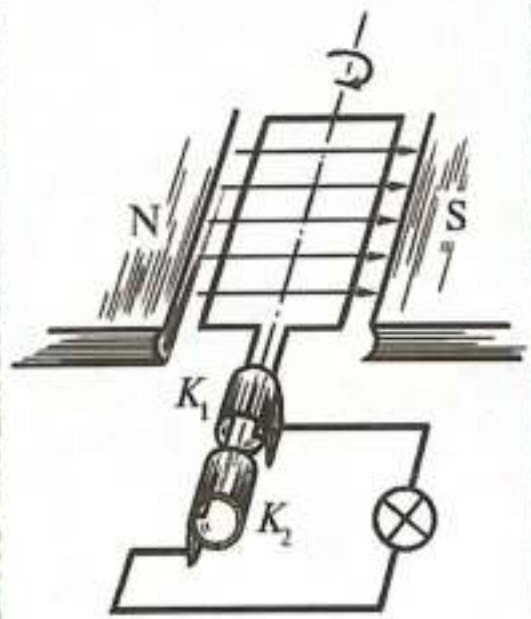












"ЎЗБЕКИСТОН"

22.3
T-60

ТЎХТАПЎЛАТ ТУРҒУНОВ

АМАЛИЙ ФИЗИКА

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

355372

ТОШКЕНТ «ЎЗБЕКИСТОН» 2003

TERMIZ DAVLAT UNIVERSITETI
DENOV FILIALI ARM
714

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-кетлигида 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 коллеж физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

Т $\frac{1604030000\text{-}102}{M351(04)2003}$ 2003

ISBN 5-640-02955-2

© «ЎЗБЕКИСТОН» нашриёти, 2003.

Падари бузрукворим Турғунбой ота ва волидаи муҳтарамам Жаннатой 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 маърузалар асосида яратилган «Амалий физика» дарслиги талабаларининг 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-кетлигида 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. Тажриба натижаларини умумлаштирилишидан кўрилиши керак бўлган қонунининг асосий мазмуни келиб чиқади. Қисқа ва содда математик амаллар орқали қонунининг назарий ифодаси берилган бўлиб, кўп ҳолда натижавий ифода келтириб чиқарилмайди. Китобнинг асосий қисмини ҳар бир мавзунинг охирида берилган муайян қонунининг кундалик турмушда, саноатда ва қишлоқ хўжалигининг айрим тармоқларидаги амалий татбиқи эгаллаган. Умумий физикадан ўрта мактаб ҳажмида маълумоти бўлган ҳар бир ўқувчи китобни қийналмай тушуна олади.

«Амалий физика» дарслиги олий ўқув юртлари бакалаврлари 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, дарахтлар 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 баъзиларини тўғридан-тўғри сезги органларимиз орқали сезамиз, баъзиларини (электромагнит нурланишлар, гравитация майдон ва бошқалар) эса махсус 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 катакчалар бирикмасидан тузилган. Ҳар бир катакчада 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 ҳукм сурган эди. Ньютон ўзининг «Натурал фалсафанинг математик асослари» асарида «нисбий» ва «абсолют» фазо тушунчаларига таянган: «абсолют» фазо абадий бўлиб, материя ва вақтга боғлиқ эмас, «нисбий» фазо эса «абсолют» фазодаги модлий жисмларнинг нисбий ҳолати билан аниқланади деб тушунган.

XIX аср иккинчи ярми ва XX аср бошларида 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 бир-биридан узоқ масофаларда жойлашган жисмлар «абсолют

1-жадвал

Табиатдаги масофалар

10^{26} 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	Қуёш ва Ер орасидаги масофа
10^{8} м	Ер ва Ой орасидаги масофа
10^{3} м	Телеминора баланлиги
10 м	Дарахтнинг бўйи
10^{-3} м	1 мм
10^{-6} м	Туз заррасининг катталиги
10^{-9} м	Вирусниng 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 модлий жисмлар ҳолатига таъсир кўрсатади ва аксинча, материал борлиқнинг хоссалари бўшлиқнинг хоссаларини белгилайди. Жисмларнинг узоқдан ўзаро таъсири чексиз тезлик билан эмас, балки чекланган тезлик — майдонининг 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 модалар, 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 берали. Фазо ва вақт, ўз навбатида материянинг ўзаро боғланган яшаш шаклларидир. Шуни қайд қилиш лозимки, вақт ва фазо тушунчаларига Ньютон дунёқарашлари 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 Райҳон 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, линзаларнинг 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) ўрганаётган 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 янада ривож топиши учун зарурий бўлган янгидан-янги ўлчов асбоблари, техник қурилмалар ва улар асосида янги илмий-талқиқот усулларини яратишга имкон бермоқда.

Оддий техник асбоблардан тортиб ҳозирги кунда қўлланилаётган 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. Олдий 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 юзидаги барча мамлакатлар ўртасида ўзаро келишиб олинган халқаро бирликлар системаси СИ қабул қилинган. Бунда еттита бирлик — метр, килограмм, секунд, ампер, кельвин, моль, кандела ва иккита қўшимча бирлик — радиан ва стерадиан асосий бирликлар деб қабул қилинган. Механика бўлимидаги 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 яқинида сақланадиган платина билан иридий қотишмасидан тайёрланган махсус намуна стержень (эталон) устида белгиланган иккита параллел чизиқча орасидаги масофа узунлиги

қабул қилинган эди. Кейинги вақтда бу эталон узунлигини ўлчаш аниқлиги ўта аниқ илмий мақсадлар учун етарли бўлмай қолди. Шунинг билан биргаликда мамлакатлар учун узунлик ўлчовини Франциядаги стержень 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 криптон-86 атомининг $2P_{10}$ ва $5d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишининг вакуумдаги тўлқин узунлигидан 1650763,73 марта катта бўлган узунликка тенг. Бирор масофани ўлчаш учун унинг бўйида «1 метр» узунлик бирлигидан неча марта жойлашишини аниқланади. Жисмлар узунлиги майда улушларга (сантиметр, миллиметр) бўлинган чизғич ёрдамида ўлчанади. Нисбатан каттароқ узунликларни тасмасимон ўлчагичлар ёки рулеткалар ёрдамида ўлчаш қулай бўлади. 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 прототипининг массаси қабул қилинган. Бу масса бирлигига нисбатан олинган турли жисмлар массалари қийматлари 2-жадвалда берилган.

2-жадвал

Табиатда массанинг ўзгариши

10^{55} кг	Коинот
10^{41} кг	Бизнинг галактика
10^{30} кг	Қуёш
10^{25} кг	Ер
10^{15} кг	Ой
1 кг	Океан кемаси
10^{-10} кг	1 кг
10^{-20} кг	Ёг томчиси
10^{-26} кг	Уран атоми
	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°С температурадаги тоза сувнинг массасига тенг. Бирор жисмнинг массасини ўлчаш учун уни массалари маълум бўлган тарози тошлари билан таққосланади. Жисмлар массаларини шайинли 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 бошқаларининг массалари одатда, ричагли тарозиларда тортилади.

Аввалларида 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 кунда 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 оралиғи қабул қилинган. Бу вақт бирлиги цезий атомининг 9192631770 марта тўла тебраниши учун кетган вақтни ифодалайди. Замонавий атом (цезий) соатлари секуднинг 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 қилар экан (3-жадвал).

Кундалик турмушда ва техникада вақт оралиғини ўлчаш учун тузилишлари ҳар хил бўлишига қарамай ишлаш принциплари ўхшаш 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 секуднинг 1/20 ва ҳаттоки 1/100 бўлагигача аниқликда ўлчаш имкониятини беради.

3-жадвал

Табиатда вақт оралиқлари

Секундлар	
10^{18}	Коинотнинг ёши
10^{17}	Ернинг ёши
10^{12}	Ибтидоий одамнинг пайдо бўлиши Миср пирамидаларининг ёши
10^{9}	Одамнинг ўртача ёши
10^{8}	1 йил=3,156 · 10^{7} с 1 кун=8,64 · 10^{4} с
10^{3}	Ёруғликнинг Қуёшдан Ерга етиб келиш вақти
1	Юракнинг кетма-кет иккита уришлари орасидаги вақт
10^{-3}	Товуш тўлқинининг тебраниш даври
10^{-6}	Радиотўлқинларнинг тебраниши
10^{-9}	Ёруғлик 30 см масофани ўтади
10^{-12}	Молекуланинг тебраниш даври
10^{-15}	Атом тебраниш даври
10^{-24}	Ядронинг тебраниш даври

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

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

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

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

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

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

I ҚИСМ. МЕХАНИКА

I боб. 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 ҳаракатдир. Бирор жисмнинг бошқа жисмларга нисбатан вазиятининг ўзгариши *механик ҳаракат* деб аталади. Масалан, Ердаги жисмларнинг (вагон, автомобиль, одамлар ва ҳоказо) 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 ғилдирак ҳамда поршенлар ҳаракати, станок элементлари, шкиф ва моторлар ҳаракати, конвейер тасмаси, тасмали ва занжирли узатмалар ҳаракати, юк кранининг қисмлари ҳаракати ва бошқалар.

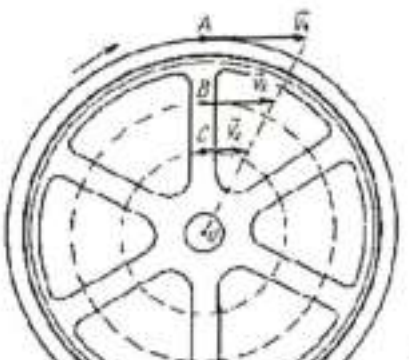
Механик ҳаракат икки содда турга бўлинади: *илгарилама ва айланма* ҳаракат. Жисмнинг ихтиёрий икки нуқтасини туташтирувчи тўғри чизиқ ҳаракат давомида ўз-ўзига параллел равишда кўчса бу жисм илгариланма ҳаракатда бўлган бўлади. Энг оддий тўғри чизиқли илгариланма ҳаракатни транспорт, қишлоқ хўжалик машиналарининг ишлатишда 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

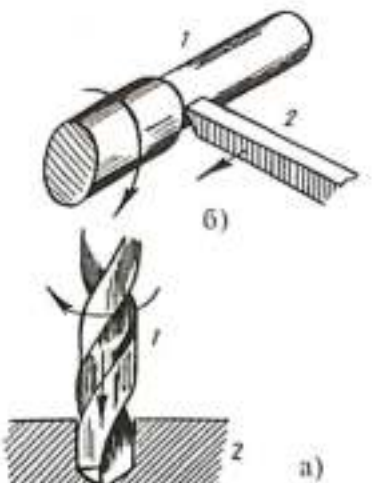
айланалар чизади, айланалар марказлари бир тўғри чизиқ устида ётади; бу тўғри чизиқ эса *айланиш ўқи* бўлиб, у расм текислигига перпендикуляр йўналишда 0 нуқтадан ўтади (1-расм). Айланиш ўқидан узоқлашган сари нуқталарнинг чизиқли тезликлари ортиб боради ($\vartheta_A > \vartheta_B > \vartheta_C$). Қўзғалмас ўқ атрофида дискнинг айланиши, станок шкивининг, маховик 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 қилади (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 қилади ва натижада буюмга маълум ишлов беради. Текисликда думалаётган ғилдиракнинг массалар маркази оддий илгариланма ҳаракат қилса, чекка нуқталари айланма ва илгариланма ҳаракатларда қатнашади.

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



1-расм



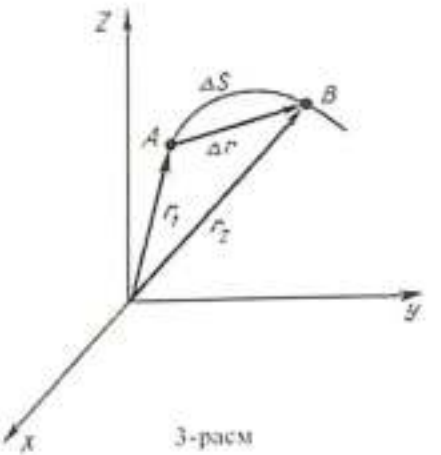
2-расм

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 қилса, 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 кўринади.

Табиатда абсолют тинч турган жисм бўлмайди. Бирор жисмнинг ҳаракатини ўрганиш учун бошқа бирор жисмни 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, дарахт, 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 кўпчилик 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 чизиқ *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, $|\Delta\vec{r}| \le \Delta s$. 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 кундалик 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 қилади (4-жадвал). Босиб ўтилган s йўлнинг шу йўлни босиб ўтиш учун кетган t вақтга нисбати *ўртача тезлик* дейилади:

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

TERMIZ DAVLAT UNIVERSITETI
ARXIV
917
3[illegible]372

4-жадвал

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
Қўл соати секунд стрелкаси учининг ҳаракати	10^{-3} м/с=1 мм/с
Югурувчи спортчи ҳаракати	10 м/с
Теннис 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. Ўртача тезлик қиймати йўлнинг айрим бўлакларида ҳаракат қандай илдамликларда рўй берганликларини биллирмай, механик ҳаракат ҳақида умумий таассурот ҳосил қилади, ҳолос. Лекин ҳаракатнинг ҳар бир дақиқаларида унинг жадаллиги ва йўналишини билиб бўлмайди.

Етарлича кичик dt вақт оралиғида ўртача тезликнинг $d\vartheta$ 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 нуқталаридаги ҳаракатнинг қайси йўналишда боришини кўрсатади. Тезлик вектор катталикдир. Ихтиёрий нуқтадаги оний тезлик қиймати, шу нуқта соҳасида, бир бирлик вақт ичида қанчалик йўл босиб ўтишини кўрсатади. Оний тезлик ифодаси қуйидагига тенг бўлади:

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

Оний тезлик қиймати йўлдан биринчи тартибли олинган ҳосилага тенг бўлиб, унинг йўналиши $\Delta t \to 0$ 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 кўчиш 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:

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

Бундан $\vartheta = \frac{s}{t} = \text{const}$; $\vartheta = \overline{\vartheta} = \vartheta_1 = \vartheta_2 = \ldots$

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

Автомобиль, мотоцикл, поезд ва бошқа жисмлар тезликларини уларда ўрнатилган асбоб — спидометр ёрдамида ўлчанади. Гилдираклар 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 ичида 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 ичида қанчалик ўзгаришини ифодалайди. Бошлангич тезлиги ϑ_0 ва охирги тезлиги ϑ бўлган жисмнинг тезлиги Δt вақт ичида $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0$ га ўзгарган бўлса, ўртача тезланиш қуйидаги ифодадан аниқланади:

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

Δt вақт оралиғидаги ҳар бир дақиқаларлаги оний тезланиши эса

$$\bar{a}_{оний} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\vartheta}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\vartheta}}{dt} \qquad (5.2)$$

ифодадан топилади.

Тезланиш ҳам тезлик каби вектор катталикдир. Унинг йўналиши тезлик орттирмаси $d\vec{\vartheta}$ йўналиши билан аниқланади. Оний тезланиш қиймати тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосилага тенг:

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

яъни, тезланиш қиймати йўлдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг экан. Тезланишининг СИ системасида ўлчов бирлиги (5.1) ифодага кўра метр тақсим секунд квадрат (м/с²) бўлади:

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

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

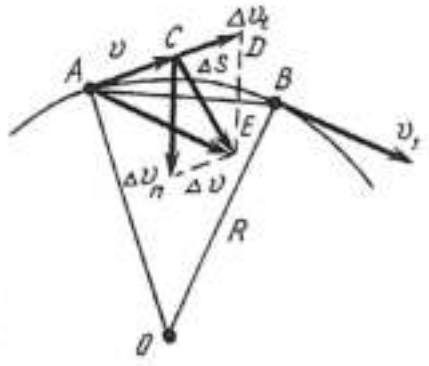
Тўғри чизиқли ҳаракатда тезланиш. Тезлик вектори ҳар бир онларда тўғри чизиқ устида ётади ва унинг йўналиши ўзгармас сақланади, тезликнинг фақат сон қиймати ўзгариши мумкин, халос.

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:

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

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 тезланишлар. Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик векторининг йўналиши албатта ўзгаради ва бу ўзгариш билан боғлиқ алоҳида тезланиш бўлаги 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

гарини билан ва тезлик сон қийматининг ўзгариши билан боғлиқ ташкил этувчиларини ажратиш мақсадида $\Delta\vec{\vartheta}$ векторини ўз навбатида $\Delta\vec{\vartheta}_n$ ва $\Delta\vec{\vartheta}_t$ ташкил этувчиларга ажратамиз. Бунинг учун А нуқтадан $\vec{\vartheta}$ йўналишида қиймати ϑ_1 га тенг $\overrightarrow{AD}$ вектор ўтказамиз. $\Delta\vartheta_{t_1}$ —тезликнинг сон қийматининг ўзгаришини ифодаласа, $\Delta\vec{\vartheta}_n$ —тезлик векторининг фақат йўналиши ўзгаришига боғлиқ. Тезланишининг тангенциал (уринма) ташкил этувчиси:

$$a_t = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vartheta_{t_1}}{\Delta t} = \frac{d\vartheta}{dt} \qquad (5.5)$$

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

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

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 тезланишли 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 қилади, ип қўйиб юборилса, тош уринма йўналишдаги $\vec{\vartheta}_n$ 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 қилади деб фараз қилинса (5-расм), (5.6) ифодага асосан

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

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

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

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



5-расм

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

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

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

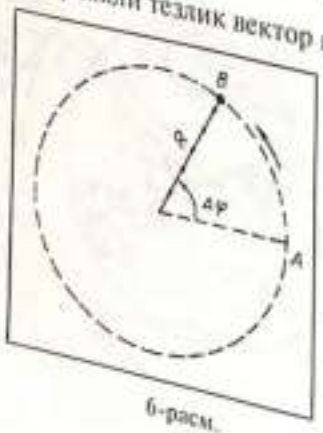
Бурилиш бурчаги радианда, вақт секундларда, бурчакли тезлик эса рад/с да ўлчанади. Айлана бўйлаб бир марта тўла айланиш учун кетган вақт *айланиш даври* деилади. 1 с вақт ичидаги айланишлар сони эса *айланиш частотаси* деилади. Кўринадики, давр ва частота ўзаро тескари боғланган, частотани ν ҳарфи билан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

$$T = \frac{1}{\nu} \text{ ёки } \nu = \frac{1}{T}. \qquad (6.2)$$

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

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

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



6-расм.

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

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \qquad (6.4)$$

$\vec{\varepsilon}$ бурчакли тезланиш векторининг йўналиши $d\vec{\omega}$ бурчакли тезлик вектори орттирмаси йўналишида бўлади. Бурчакли тезланиш рад/$с^2$ ёки $с^{-2}$ бирликда ўлчанади. Моддий нуқта айлана бўйлаб текис ўзгарувчан ҳаракат қилганда (ε = const) бурилиш бурчаги ва бурчакли тезлик вақтга боғлиқ ҳолда қуйидагича ўзгаради:

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

бунда ω_0 — бошланғич бурчакли тезлик.

Айлана бўйлаб ҳаракат қилаётган моддий нуқта ҳам чизиқли тезлик, ҳам бурчакли тезликларга эга бўлади:

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

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

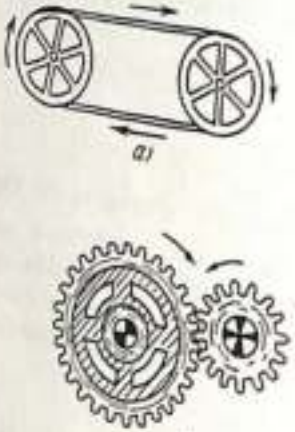
$$a_t = \frac{d\vartheta}{dt}; \quad a_t = \frac{d\omega}{dt} \cdot R = \varepsilon R; \quad \vec{a}_t = \left[\vec{\varepsilon}\vec{R}\right]. \qquad (6.7)$$

Чизиқли тезланишининг нормал ташкил этувчиси

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

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

Кўпчилик машина ва механизмларни ишлатишда айланма ҳаракат, бурчакли тезлик ва тезланиш тушунчаларидан фойдаланилади. Машиналар, механизмлар, 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, ўзгарали. Масалан, автомобиль мотори поршенининг тўғри чизиқли ҳаракати маховикнинг айланма ҳаракатига айланса, электромотор-нинг 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 қўшган 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, айланиш даври ва айланиш частотаси тушунчаларини 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 инертлик ҳақида тушунча

Динамика бўлимида механик ҳаракат ҳодисалари, уларни вужудга келтирувчи ташқи сабаблар — кучлар билан биргаликда 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, автомобилни ўрнидан кўзғатиш учун эса анча катта куч талаб этилади. Автомобиль массаси теннис шарчаси массасидан кўп марта катта бўлганлиги учун уларга бир хил катталиклаги 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 катталикдир.

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 қилади ва оқибатда, қурилманинг тўла иш жараёни ҳосил бўлади. Михга болға бирор куч билан

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 олдий 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 текисликлари ҳаракати сўнмас бўлиши керак. Шунга ўхшаш бир 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 гояларини 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

$$\vec{F}_{нат} = 0;\ \vec{a} = 0 \quad \text{ёки} \quad \vec{\vartheta} = \text{const}.$$

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 ноинерциал 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

қўзғалса, орқа томонга силкинади, яъни Ерга нисбатан аввалги вазиятини сақлашга интилади. Аксинча, Ер сиртига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган вагон кескин секинлашганда эса одам олдинга 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 ичида 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.

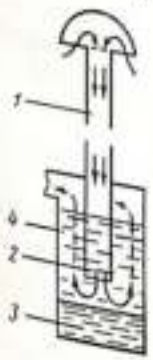
Келтирилган таърифга асосан, Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системаларини, аслида, инерциал системалари деб бўлмайди, чунки Ер ўз ўқи атрофида айланади ва Қуёш атрофида эллиптик орбита бўйлаб айланади: ҳар қандай эгри чизиқли ҳаракат эса тезланишли ҳаракатдир. Лекин маълум аниқлик чегарасида амалий масалалар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

Текис ҳаракатдаги вагон ичида 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 системамизда одам ва барча жисмларнинг тезланиши нолга тенг бўлмайди. Одам ва

жисмларга инерция кучи таъсир этади. Энди вагон ичида эркин ҳолатда тик тура олмайсиз, бунинг учун тезланиб ўзингизни айланиш маркази томон йуналган $F=m\omega^2 r$ куч билан марказга томон итаришингиз керак бўлади.

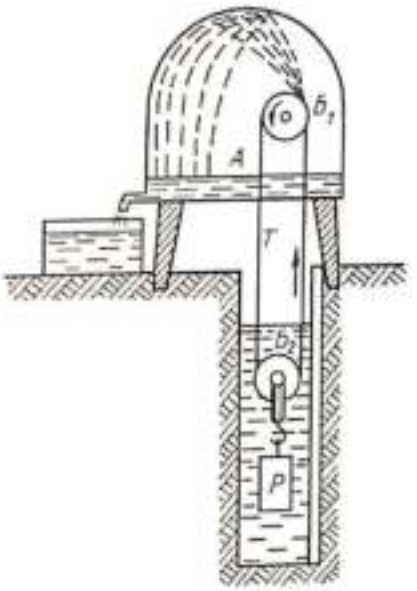
Инерция қонунининг қўлланилишига оид мисоллар. Жисмларнинг тинч ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлаш хоссаси техникада, қишлоқ хўжалигида, саноатда ва ишлаб чиқаришнинг турли соҳаларида кенг қўлланилади. Масалан, оддий тракторларнинг ён томонига ўрнатилган, ҳаво сўрувчи қалпоқли тозалагичи бор. Двигатель нормада ишлаши учун унга берилувчи ҳаво таркибида чанг ва ҳар хил ифлосликлар бўлмаслиги зарур. Трактористнинг 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) ёгга бориб тушади. Йўналишини ўзгартирган ва қисман тозаланган ҳаво оқими ўз навбатида махсус (4) фильтрлардан ўтиб янада тозаланади ва двигателга берилади.

Инерция қонунидан фойдаланган ҳолда, қудуқдан сув чиқариш мумкин (10-расм). Қудуқ устига ўрнатилган қўзғалмас блок $Б_1$ ва қудуққа туширилган $Б_2$ блок тасма $Т$ орқали бириктирилган. Пастки блокка маҳкамланган $Р$ юк 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 $Б_2$ блокдан ажралиб, $А$ тарновга тушади. Сепараторлар ишлаш принципида ҳам ноинерциал саноқ системасида вужудга келувчи инерция кучлари ётади. Сепараторларнинг айланма ҳаракатида сутга нисбатан енгилроқ бўлган қаймоқ айланиш ўқи яқинида тўпланади ва алоҳида найча орқали идишга оқиб тушади.



9-расм.

Қуритиш машиналари ишлаш принципида ҳам инерция қонунидан фойдаланилади (11-расм). Қуритиш машинаси тўр $Т$ барабандан иборат бўлиб, унинг ичига қуритилиши лозим бўлган материал солинади. Барабан $Л$ — тасма орқали тез айлантирилганда, материалнинг сув зарралари инерциясига кўра тўғри чизиқли ҳаракат ҳолатини сақлашга интилади ва тўр ораларидан чиқиб кетади. Қуритиш машиналаридан рудаларни қуритишда ҳам фойдаланса бўлади.

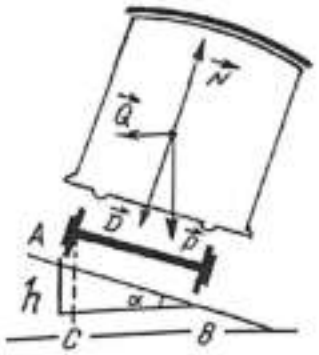


10-расм.

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



11-расм.



12-расм.

инерция кучи таъсир этади. Барча кучларнинг горизонтал йўналишга проекциясини олиб қуйидагини ёзамиз: $Q - N\sin\alpha = 0$. Расмдан

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

эканлигини ҳисобга олиб, ушбу ифодага эга бўламиз:

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

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

Бу ифодада эгрилик радиуси $r \sim 400$ м, вагон тезлиги $\vartheta \sim 10$ 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 $h \le 12{,}5$ см, $r \ge 600$ м қилиб олинади. Фақат айрим тоғли шароитларда эгрилик радиуси $r = 200 \div 300$ м қилиб олишига мажбур бўлиш мумкин.

Техникада ва кундалик турмушда кўп ишлатиладиган металл қувурларни қуйишда 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 томчисининг нақадар «юмшоқ»лигини биламиз. Кафтимизга олиб сиқиб кўрсак, томчининг таъсирини ҳаттоки сезиш ҳам қийин. Агар томчи катта тезлик билан ҳаракат қилса-чи? Автомобиль ёки мотоциклни тезлик билан бошқариб борган ҳайдовчи юзига ва кўлларига тушган оддий ёмғир томчиси жуда қаттиқ тегишини билади. Найчасимон тиркишдан катта тезлик билан отилиб чиқаётган сув оқимини таёқ билан кесиб уриш натижасида таёқни синдириб олиш ҳам мумкин. Сувнинг тезлиги ортиши билан унинг мустаҳкамлиги ортади. Шунингдек, катта баландликдан ташланганда «юмшоқ» сув билан тўқнашишни хатарсиз деб бўлмайди. Сувга катта тезлик билан урилганда қаттиқ жисм билан урилгандай таъсир сезилади.

Оддий картон қоғоздан ясалган диск билан ёғочни арралаб бўлмаслигини биламиз. Агар картон қоғоздан ясалган дискни электромотор валига ўрнатиб, катта тезликда айлантирилса, картон диск ёғочни ҳам кесиши мумкин. Шунингдек трамвай ёки автомобиль жойидан қўзғалганда (ёки тормоз берилганда) ичидаги одамлар ва жисмларнинг силкиниши, юриб кетаётган трамвайдан сакраб тушганда тўхтата олмай олға қараб бир неча қадам югуриб кетиш, отилган снаряд ва ўқларнинг стволдан чиққандан кейин инерцияси билан ҳаракати ва бошқалар.

9-§. Ньютоннинг иккинчи қонуни ва унинг қўлланиши

Табиатда ҳеч қандай таъсир остида бўлмаган, ташқи таъсирдан ажратиб, чегаралаб қўйилган жисм мавжуд эмас. Реал шароитда, нисбатан тинчлик ҳолатида бўлган ҳар қандай жисм ҳам бирор жисмнинг таъсирида бўлади, бу таъсир кучи бошқа куч билан мувозанатланган бўлиши мумкин. Ер устидаги ҳаракат ҳолатлари мисолида, тинч турган дарахтлар илдизлари орқали Ерга боғланган. Оғирлик кучи ва ишқаланиш кучлари илдизларнинг чиқиб кетишига йўл қўймайди. Оғирлик кучи Ер сиртининг барча нуқталарида унинг маркази томон йўналган.

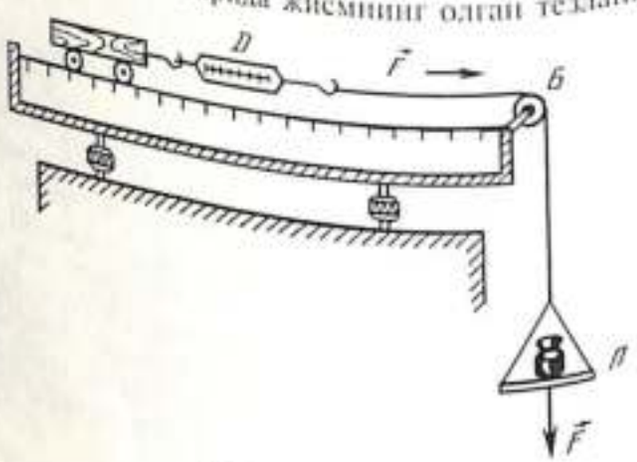
Тинч турган бино ёки автомобилга Ернинг тортиш кучи $\vec{P}_r$, Ер томонидан эса реакция кучи $\vec{N}$ ва жисм билан Ер орасидаги ишқаланиш кучи $\vec{F}_{ish}$ таъсир этади. Учиб кетаётган самолёт оғирлик кучи унинг қанотларининг кўтариш кучи билан ҳавонинг қаршилик кучи эса моторининг тортиши кучи билан мувозанатлашса ($\vec{F}_{natij} = 0,\ \vec{a} = 0$) унинг тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолати сақланади. Агар жисмга таъсир этувчи кучлар ўзаро мувозанатланмаган ($F_{natij} \ne 0$) 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 *Б* блокдан ўтувчи вазнсиз ипнинг бир учига *m* массали аравача *D* динамометр орқали уланган бўлиб, иккинчи учига *П* паллача осилган бўлсин (13-расм). Аравача тинч ҳолатда туриши учун *П* 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 қилади. Аравачага ҳар хил миқдорлардаги кучлар билан таъсир этиб, унинг олган тезланишлари аниқланади. Ҳаракат вақти *t* ни секундомер воситасида, босиб ўтилган *s* йўлни чизғич ёрдамида ўлчаб,

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

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 равишда ўзгаради ($a \sim F$).

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 тескари пропорционал равишда ўзгаришини аниқлаймиз ($a \sim 1/m$).

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

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

Ифодалаги *m* масса скаляр, *F* куч ва *a* тезланиш вектор катталик бўлиб, тенглик вектор кўринишида, қуйидагича ёзилади:

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

Демак, жисмга таъсир этувчи куч қиймати шу жисм 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 сақлайди. 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 асосан, у ствол ичида тезланиш билан ҳаракат қилади ва $a = \frac{F}{m}$ 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 эшакларни 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, тезланиш кичик бўлади.

Икки моторли самолётнинг тезланишни 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 қуйидагича таъриф берилади: *1 ньютон куч деб, 1 кг массали жисмга 1 м/с² тезланиш бера оладиган куч катталигига айтилади ва қуйидагича белгиланади:*

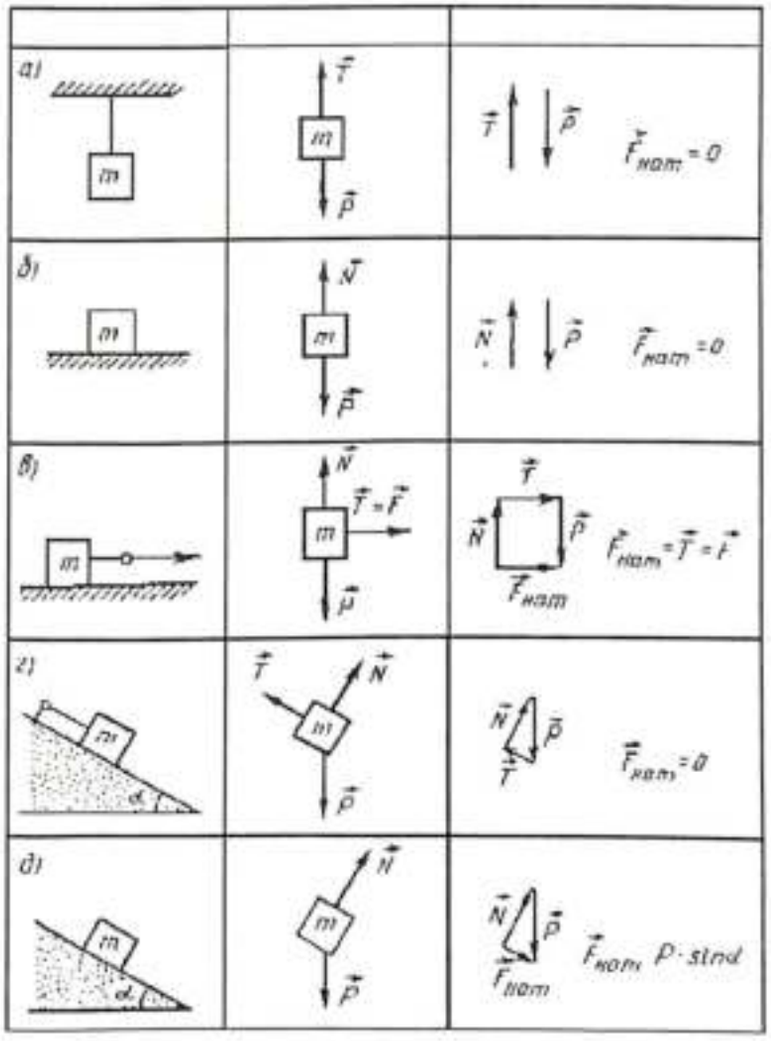
$$1\text{Н} = 1\text{кг} \cdot 1\ \text{м/с}^2 = 1\text{кг} \cdot \text{м/с}^2$$

1 кг массали жисм эркин тушаётганда 9,8 м/с² тезланиш олади ва $F = 1\text{кг} \cdot 9{,}8\text{м/с}^2 = 9{,}8\text{Н}$ кучни техникада 1 кГ куч деб юритилади. Демак, тинчликдаги массаси 1 кг жисмнинг оғирлиги $P = mg$ 1 кГ кучга тенг; 5 кг массали жисмнинг оғирлиги 5 кГ кучга тенг 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 қилади. Ер сиртига яқин нуқталарда жисмнинг массаси неча марта ортса, оғирлик кучи ҳам шунча марта ортади. Шунинг учун эркин тушувчи барча жисмларнинг тезланиши бир хил $\frac{P_1}{m_1} = \frac{P_2}{m_2} = \ldots = g = \text{const}$, $g \approx 9{,}81$ м/с² га тенг. 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 $\left(g_h = \frac{P_h}{m}\right)$ 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 $\vec{P}$ оғирлик кучи ва юқорига йўналган ипнинг $\vec{T}$ таранглик кучи. Бу кучлар ўзаро мувозанатда, натижавий куч ва демак, тезланиш нолга тенг бўлади:



14-расм.

$$F_{нат} = P - T = 0;\ a = \frac{F_{нат}}{m} = 0.$$

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

$$F_{нат} = P - N = 0;\ a = \frac{P - N}{m} = 0.$$

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

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

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

$$F_{нат} = 0;\ a = \frac{F_{нат}}{m} = 0.$$

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

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

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

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}_{т.к} + \vec{F}_{ҳ.қ} + \vec{F}_{и.қ}}{m} = \frac{\vec{F}_{нат}}{m} \qquad (9.4)$$

ва скаляр кўринишда

$$a = \frac{F_{т.к} - F_{ҳ.қ} - F_{и.қ}}{m} = \frac{F_{нат}}{m} \qquad (9.5)$$

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 мумкинки, баъзи спортчилар старт берилгандан бошлаб, кучлан ютиш учун, мотоцикл олдинги ғилдирагини Ер (муз)дан кўтариб олади. Бу билан (9.5) формулага асосан, ишқаланиш кучини камайтириб, тезроқ катта тезланиш олишга ва катта тезликка эришишга интиладилар.

Ўзгарувчан массали жисм учун Ньютоннинг иккинчи қонуни. Ньютон яшаган даврда жисмлар массасининг ҳаракат тезлигига боғлиқ равишда 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

$$F = \frac{d(m\vartheta)}{dt} \qquad (9.6)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. У ҳолда динамиканинг иккинчи қонунини қуйидагича 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 қуйидагича изоҳлаш мумкин: жисмга ташқаридан таъсир этувчи куч бўлмаса ($F = 0$), унинг ҳаракат миқдори ($m\vartheta = \text{const}$) 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 қоғозни тез тортиб олинганда 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 равишда, яъни масса жисмда бор бўлган модда миқдори бўлса, $\vec{p} = m\vec{\vartheta}$ ҳаракат миқдори мазмунида қабул қилинган. Эйнштейннинг нисбийлик назариясига кўра, жисм массаси унинг тезлигига боғлиқ равишда ўзгаради:

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

Нисбийлик назариясининг бу ифодаларига кўра, жисмнинг массаси тезлик ортиши билан ортиб борали ва шунинг учун масса жисмда бор бўлган модда миқдори эмас. Шу боисдан жисм массасини унинг ҳаракат тезлигига кўпайтмасини ҳаракат импульси деб аташ маъқул 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 ўзгаришни унга таъсир этувчи куч импульсига тенг:

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

бунда $\vec{p}_1$ ва $\vec{p}_2$ жисмнинг t_1 ва t_2 вақтлари ҳаракат импульсларидир.

Агар жисмнинг массаси унинг тезлиги ўзгаришини учун эмас, ҳаракат давомида жисмдаги модда миқдорининг ажралиши ёки қўшилиши эвазига ўзгарса (масалан, ракета ҳаракатида ёнилғи массасининг камайиши) илгарилама ҳаракат қонуни Мещерский тенгламаси орқали ифодаланади:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{F} + (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta})\frac{dm}{dt}, \qquad (9.9)$$

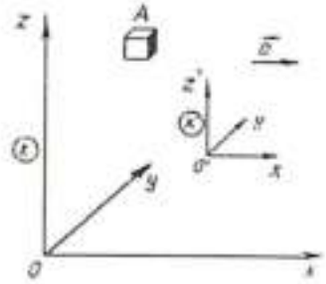
бунда m ва ϑ масса ва тезлик, F ташқи куч, ϑ_1 — ажралиб чиқувчи ($dm/dt<0$) ёки қўшилувчи ($dm/dt>0$) модда тезлиги. $\vec{F}_r = (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta})\frac{dm}{dt} = \vec{u}\frac{dm}{dt}$ куч эса жисмга қўшимча таъсир этувчи *реактив куч* дейилади.

Ньютоннинг иккинчи қонунининг (9.9) кўринишни инерциал саноқ системаларида 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 системада) тинч турган жисм бу K' системада $(-a)$ тезланишга эга

бўлади. Ньютоннинг иккинчи қонуни K инерциал саноқ системасида қуйидаги кўринишга

$$\vec{F} = m\vec{a} \qquad (9.10)$$

эга бўлса, K' ноинерциал саноқ системада бу қонун бажарилиши учун $\vec{F}$ ташқи таъсир кучига $\vec{F}_u$ инерция кучини қўшиш зарур, яъни



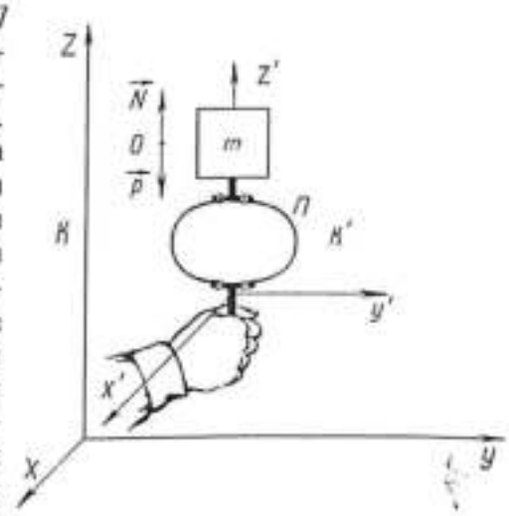
15-расм.

$$\vec{F} + \vec{F}_u = m\vec{a}. \qquad (9.11)$$

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

Ньютоннинг иккинчи қонунини қўллашишга доир мисоллар

Ҳалқасимон пружинадан иборат бўлган $П$ куч ўлчагични вертикал ҳолатда тутиб турайлик (16-расм). Унинг юқори қисмига m массали жисмни ўрнатайлик. Қўлни ўзгармас тезлик билан юқорига ёки пастга ҳаракатлантирилганда пружинанинг сиқилиш даражаси ўзгармайди (K' система K га нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилади). Агар аксинча, қўлни юқорига ёки пастга



16-расм.

тезланиш билан ҳаракатлантирсак, пружина мос равишда кўпроқ ёки камроқ қисилади, яъни $\vec{P}$ куч $\vec{N}$ дан мос равишда катта ёки кичик бўлади.

Кундалик турмушда ушбу ҳолатни лифтда кўтарилганда 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 сезади. Аксинча, пастга қараб тезланиш билан тушганда эса $P = mg - ma$ бўлиб, оёқларимизга таъсирни камайганлигини сезамиз.

Тинч турган автомобиль тезланиш олиб ҳаракатлансин. Ер билан боғлиқ бўлган K системани инерциал саноқ система деб фараз қилайлик. Ерга нисбатан a тезланиш билан ҳаракатланаётган автомобиль билан боғлиқ бўлган K' ноинерциал саноқ системасида автомобилга қўйилган кучлар таъсир этади: $F_i = -ma$ ноинерциал саноқ системасида таъсир этувчи инерция кучи, N_1 ва N_2 — вертикал йўналишда, йўл томонидан олдинги ва орқадаги ўқларга таъсир этувчи кучлар, P — автомобиль оғирлик кучи, $F_{ишк}$ — орқадаги тортувчи ғилдиракlар билан йўл орасидаги ишқаланиш кучи.

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

$$\left.\begin{aligned} &N_1 + N_2 - mg = 0 \\ &F_u - F_{ишк} = 0 \\ &Pl_2 - N_1(l_1 + l_2) - F_u(h) = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (9.12)$$

Автомобиль жуда катта тезликка эришганда олдинги ғилдиракlари ердан кўтарилиб орқага тўнтарилиб кетиши ҳам мумкин. Тўнтарилиш ҳолатидан авval олдинги ғилдиракларнинг Ерга босим кучи нолга тенг ва демак, (9.12) тенгламадан $N_1 \approx 0$; $N_2 \approx mg$ бўлади, яъни тўла оғирлик орқадаги ғилдиракларга тушади. Шу боисдан автомобилнинг олдинги

ғилдиракларига камроқ, орқа ғилдиракларга эса кўпроқ ҳаво босими берилади. Ишқаланиш кучи ортиб, $F_{ишк} = kN_2 = kmg$ ва $F_{ишк} = kmg$ га тенг бўлади. Инерция кучи ифодасини (9.16) тенгликка қўйиб, қуйидаги муносабатларни ҳосил қиламиз:

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

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

Демак, автомобилни 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 енгил машиналарнинг узунлигини сақлаган ҳолда, нисбатан масса марказини Ерга яқин қилиб ясалиши ҳам Ньютон қонунларига асосланган дир.

Ернинг сунъий йўлдошларини орбитага чиқаришда, яъни катта космик тезлик қийматига эришишда, Ньютоннинг иккинчи қонуни амалий аҳамиятга эга. Бунда одатда кўп босқичли баллистик ракеталардан фойдаланилади. Дастлаб, ракета биринчи босқич двигатели ёрдамида вертикал йўналишда ҳаракат олади. Ракета маълум баландликда етарлича тезликка эришгач, махсус қурилмалар ёрдамида ракетанинг ўқи вертикал йўналишдан 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 қилади (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 донининг майда бўлаклари алоҳида, йирик бўлаклари алоҳида йиғилади.

10-§. Ньютоннинг учинчи қонуни

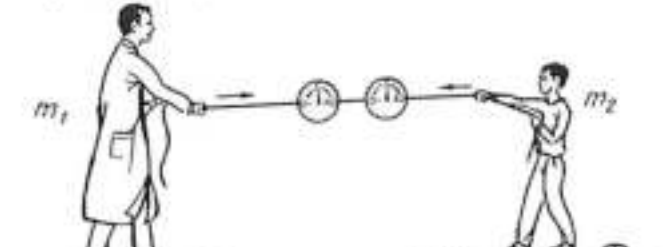
Ньютоннинг биринчи ва иккинчи қонунларини ўрганишда, таъсир остида бўлган жисмнинг таъсир берувчи жисм билан динамик боғланиш қонунияти назардан четда қолди. Таъсир остида бўлган жисмнинг таъсир берувчи жисм билан динамик боғланиш қонуни «таъсир ва акс таъсир» қонунини ташкил этади.

Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, паровознинг тортиш кучи катта бўлса, вагонга катта тезланиш берар эди. Агар паровознинг двигатели билан ғилдиракларини рельсларга тежкизмай кўтариб қўйсак, 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 йўналишда тезланиш бериши керак. Рельс билан ғилдираклар орасидаги ишқаланиш туфайли паровоз Ерни ўзидан итаради ва Ер паровозга куч билан таъсир этиб тезланиш беради. Ньютоннинг иккинчи қонунига 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 таъсир кучи бўлмаса, паровоз ёки автомобиль ҳаракатга кела олмайди.

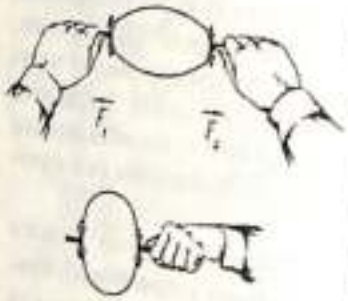
Демак, кучлар жисмларнинг ўзаро таъсирида намоён бўлади. Жисмларнинг таъсирлашуви эса ўзаро бўлиб, таъсир ва акс таъсирдан иборатдир. Бинобарин, Ер сиртида тинч турган жисм ўз вазнига кўра тагликка $\vec{P}$ босим кучи билан таъсир этса, таглик томонидан жисмга $\vec{N}$ реакция кучи таъсир этади. Ипга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

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

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



18-расм.



19-расм.

асосан m_2 массали бола катта тезланиш олса, аксинча, массаси m_1 бўлган киши кичик тезланиш олади. Тажрибани қуйидаги ҳолларда бажариб кўриш мумкин: бола ҳам, киши ҳам ҳар иккаласи арқонни тортадилар; иккинчиси махсус тортмаган ҳолда улардан бири арқонни тортади. Барча ҳолларда ҳам динамометрлар кўрсатишлари бир хил, яъни таъсир ва акс таъсир кучлари тенг. Ўзаро таъсирлашувчи жисмларнинг тезланишлари қарама-қарши йўналишда бўлади.

19-расмда чўзилган ёйсимон пружина, иккала қўлга қийматлари тенг, 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 таъсирда бўлган икки жисм бир-бирига сон қийматлари тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган кучлар билан таъсир қилади*, деган хулосага келади, яъни

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

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 қуйидагича ёзиш мумкин:

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

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

таъсирлашувчи жисмлар ҳаракатга келса, уларнинг олган тезланишлари қарама-қарши йўналишда бўлишлигини билдиради.

Ер устидаги ўзаро таъсирлашувчи иккита жисмнинг бир йўналишдаги механик ҳаракати содир бўлишлиги учун фақат икки жисм ўзаро таъсир кучларининггина бўлиши етарли эмас. Одатда, от аравани, электровоз вагонни, одам бирор юкни куч билан таъсир этиб ҳаракатга келтиради, деб айтилади; бунда ўзаро таъсир ва акс таъсир кучлари билан биргаликда ишқаланиш ҳамда қаршилик кучларини ҳам ҳисобга олиш керак бўлади.

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

Икки киши куч синашмоқчи бўлиб, арқоннинг икки учидан қарама-қарши томонга тортади. Таъсир ва акс таъсир 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 ғилдираклари билан рельслар орасида етарлича ишқаланиш кучи бўлиши керак.

Таъсир ва акс таъсир кучларининг тенглиги милтиқ отилганда намоён бўлади. Порох газлари ўққа қанчалик куч билан таъсир этса, шундай катталикдаги акс таъсир кучи милтиққа тескари тезланиш беради. Милтиқ массаси ўқнинг массасига нисбатан минглаб маротаба катта бўлганлиги учун тепки кучи унчалик катта бўлмайди. Автоматик қуроллардаги тепки кучидан қуролда: автомат, пулемёт, пистолетларда тепки кучидан қуролни қайта автоматик равишда ўқлаш мақсадида ҳам фойдаланилади.

ланиш мумкин. Порох газларининг босим кучи махсус механизмни 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. Импульснинг 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? Қўл билан эмас, тўрт қават қўлқоп кийиб ҳам тута олмаймиз. Демак, жисмнинг массаси кичик бўлса ҳам тезлиги катта бўлса, тўхтатиш қийин масала экан.

Агар биз томонга болалар уничоқ арвачаси 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* $\vec{p} = m\vec{\vartheta}$ алоҳида физик катталик бўлиб, *ҳаракат импульси дейилади*. Импульс вектор катталикдир. 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 $\vec{\vartheta}$ физик катталикларга нисбатан фундаментал катталик ҳисобланади ва сақланиш қонунига бўйсунади. Лекин импульс асосий, фундаментал физик катталик бўлишига қарамасдан унинг бирлиги махсус ном билан аталмаган. СИ системасида импульс — масса ва тезлик кўпайтмаси бирлиги кг · м/с 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, ўнглагисини кўтариб 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 тўқнашиши пайтида $\vec{p}$ тезликка ва $\vec{p} = m\vec{\vartheta}$ импульсга эришади. Тўқнашгандан сўнг чапдаги шарча ҳаракатга келиб $\vec{p} = m\vec{\vartheta}$ импульс олади. Тажрибадан хулоса қилиб шуни айтиш мумкинки, жисмлар системасининг импульси тўқнашгунча қандай бўлса, тўқнашгандан кейин ҳам шундайлигича сақланади.



20-расм.

Тажрибанинг аниқ чиқиши учун ҳар бир таъсирлашаётган жисмга уларнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсир кучлари 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 қилади. 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. Мала

салан, горизонтал йўналишдаги тўқнашув ҳолларида айрим системаларни *ёпиқ система* деб ҳисоблаш мумкин. Ер билан Ой орасидаги ўзаро таъсир кучини эътиборга олмаса, 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 қуйидагича ифодалаш мумкин. *Таъсир кучларининг табиатидан қатъи назар, ўзаро таъсирлашувчи икки жисм тўла ҳаракат импульси ўзгармас сақланади.* Бу қонуннинг математик ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

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

$\vec{p}_1$ ва $\vec{p}_2$ — мос равишда биринчи ва иккинчи жисм импульси векторлари.

Ёпиқ система ўзаро таъсирда бўлган N та жисмдан иборат бўлса ҳам, системанинг тула импульси ўзгармас сақланади ва импульснинг сақланиш қонуни қуйидагича ифодаланади:

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

бунда i — системалаги жисмнинг тартиб номери, N — ўзаро таъсирлашувчи жисмлар сони.

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

Тўқнашувчи жисмлар туфайли ёпиқ система таркибидаги 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 уриliшдан сўнг аввалги шакли тикланса, тўқнашув эластик бўлади. Ноэластик урилишда эса аксинча, урилишдан сўнг ҳам жисмлар деформацияси сақланади. Эластиклик даражаси юқори бўлган фил суяги, пўлат каби моддалардан иборат жисмларнинг урилиши абсолют эластик урилишга яқин бўлади. Лой, пластилин, қўргошин 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

$$m_1\vec{\vartheta}_1 + m_2\vec{\vartheta}_2 = (m_1 + m_2)\vec{\vartheta} \qquad (11.3)$$

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

Импульс сақланиш қонунининг баъзи татбиқлари

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



21-расм.

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

милтиқ тескари йўналишда ϑ_2 тезлик билан ҳаракатга келади ва елкага тепки кучи таъсир этади. Отилиб чиққан енгил ўқнинг ҳаракат импульси соң жиҳатдан оғир милтиқнинг ҳаракат импульсига тенг. Ўқ ва милтиқнинг ҳаракат йўналиши эса уларнинг импульс векторларининг йўналишлари билан белгиланади.

Шу ҳолисага хос амалий масалани кўриб чиқайлик. Массаси 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

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

$$\vartheta_1 = -\frac{m_2}{m_1}\vartheta_2 = \frac{0{,}011 \cdot 800\ \text{м/с}}{4{,}5\ \text{кг}} = 2\ \frac{\text{м}}{\text{с}}. \qquad (11.4)$$

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

$$\vartheta_1 = -\frac{m_2}{m_1 + m_2}\vartheta_2. \qquad (11.5)$$

Бу ерда m_1 одамнинг массаси бўлиб, уни 100 кг десак, $\vartheta = -0{,}084$ 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. ϑ тезлик билан отилган m массали ўқ массаси M бўлган оғир жисмга бориб урилиб, унинг ичига киради (22-расм). Ҳар иккала жисм биргаликда (ноэластик урилиш) ўнг томонга u тезлик билан ҳаракатга келади. Бу умумий тезликни иккита фотоэлемент ва электрон соат ёрдамида осонгина ўлчаш мумкин. Ўқ тезлигини эса



22-расм.

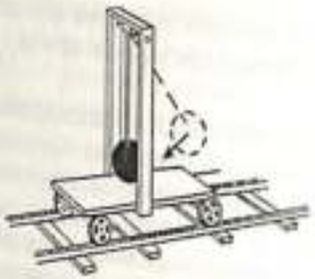
(11.4) формуладан ёки баллистик маятник тебраниш ҳаракат қонунларидан осонгина ҳисоблаб топиш ҳам мумкин ($u = \omega_0 x_0$; $\omega_0 = 2\pi/T$, x_0 — силжиш).

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 ўзгаришни 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 тезлигини ёзиб олсак, 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,

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

Бу ерда F — тортиш кучи, $F_{ишк} = kP$ ишқаланиш кучи бўлиб, $\frac{P}{9.8} \cdot 16 = (100{,}8 - 0{,}02 \cdot P) - 120$ га тенг. У ҳолда $P = 3000$ тонна куч, $m = 300$ 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_1, 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 импульсининг горизонтал ташкил этувчиси ўзгармас сақланади. Бунга қуйидаги оддий ҳаётий тажриба асосида ишонч ҳосил қилиш мумкин. Горизонтал рельсда деярли ишқаланишсиз ҳаракатланиши мумкин бўлган аравачага массаси етарлича каттароқ бўлган маятник ўрнатилган (23-расм). Аравачани тутиб туриб маятникни бирор бурчакка оғдирамиз ва ҳар иккаласини бараварига қўйиб юборамиз. Маятник тебранишни билан аравача ҳам рельслар бўйлаб қайтма-илгариланма ҳаракатга, яъни тебраниа ҳаракатга келади. Аравача тезлиги ҳар доим маятник масса маркази тезлигининг го-ризонтал ташкил этувчиси йўналишига тескари йўналишда бўлади. Маятник шарчаси теб-



23-расм.

раянишини чекка нуқталарида бир он тухтаб, тебраниш йўналишини ўзгартирганда, аравача ҳам тухтаб ҳаракат йўналишини ўзгартиради.

Отилган снаряд ҳавода парвоз қилса, унинг зарра бўлаклари шундай ҳаракат қиладики, уларнинг импульсларининг вектор йиғиндиси системанинг тўла импульс векторига тенг бўлади. Табиатда шундай ҳодисалар рўй беради-ки, уларни бевосита кузатиш қийин. Хусусан, микродунё ҳодисаларини билвосита ўрганамиз. Физика қонуниларини билиш атом ва ядро физика соҳасида содир бўлаётган кўзга кўринмас ҳодисаларни тушуниш ва баъзи ҳодисаларни олдиндан айтиб бериш имкониятини беради. Импульс сақланиш қонунининг ядровий реакцияларга татбиқи янги зарра – «антинейтрино»нинг очилишига олиб келди.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Динамика нимани ўрганади?
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 ноинерциал саноқ системаларини айтиб беринг.
6. Ньютон қонунлари қандай саноқ системасида бажарилади?
7. Жисмнинг массаси ўзгарувчан бўлганда Ньютоннинг иккинчи қонуни қандай кўринишга эга бўлади?
8. Ҳаракат импульси ва унинг сақланиш қонунини таърифлаш ва формуласини ёзинг.
9. Импульснинг сақланиш қонуни қандай шароитларда бажарилади?
10. Элементар зарралар динамикасида импульснинг тезликка боғлиқлигини ҳисобга олиш нима учун зарур?

III боб. АЙЛАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ

12-§. Куч моменти

Илгариланма ҳаракат динамикасида ҳаракат ҳодисаларини ҳаракатлантирувчи куч катталиги ва йўналиши белгилар эди. Айланма ҳаракат динамикаси қонунлари эса куч моменти ва импульс моменти тушунчалари билан боғлиқ. Қўзғалмас ўққа ўрнатилган дискка унинг айланиш ўқидан ўтувчи чизиқ йўналишида бирор $\vec{F}$ куч билан таъсир этсак, 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 дастасини тортиш ёки итариш билан эшикни очиш ёки ёпиш мумкин (24-*а* расм). Агар таъсир кучимиз йўналишини ошиқмошиқларни 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 куч йўналиши билан айланиш ўқи орасидаги масофа ҳам нолга тенг бўлмаслиги керак экан. Айланиш ўқидан таъсир этувчи куч йўналишига туширилган перпендикуляр узунлиги *куч елкаси* дейилади. Кучнинг куч елкасига кўпайтмаси сон жиҳатдан куч моментига тенг. Куч моменти қанчалик катта бўлса, жисмни айланма ҳаракатга келтириш шунчалик осон бўлади. Масалан, оддий ғилдиракдан сувли челакни тортиб олиш учун ричагдан фойдаланамиз. Ричаглар мувозанати икки ва ундан кўп кучлар



24-расм.

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

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

$$M = I\varepsilon \qquad (13.4)$$

тенглама модлий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати учун Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалайди.

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

Жисмнинг массаси ўзгармас бўлса, унинг инерция моментини асосгина ўзгартириш мумкин. Биноварин, юқорида кўрилган модлий нуқталар иборат оддий ҳолда ҳам, инерция моменти фақат масса катталигигагина эмас, балки унинг айланиш ўқидан қанчалик узоқ жойлашганига ҳам боғлиқ эди. Шунинг учун модлий нуқтани стержень бўйлаб айланиш ўқидан узоқлаштириш йўли билан бундай системанинг инерция моментини орттириш мумкин ва аксинча. Инерция моменти ўлчамлиги L^2M бўлиб, СИ системасида $кг \cdot м^2$ бирликларда ўлчанади.

14-§. Қаттиқ жисмларнинг инерция моментлари

Қаттиқ жисм деганда зарралари орасидаги масофалар ўзгармайдиган модлалар тушунилади. Шунинг учун қаттиқ жисмни фикран массалари Δm_i, ҳажми ΔV бўлган майда элементар бўлакчалар тўплами деб қараш мумкин. У ҳолда, кўзғалмас айланиш ўқига эга бўлган қаттиқ жисмнинг инерция моменти, унинг ҳар бир элементар бўлакчаларининг мазкур ўққа нисбатан инерция моментларининг йиғиндисига тенг, яъни

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

бунда Δm_i — жисмнинг i — бўлаги массаси, r_i — унинг айланиш ўқигача бўлган масофаси. Қаттиқ жисмнинг инерция моменти шу жисм массасининг кўзғалмас 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 тенг:

$$I = \sum_{i=1}^{n} I_i = \Delta m_1 r^2 + \Delta m_2 r^2 + \ldots = (\Delta m_1 + \Delta m_2 + \ldots) r^2. \qquad (14.2)$$

Жисм айрим бўлаклари массаларининг йиғиндиси қаттиқ жисмнинг массасига тенг бўлгани учун (14.2) ифодани

$$I = mr^2$$

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

Кўпчилик масалаларда қаттиқ жисмни ўзининг масса марказидан ўтувчи ўқ атрофида айланиши 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 тенг, яъни

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

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

$$I_{o'} = \frac{1}{2} mR_0^2 + mR_0^2 = \frac{3}{2} mR_0^2 \qquad (14.4)$$

5-жадвал

Жисмларнинг инерция моментлари

Жисм шакли	Жисмнинг кўриниши	Инерция моменти	
		Масса марказидан ўтувчи ўққа нисбатан	Сирт нуқтасидан ўтувчи ўққа нисбатан (оний айл. ўқи)
Ҳалқа		mR^2	$2mR^2$
Қалин 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		$\frac{1}{2}R^2$	$\frac{3}{2}mR^2$
Ғовак шар		$\frac{2}{3}mR^2$	$\frac{5}{3}mR^2$
Яхлит шар		$\frac{2}{5}mR^2$	$\frac{7}{3}mR^2$
Бир жинсли юпқа стерженъ		$\frac{1}{12}ml^2$	$\frac{1}{3}ml^2$

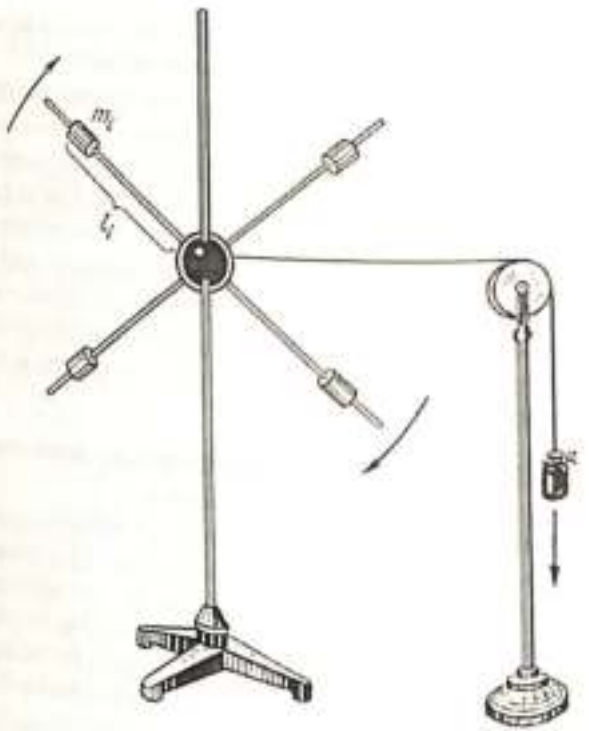
Шу усулда аниқланган турли шаклдаги жисмларнинг инерция моментлари 5-жадвалда берилган.

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

15-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси

Ушбу мавзуда қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати деганда, унинг оғирлик марказидан ўтувчи қўзғалмас ўқ атрофида айланиши назарда тутилади. Бунда қаттиқ жисмнинг барча нуқталари айланалар чизади, барча айланалар марказлари бир тўғри чизиқ устида ётади, бу чизиқни *айланиш 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 чигириқлар, тегирмон тошлари айланма ҳаракат қилади.

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 йўқ даражада деб ҳисоблаб, қаттиқ жисмнинг куч моменти таъсирида, қўзғалмас ўқ атрофида айланма ҳаракати динамикаси билан танишайлик. Обербек маятниги юкларини суриб стерженларнинг учларига маҳкамлайлик (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 ўзгаришини 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 оргтириб, 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 кўрсаталики, маятникнинг бурчакли тезланиши унинг инерция моментига тескари пропорционал $\varepsilon \sim 1/I$ равишда ўзгаради. Ҳар иккала тажриба натижаларини умумлаштирган ҳолда қуйидаги қонуният ҳосил бўлади:

$$\varepsilon = M/I \quad \text{ёки} \quad M = I\varepsilon \tag{15.1}$$

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:

$$F = ma \tag{15.2}$$

билан таққослайлик. Кўриниб турибдики, 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 $\vec{M}$ ва $\vec{\varepsilon}$ векторлар айланиш ўқида ётади, уларнинг йўналиши парма қоидасидан аниқланади, яъни дастаси жисм билан бир хил йўналишда айланаётган парманинг илгариланма ҳаракати йўналишига тўғри келади. У ҳолда (15.1) муносабат вектор кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\vec{M} = I \cdot \vec{\varepsilon}. \tag{15.3}$$

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

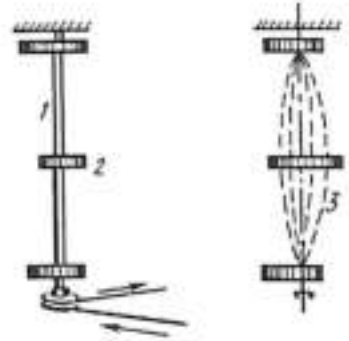
Реал шароитда, айланма ҳаракат қилаётган жисм ишқаланиш кучлари моменти таъсирида секин-аста тўхтайди.

муддат сақлашига ёрдам беради ва нисбатан узоқроқ масофаларга ёки каттароқ вақт оралиғида юқори ўртача 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 ўққа қўшимча куч таъсир этади.

Марказдан қочма кучни мувозанатлаш учун қаттиқ жисмнинг турли қисмларининг ўққа нисбатан инерция моментларини тенглаштирилади. Бунинг учун, массанинг носимметрик тақсимотини тўғрилаш мақсадида қўшимча юкчалар қўйилади. Жисмнинг ўққа нисбатан қайси қисмида масса камроқ бўлса, шу томонга қўшимча юкча қўйилади; албатта юкчанинг ўрни ва массаси ҳам танлаб қўйилади. Автомобиль ғилдиракларини 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 ғилдираги 30000 айл/мин бурчакли тезликлар билан айланади.



30-расм.

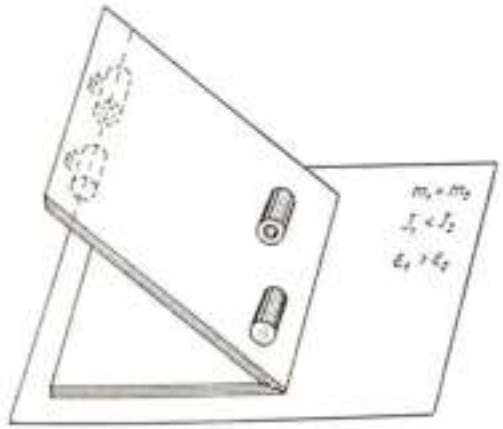
Динамик нагрузкани камайтириш мақсадида, жуда тез айланувчи, массив механизмлар ва ишчи ғилдираклар эгилувчан, эластик 1 валга ўрнатилади (30-*а* расм). Катта айланишларда 1 валнинг эгили-

Жисм текис айланма ҳаракат ҳолатини сақлаши учун ишқаланиш кучлари моментига мувозанатловчи ташқи куч моменти таъсир этиб туриши лозим. Ҳақиқатан ҳам, автомобиль текис ўзгармас чизиқли тезликда гилдираклари эса 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. Иккинчиси эса, юпқа металлдан ясалган ичи бўш цилиндр, массаси айланиш ўқидан анча узоқда жойлашган. Тажриба кўрсаталики, 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 $\vec{M}_1 = \vec{M}_2 = \left[\vec{r}\vec{P}\right]$ га тенг. 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 гилдиракларини нисбатан кичик диаметрли бўлишлиги ҳам бежиз эмас, уларнинг инерция моментининг кичик бўлиши тезланиш олишини осонлаштиради. Гилдиракнинг баллонларини тутиб турувчи дисклари массаси ҳам иложи борича кичик бўлгани маъқул. Бунинг учун қаттиқ ва енгил материаллардан фойдаланилади. Дисклардаги тешикчалар ҳам уларга фақат чирой беришн учунгина эмас, балки уларнинг чидамлилигини сақлаган ҳолда массаси ва инерция моментини кичрайтириш мақсадида қолдирилади. Шу нуқтаи назардан қаралганда маховикнинг асосий массасини айланиш ўқига яқин жойлаштириш лозимдек туюлади. Аслида эса аксинча, асосий массаси ўқдан узоқроқда жойлашган бўлади. Маховикнинг 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 ҳаракатини сақлар эди. Шунингдек, айланма ҳаракат

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

Ҳақиқатан ҳам, тезланиш ҳаракатга келтирилган жисмнинг бурчакли тезлиги ҳамда айланиш ўқининг фазодаги вазияти сақланади. Масалан, болалар уйинчоқлари — пилдироқ, бизбизакни айлантириб ерга қўйиб юборсак, оғирлик маркази таянч нуқтасидан анча юқорида бўлишига қарамасдан йиқилмайди. Айланма ҳаракатда бўлмаган ғилдиракни 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 кучиб борганда ўз ўқи атрофида айланма ҳаракат қилади 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 барқарорланган ҳаракатида унга таъсир этувчи айлантирувчи куч моменти деярли нўқ даражада ва шунинг учун у ўзгармас бурчакли тезлик ($\omega = 7,292 \cdot 10^{-5}\ с^{-1}$) билан ҳаракат қилади. 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 I инерция моментига эга бўлган ўқ ўз инерциясига кўра айланиш ўқи йўналишини сақлашга интилади, натижада узоқ масофага мўлжалга етиб боради. Спортчи велосипедчилар мусобақасида велосипеднинг орқадаги ғилдирагини массив ва дискимон ғилдирак билан алмаштириб олганларини учратамиз, бу билан ғилдиракнинг инерция моменти катта бўлишига эришилади. Старт бошида тезланиш бирмунча қийин бўлса-да, инерция моментининг ортиши спортчининг катта тезликка эришиб олгандан кейин барқарор тезлигини узоқ

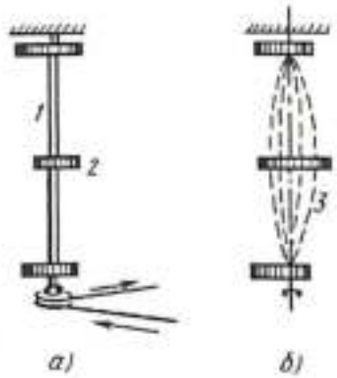
мудлат сақлашига ёрдам беради ва нисбатан узоқроқ масофаларда ёки каттароқ вақт оралиғида юқори ўртача тезлик қийматларини сақлаш имкониятини беради.

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 ўққа қўшимча куч таъсир этади.

Марказдан қочма кучни мувозанатлаш учун қаттиқ жисмнинг турли қисмларининг ўққа нисбатан инерция моментларини тенглаштирилади. Бунинг учун, массанинг носимметрик тақсимотини тўғрилаш мақсадида қўшимча юкчалар қўйилади. Жисмнинг ўққа нисбатан қайси қисмида масса камроқ бўлса, шу томонга қўшимча юкча қўйилади; албатта юкчанинг ўрни ва массаси ҳам танлаб қўйилади. Автомобиль ғилдиракларини 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 механизмларининг қисмлари катта бурчакли тезлик билан айланади. Масалан, оддий комбайн барабанининг минутига айланишлар сони мингдан ортади, техник вентиляторлар 150000 айл/мин, буғ турбинасининг ишчи ғилдираги 30000 айл/мин бурчакли тезликлар билан айланади.

Динамик нагрузкани камайтириш мақсадида, жуда тез айланувчи, массив механизмлар ва ишчи ғилдираклар эгилувчан, эластик 1 валга ўрнатилади (30-*а* расм). Катта айланишларда 1 валнинг эгили-



30-расм.

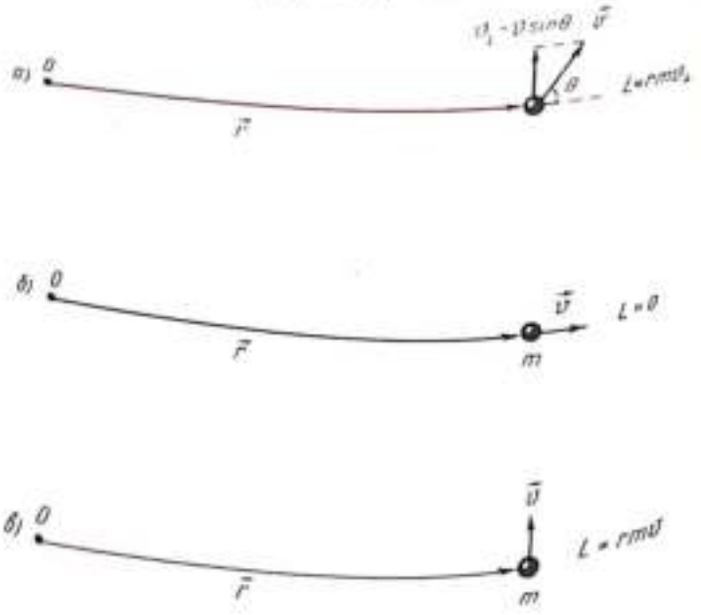
ши (30-*б* расм) натижасида айланувчи жисм оғирлик маркази унинг I геометрик ўқига яқинлашади. Ҳар қандай жисмларда уларнинг масса марказидан ўтувчи ва ўзаро бир-бирига перпендикуляр бўлган эркин ўқлар мавжуд бўлиб, жисмнинг бу ўқлари атрофида айланиши энг барқарор ҳаракат бўлади.

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 билдиги. Табиатда жуда муҳим бўлган сақланиш қонунларидан ика бири импульс моментининг сақланиш қонуни бўлиб, бу қонун айланма ҳаракат ҳодисаларида муҳим аҳамиятга эга.

Массаси m га тенг бўлган моддий нуқта $\vec{\vartheta}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (31*а*-расм). Моддий нуқтанинг импульс моменти унинг айланиш ўқигача бўлган масофа билан импульснинг перпендикуляр ташкил этувчиси кўпайтмасига тенг:

$$L = r \cdot p_1 = rm\vartheta_1 = rm\vartheta\sin\theta. \qquad (16.1)$$



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

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

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

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

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

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

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:

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

(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

$$\frac{dL}{dt} = [\vec{r}\vec{F}] = \vec{M} \qquad (16.6)$$

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 қуйидагича белгиланади:

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

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

Моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонуни (16.7) ни қуйидаги тажрибада текшириб кўрайлик. Енгил стержень бўйлаб осонгина силжийдиган m массалари тенг бўлган иккита шарча стерженга кийдирилган. Шарчалар айланиш ўқидан бир хил узоқликда жойлашган бўлиб, ўзаро ингичка ип билан боғланган. Стержень шарчалари билан қаттиқ тагликка ўрнатилган. Қурилмани бирор ω_1 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, $L_2 = L_1 = \text{const}$ ўзгармас сақланади. Ҳақиқатан ҳам, қурилманинг 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. Дастлабки ҳолатда умумий ип орқали шарчаларни стержень учларига яқин жойлаштирамиз ва қурилмани айланма ҳаракатга келтирамиз. Ипни ёқиб юборилса шарчалар айланиш маркази томон пружина таъсирида кўчади ва инерция моменти камаяди. Импульс моментининг сақланиш қонуни (16.7) га кўра эса уларнинг бурчакли тезлиги, аксинча, ортади.

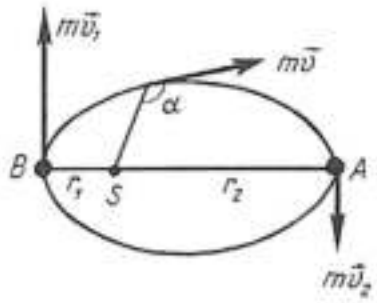
Импульс моменти сақланиш қонунининг қўлланиши. Моддий нуқта импульс моментининг сақланиш қонунини Қуёш системаси таркибидаги планеталар ҳаракатига татбиқ этайлик. Планеталарнинг ўлчамлари уларнинг Қуёшгача бўлган масофаларга нисбатан кўп марта кичик бўлиб, уларнинг ҳар бирини моддий нуқта деб қараш мумкин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

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

Ихтиёрий планета учун унинг массаси ўзгармаган ҳолда

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

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



32-расм.

Афсуски, Кеплерга импульс моментининг сақланиш 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 ўтказилган ипнинг учига шарчани боғлаб айлантирайлик. Шарча r_1 радиусли айлана бўйлаб ϑ_1 тезлик билан ҳаракат қилади ва $L = mJr$ импульс моментига эга бўлади. Найча ичидаги ипни бироз тортиб r_2 айлана радиусигача кичрайтирилса, шарча $L_2 = L_1 = m\vartheta_2 r_2$ импульс моментига эга бўлади. Айлана радиуси неча марта камайса, шарчанинг тезлиги шунча марта ортади ва $\vartheta_2 = \vartheta_1 \frac{r_1}{r_2}$ га тенг бўлади, инерция моментининг камайиши ўз навбатида бурчакли тезликнинг ортишига олиб келади.

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

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

мобиллар, тракторлар, ҳайвонлар ва одамлар ҳаракати ҳам импульс моментининг сақланиш қонунига бўйсунади. Ер сирти бўйлаб қадам қўяётганимизда, Ерни бироз орқага итарамиз, ўзимизни эса олдинга итарамиз, лекин бу билан фақат ўзимиз ҳаракат қилаётганимиз 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 ўзгариши кўп марта кичик бўлиб, деярли сезилмайди.

Планеталар ҳаракатига оид мисоллардан кўринадики, Кеплернинг биринчи ва иккинчи қонунлари импульс моментининг сақланиш қонунининг ўзгинаси экан. Қуёш системасини ёпиқ система деб қаралса, унинг импульс моменти ўзгармас сақланади. Икки жисм — Қуёш ва планеталар 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. Тахминан 25000 йилдан сўнг Ернинг орбитаси доирани кўринишга келиши мумкин. Планеталарнинг ўзаро таъсири натижасида деярли барча планеталарнинг импульс моменти Қуёш 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 чиқишларини, жозибали тугалланишларини ҳайратланиш ва завқ билан кузатганмиз. Улар битта конькиларини айланиш марказига қўйиб, қўлларини кенг ёйганларича иккинчи конькилари билан итарилиб, анчагина бурчакли тезликда айланишга эришадилар ва кейин тезгина қўлларини таналарига ёпиштириб оладилар. Шундан сўнг айланиш бурчак тезлиги кескин ортади. Бунинг сабаби нимада? Фақат қўлларини танасига ёпиштириб 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 айлана 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 тенг бўлади. Тажриба эффектини кучайтириш учун одам қўлларига оғир гантел тошларини олади. Тошларни айланиш ўқидан узоқлаштирганда (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:

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

(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 кераклек 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:

$$M = Ie = I\frac{d\omega}{dt}. \qquad (17.2)$$

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

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

(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 M нолга тенг бўлса, жисмнинг айланиш ўқига нисбатан L импульс моменти ўзгармас сақланади:

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

Бу қонун қаттиқ жисм импульс моментининг сақланиш қонуни бўлиб, тажриба натижаларини тасдиқлайди. (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 айланиш 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 тенг:

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

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 камаяди; ҳар иккала ҳолда ҳам I ва ω кўпайтмаси ўзгармас сақланади.

Импульс моменти сақланиш қонунининг қўлланишига мисоллар. Кундалик турмушда ҳар биримиз бирор ариқ устига ташланган тахтача ёки тўсин устидан ўтишда беихтиёр қўлларимизни ён томонга чўзиб 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 турғунлигини таъминлайди.

Биз яшаб турган Ер шари ҳам Жуковский курсисини эслатади. Ернинг инерция моментининг ўзгариши айланиш бурчакли тезлигини ўзгаришига олиб келади, назарий қаралганда тоғларининг 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 қилади.

Ҳисоблашлар кўрсаталики, кеча ва кундуз давомийлиги юз йилда тахминан $1{,}64 \cdot 10^{-3}$ секундга узаяди. Шунинг учун, кириш қисмида айтилганлек, вақт эталони «секунд» бирлиги Ернинг ўз ўқи ёки Қуёш атрофида айланиш давридан олинмасдан, кварц кристали панжарасининг тебраниши ҳамда атом ва молекулаларининг спектрал чизиқлар нурлаш пишига 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 бўлганлиги учун у айланишдан тўхтаб улгурган, натижада, биз томонга фақат бир томони билан қараб қолган.

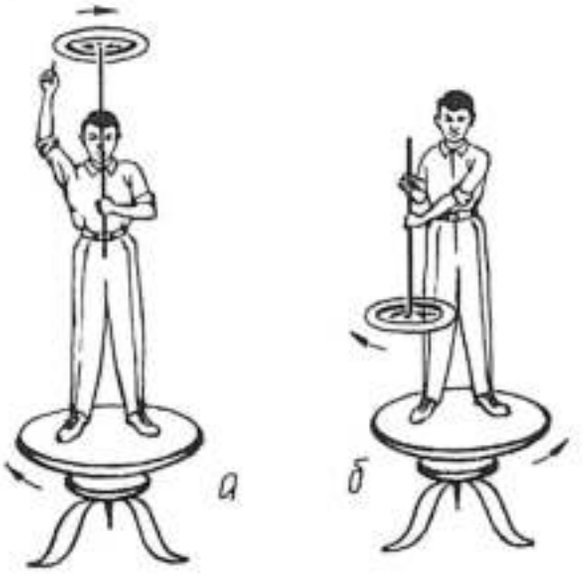
Алоҳида қайд қилиб ўтиш лозимки, импульс моментининг сақланиш қонунини жисмлар системасига татбиқ этганда, кўпчилик ҳолларда, жисмларни моддий нуқта деб қараш тўғри бўлмайди. Чунки қаттиқ жисм ўз ўқи атрофида ҳам айланиши мумкин ва уни моддий нуқта деб қараш оқибатида жисмнинг хусусий импульс моменти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

Импульс моменти векторининг сақланишини қуйидаги тажрибаларда кузатиш мумкин. Жуковский курсисида демонстратор қўлида оғирлаштирилган гардишли велосипед ғилдирагини 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 ғилдирагидан иборат (34-*а* расм). Дастлабки ҳолатда системанинг тўла импульс моменти $\vec{L}$ нолга тенг, чунки унинг ҳар бир қисмларининг импульс моментлари $\vec{L}_1$ ва $\vec{L}_2$ нолга тенг. Демонстратор ғилдиракни соат стрелкаси йўналиши бўйича қаттиқ айлантирса, унинг ўзи курси билан биргаликда ғилдиракнинг айланишига тескари

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

Демонстратор қўли билан айланаётган ғилдиракни тутиб қолса, унинг ўзи ҳам ғилдирак билан бир зумда айланишдан тўхтайди, яъни $\vec{L}$ ўзгармас сақланади. Агар тинч турган демонстратор қўлида айланаётган ғилдиракни 34-*б* расмда тасвирланган ҳолга бурса, ғилдиракнинг импульс моменти $L_2\vec{\omega}_2$ тескарига ўзгаради. Системадаги импульс ўзгариши ички кучлар таъсирида рўй берганлиги учун курси ва одам ғилдиракнинг дастлабки йўналишида, импульс моменти олади.

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



34-расм.

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

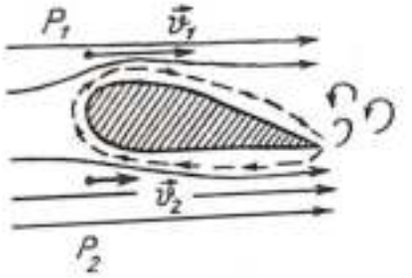
Мактаб физика курсидан маълумки, ўзининг геометрик ўқи атрофида тез айланувчи, ўқига нисбатан симметрик жисм *гироскоп* деб аталар эди. Айланаётган гироскоп ўзгармас импульс моментига эга, бу импульс моментининг вектори гироскопнинг ўқи бўйлаб йўналади. Импульс моменти векторининг сақланиш қонунига кўра, 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 гилдиракли вагонларнинг мувозанатини сақлашда фойдаланилади. Франциядa битта рельсли йўлда поездлар соатига 130 км дан ортиқ тезлик билан ҳаракат қилади.

Агар гироскоп қия ҳолатда айлантириб юборилса, унга $\vec{P}$ оғирлик кучи ва реакция кучларидан иборат жуфт $\vec{M}$ куч моменти таъсир қилади. Бу момент гироскопнинг вертикал ўқ атрофидаги прецессиясини вужудга келтиради. Прецессия ҳаракати йўналиши Грюз-Жуковский қоидасига асосан аниқланади: гироскоп ўз айланиш ўқи йўналишини ташқи куч моменти йўналиши томон бурали. Гироскопнинг прецессион ҳаракати техникада турли мақсадларда қўлланилади.

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

Импульс моментининг сақланиш қонунини татбиқ этиб самолёт қаноти кўтариш кучининг ҳосил бўлишини осонгина тушуниш мумкин (35-расм). Тинч турган қанот ва ҳаво системаси тўла импульс моменти $\vec{L}$ нолга тенг. Парраклар айланиши 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 $\vec{L}_1$ импульс моментига эга бўлади.

Парраклар айланишлар сони катта қийматларга эришганда қанотлар томон йўналган кучли ҳаво оқими қанот орти уюрмавий ҳаракатни олиб кетади. Импульс моментининг сақланиш қонунига биноан, йўналиши уюрмавий ҳаво оқими ҳаракатига тескари йўналишда, қанотни сирпаниб айланувчи кучли ёпиқ ҳаво оқими ҳосил бўлади. Унинг импульс моменти $\vec{L}_2$ сони қиймати $\vec{L}_1$ нинг сон қийматига тенг ва йўналиши қарама-қаршидир. Қанотнинг уст қисмидаги сирпаниб айланувчи ёпиқ ҳаво оқимининг тезлик вектори йўналиши парракнинг қанот томон йўналтирганда ҳаво оқими тезлиги йўналиши билан бир хил бўлиб, улар қўшилади. Қанот тагида эса, аксинча, бу оқимлар тезликлари қарама-қарши йўналган. Гидродинамика қонунларига биноан ϑ_1 тезлик катта бўлган қанотнинг уст қисмида 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.



35-расм.

К. Э. Циолковский ракетанинг фазода йўналишини ўзгартириш учун импульс моментининг сақланиш қонунидан фойдаланиш йўлларини кўрсатиб берган эди. Космик кема ичида ўзаро перпендикуляр бўлган ўқларга ўрнатилган учта маховикни галма-гал айлантириш натижасида керакли йўналиш бериш мумкин (36-расм). Шу усулда бошқарилувчи гироскопик системалар галма-гал ишга тушириліб, «Луна-3» да ўрнатилган объективлар доимо Ойга қаратиқ йўналтирилиб турилиши натижасида Ойнинг орқа томони суратлари олинишига муваффақ бўлинди.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Қандай жисмларни "абсолют қаттиқ жисмлар" деб қабул қилинган?

2. Айланма ҳаракатда куч елкаси, куч моменти ва инерция моменти деганда нимани 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 илгариланма 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. Гироскоплар нима ва уларга ҳаётдан қандай мисоллар келтира оласиз?

IV боб. 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 тушунчаси 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 ёқиш керак ва ҳоказо.

Иш бажариш жараёнида жисмларнинг кучлар ёки куч моментлари воситасида ўзаро таъсирлашиши рўй берали. Уларнинг таъсирлашуви натижасида жисмлар кўчади ёки айланма ҳаракатга келади. Агар F куч таъсирида жисм бирор s масофага кўчган бўлса, у ҳолда F куч билан таъсир

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

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

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

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

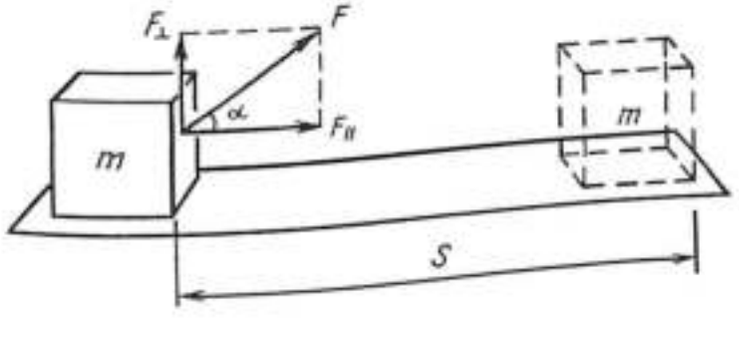
(18.2) формула $\vec{F}$ ва $\vec{s}$ векторларининг скаляр кўпайтмасидир:

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

Шундай қилиб, ўзгармас $\vec{F}$ кучнинг жисмнинг $\vec{s}$ кўчишида бажарган иши ўша икки векторнинг скаляр кўпайтмасига тенг бўлган скалир катталикдир.

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

$$dA = M \cdot d\varphi \qquad (18.3)$$



37-расм.

га тенг бўлади. У ҳолда тўла иш $A = \int_{\varphi_0}^{\varphi} M \cdot d\varphi$ 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 кучи 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 шуғуллансак, қанчалик чарчашлигимизни, мускулларимизнинг 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 мускулларимизга куч тушади ва кичик силжишлар рўй бериши мумкин. Қўлларлаги ҳар бир ричаг ишида бир нечтадан мускул қатнашади. Ричаг ишлаганда мускуллар таранглашган бўлиб, бир-бирига қарама-қарши йўналишда таъсир қилади. Акс таъсирлашувчи мускуллар ўзлуксиз бўшашиб ва таранглашиб туришида кичик силжишлар рўй бериб туради. Кичик силжишлар бўлмаган тақдирда ҳам, юкни тутиб туриш учун қўл мускуллари юкнинг оғирлик кучига қарши иш бажарарди. Шунинг учун чарчаймиз, мускулларимиз ҳақиқатан оғрийди. Лекин бу чарчашлик юкка горизонтал йўналишда тезланишт 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 этаётган 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 $1Н \cdot 1м = 1Ж$.

Техникада иш бирлиги сифатида 1 кГм (килограммюметр) бирлик ҳам кўп ишлатилади. 1 кГ=9,8 Н бўлса, 1 кГм= 9,8 Ж га тенг. Берилган иш ҳажмини ҳар хил кишилар ёки турли механизмлар ҳар хил вақтларда бажаради. Бинобарин, эски уйлаги 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 ичида бажарилган. Кишиларнинг ва механизмларнинг ишни бажариш тезлигини қувват тушунчаси орқали ифодаланади. Қувват ишнинг бажарилиш тезлигини ифодалайди. Бир бирлик вақт ичида бажарилган иш *қувват* дейилади. A ишни бажариш учун t вақт кетган бўлса,

$$\overline{N} = \frac{A}{t} \tag{18.4}$$

ўртача қувват дейилади.

Оний қувват

$$\overline{N} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \tag{18.5}$$

ифодадан аниқланади.

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

Буг 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 Вт $\equiv \frac{3}{4}$ кВт = 0,75кВт.

Бир от кучи қувват бирлигини тасаввур этиш учун механикада 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 иккни (18.1) тенгликка асосан ифодаласак:

$$\overline{N} = \frac{F \cdot s}{t} = F \cdot \overline{v} \qquad (18.6)$$

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

(18.6) формулага кўра, ҳаракатланувчи қисмлар тезликларининг яратувчи кучга кўпайтмаси механизмнинг 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 ғилдираклар ҳар хил бурчакли тезликларга эга бўлади: тезлиги катта ғилдирак кичик буровчи момент яратади, катта ғилдирак 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 қуйи узатиш ҳолатига ўтилади.

19-§. Энергия турлари

Ерда тинч ётган тош иш бажармайди. Лекин уни бирор баландликка кўтарсак, пастга тушиб иш бажаришга мумкин. Баландликка кўтарилган оғир жисмларнинг иш бажара олиш қобилиятидан иморатлар қурилиши мўлжалланган ерларни шиббалаш, у ерларга иморат ости қозиқларини қоқиш мақсадларида 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 тегирмонининг паррагини ва тошни айлантириб донни майдалайди ва унга айлантириб берали.

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

Соғлом ҳар бир киши иш бажариши мумкин, лекин уларнинг иш бажариш қобилиятлари 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 6-жадвалдан танишиш мумкин.

6-жадвал

Табиатда энергиянинг ўзгариши

Жоуль	
10^{17}	Квазарнинг чақнаши
10^{49}	
10^{48}	
10^{46}	Юлдузнинг чақнаши
10^{36}	
10^{32}	Қуёшнинг йиллик нурланиш қуввати
10^{29}	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^{9}	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 ядровий энергиялар моддаларнинг асосан ички тузилиши билан боғлиқ бўлиб, *ички энергия* дейилади.

Жисмларнинг иссиқлик энергияси уларнинг таркибий қисмлари — атом ва молекулаларининг 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 акумулятор, 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 ядровий энергия ядроларнинг радиоактив парчаланишида ёки ядровий реакцияларда ажралади. Қуёш ва кўпчилик юлдузлар нурланишлари уларнинг ичида рўй бераётган ядровий реакциялар билан боғлиқ бўлиб, ядровий 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^{ϕ} ва электрик потенциал энергия E_p^{e} лардан иборат бўлади.

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

унинг айрим элементар бўлаклари айланалар бўйлаб ҳаракатда бўлади. Жисмнинг айланиши билан боғлиқ энергияси айланма ҳаракат кинетик энергияси $E_k^{айл}$ 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 ғилдирак катта тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлса, катта иш бажара олади, кичик тезлик билан думалаётган бўлса, кичикроқ иш бажара олади. Тўхтаб турган ғилдирак 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 s 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. Иссиқлик энергияси бирлиги сифатида, одатда калория (кал.), килокалория (ккал) бирликлари ишлатилади. 1 кал иссиқлик энергияси 0,24 жоуль ишга эквивалентдир:

$$1 \text{ кал} = 0{,}24 \text{ Ж}; \quad 1 \text{ Ж} = 4{,}18 \text{ кал}.$$

20-§. Кинетик энергия

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

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

Ҳовли 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: ҳаракатлаги жисмнинг иш бажариш қобилияти унинг фақат 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 ўтали 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 бўлмаганда, F кучнинг s кўчишда бажарган иши $A = F \cdot s$ эвазига жисм ϑ тезликка ва $E_k = A$ кинетик энергияга эга бўлади:

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

Демак, жисмнинг кинетик энергияси массанинг биринчи даражасига ва тезлигининг квадратига пропорционал бўлади: жисмнинг массасига боғлиқ бўлган ҳолда, асосан тезлигининг ўзгариши билан белгиланади. Жисмнинг олган кинетик энергияси унинг устида бажарилган иш миқдори билан аниқланади. Масалан, милтиқ отилганда порох массасининг ёнишидан ҳосил бўлган F босим кучи ўққа тезланиш бериб, уни стволдан чиққунча $s = \frac{a\tau^2}{2}$ 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-

лан 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 модлий нуқтанинг чизиқли ва бурчакли тезликлари $\vartheta = \omega r$ боғланишда бўлиб, инерция моменти $I = mr^2$ га тенг. Унинг кинетик энергияси:

$$E_k^{айл} = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{I\omega^2}{2}. \qquad (20.2)$$

Қаттиқ жисм элементар бўлакчасининг кинетик энергияси

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

бўлганлиги учун айланаётган жисмнинг кинетик энергияси шу жисмни ташкил этувчи элементар бўлакчалари кинетик энергияларининг йиғиндисига 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 ёзамиз:

$$E_k^{айл} = \frac{I\omega^2}{2} \qquad (20.3)$$

Кўзғалмас 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 йиғиндисига тенг:

$$E_k = E_k^{илг} + E_k^{айл} = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \qquad (20.4)$$

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

Демак, милтиқ стволи ички қисмининг винтсимон қилиб ясалиши бир томондан ўқнинг нишонга бориб тегиш 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 дуралгорлик 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 ўқининг массаси милтиқ ўқининг массасидан неча марта катта бўлса, унинг кинетик энергияси ҳам шунча марта катта бўлади. Машина ва механизмларда массасининг ортиши билан уларнинг ўлчамлари ортади, ишчанлиги йўқолади, инерция ортиши натижасида тезкорлиги сусаяди ва ўзларининг энергия сарф қилиши ортади.

Қайд қилиб ўтиш лозимки, энергия тушунчаси нисбий тушунча бўлиб, жисмнинг кинетик энергияси ҳам нисбий катталикдир. 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 $\vartheta_0' = 0$ га тенг. Кинетик энергия ифодасида қатнашувчи v тезлик нисбий тезлик бўлиб, энергия қиймати қайси саноқ системасига нисбатан олинишига боғлиқ.

Автомобилнинг турган кузатувчига нисбатан кинетик энергияси, тахминан,

$$E_к = \frac{10^3\ \text{кг} \cdot 10^2\ \text{м}^2}{2c^2} = 50\ \text{кЖ}$$

бўлса, ўзи билан ёнма-ён кетаётган автомобилга нисбатан эса $E_к' = 0$ га тенг.

Демак, турли саноқ системалари учун жисмнинг кинетик энергияси турлича бўлиб, унинг иш бажариш қобилиятини кинетик энергиянинг қиймати эмас, унинг ўзгаришини 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 тепган 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.

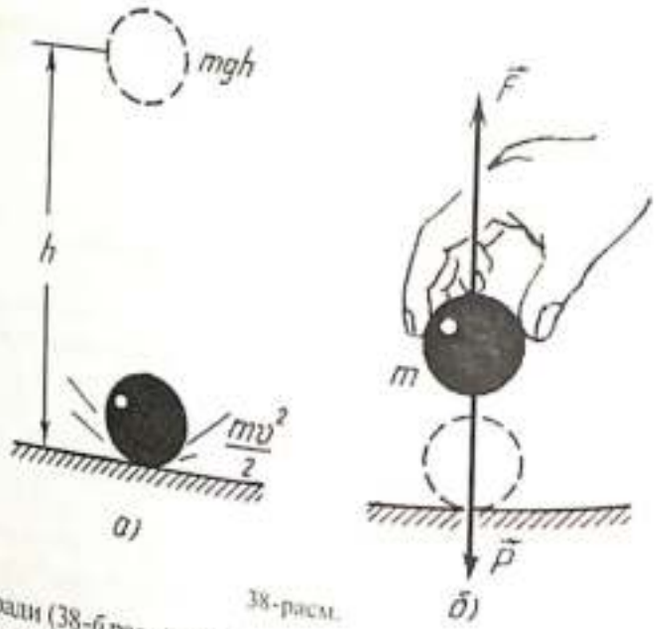
21-§. Потенциал энергия

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 $E_к = \frac{mv^2}{2}$ кинетик энергияга эга бўлади (38-*а* расм):

$$A = P \cdot h = mgh = \frac{mv^2}{2}. \qquad (21.1)$$

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

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



38-расм.

бажаради (38-*б* расм). Жисм секин, тезланишсиз кўтарилганда ҳар бир лаҳзаларда мускул кучи йўналиши $\vec{P}$ га қарама-қарши ва сон жиҳатдан оғирлик кучи $\vec{P}$ га тенг бўлади:

$$dA = -Pdh.$$

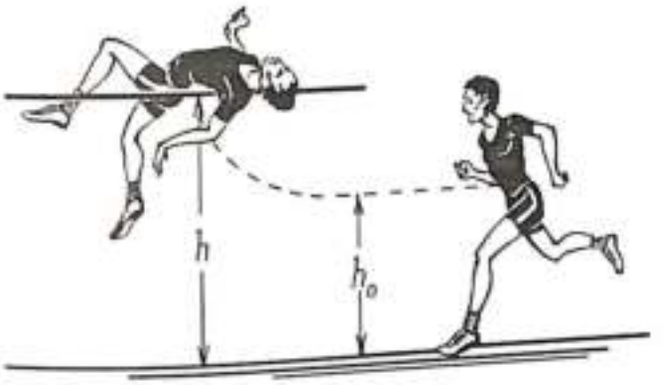
Шу йўсинда жисмни h баландликка кўтарилганда бажарилган тўла иш жисмнинг оғирлик кучини енгиш учун сарф қилиниб,

$$A = \int dA = -\int_0^h Pdh = -mgh \qquad (21.2)$$

га тенг бўлади.

Бу ҳолда биз жисм устида $A = mgh$ иш бажарган бўламиз. Оғирлик кучи таъсирида жисмнинг h баландликдан тушишида 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 кўтарали. Бунда h баландлик сифатида спортчи оғирлик маркази баландлигининг ўзгариши $(h - h_0)$ тушунилади (39-расм).

Қадим замонлардан механиканинг «кучдан ютсанг, мафодан ютқазасан» деган олтин қоидаси маълум. Масалан,



39-расм.

юк қия текислик бўйича кўтарилса, оғирлик кучига қарши куч иш бажаради (ишқаланиш кучларига қарши бажарилган ишни кичик деб ҳисоблаймиз). Агар қия текислик ётиқроқ бўлса, у ҳолда йўл узун, лекин юкка кичикроқ куч қўйиш мумкин. Тикроқ текислик бўйича 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 тенг. 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 кучлар *потенциал кучлар* ёки *консерватив кучлар* 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 тенг бўлади.

Фақат оғирлик кучларигина эмас, балки электростатик ўзаро таъсир кучлари ҳам потенциал кучлардир. Кулон қонуни ($F \approx q_1q_2/r^2$). Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонунига ($F = m_1m_2/r^2$) жуда ўхшаш бўлиб, ҳаттоки потенциал энергия формулалари ҳам деярли бир хил: иккала ҳолда ҳам энергия ўзаро таъсирлашаётган жисмлар орасидаги масофага тескари пропорционал ($F = q_1q_2/r$) ва ($F = m_1m_2/r$). Аммо ишқаланиш кучлари иши йўлнинг шаклига боғлиқ ва бундай кучлар *нопотенциал кучлар* ёки *неконсерватив кучлар* дейилади.

Сиқилган ёки чўзилган пружина потенциал энергияси E_p милтиқларда, тўпончa ва тўпларда тенкини ҳаракатга келтиришда қўлланилади. Буралган пружиналар потенциал энергияси соатлар, граммофон, болалар уйинчоқлари 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. Тугонларда h баландликка кўтарилган 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 кўтарилган 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 чуқурлигига 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

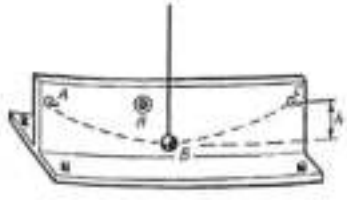
Жисмнинг механик энергияси унинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндисидан иборат эканлигини кўрдик. Тажрибалар кўрсатадики, ташқи таъсир бўлмаганда

жисмнинг ёки жисмлар системасининг тўла механик энергияси доимий сақланади:

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

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 қуйидаги тажриба мисолида кузатиш мумкин (40-расм). Узун ипга 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 кўтарилган h баландлигини шу сатҳда ўрнатилган $Л$ лампочканинг ёниши кўрсатади. Дастлабки 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 акси нча, потенциал энергия ортиб бориши билан кинетик энергия камайиб борали. Ҳаракат траекторияси CBA чизиғининг ҳар бир нуқтасида эса $E_k + E_p = \text{const}$ бўлади.

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



40-расм.



41-расм.

нинг тубига ва қопқоғига маҳкамланади. Резина чирмовиқнинг ўртасига кўргошин юкча боғланади. Ипини полга қўйиб, итариб юборсак, думалаб бориб, бир ерда тўхтайди ва ҳаммани ҳайратда қолдириб, орқага думалай бошлайди. Чунки ипни думалаганда юкча вертикал осилиб туради ва у айланганда резина буралади. Ипнинг кинетик энергияси резинанинг буралиш потенциал энергиясига айланади ва у тўхтайди. Сўнгра резина ечила бошлайди ва ипни орқага ҳаракатлантиради. Бунда потенциал энергия кинетик энергияга айланади. Бу тажрибада энергиянинг сақланиш қонунини энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланиш нуқтаи назаридан кузатилади. Ипнинг ҳаракати мобайнида энергиянинг бир қисми йўқолади ва охир оқибатда ипни ҳаракатдан тухтади.

Ёпиқ системанинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндиси ўзгармас сақланади. Бу қонун механик энергиянинг сақланиш қонунидир. Юқоридаги тажрибаларга асосан, системага 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, системанинг 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.

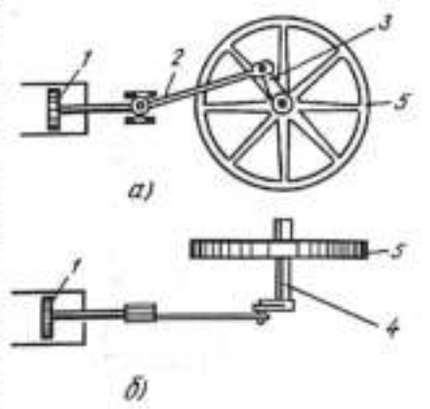
Энергиянинг сақланиш қонуни умуман табиатда маълум бўлган барча турдаги энергияларга оид бўлиб, табиатда муҳим бўлган сақланиш қонунларидан биридир. Табиатда содир бўладиган хилма-хил ҳодисаларда механик энергия кинетик

ман электр энергияга, иссиқлик ва нурланиш энергиясига, химиявий ва ядровий 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 айланиб, 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 ажралиб чиққан энергия ҳисобига механик ҳаракат қилади, юради, туради, яшайди.

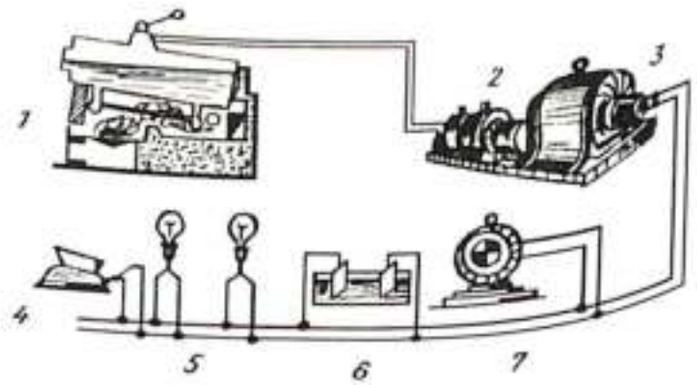
Қадим замонларда ҳам кишилар механик энергияни иссиқлик энергиясига айлантиришни билганлар — чақмоқ тошни бир-бирига уриб олов ёққанлар. Қуёш нурлари энергияси Ер, сув ва ҳавони иситади ва бизга ҳаёт бағишлайди. Сўндирилмаган оҳакка сув қуйилса, химиявий энергия иссиқлик энергиясига айланади, сувга сульфат кислота ёки спирт қўшилса исийди ва ҳоказо. 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) поршенни цилиндр бўйлаб итаради. Буровчи момент таъсирида эса (2) шатун ва (3) кривошип ёрдамида (4) тир-



42-расм.

сақлаш ва айланма ҳаракатга келади. Тирсакли валга ўрнатилган (5) маховик энергияси валнинг бир текисда айланишини таъминлайди. Валнинг етарлича бир текисда айланишига қамда катта қувватга эришишни учун двигателларни кўп цилиндрли одатда, тўрт цилиндрли қилиб ясалади. Двигатель цилиндрларидаги газларнинг кенгайишидан ҳосил бўлган қувват енгилнинг тарқибига, унинг солиштирма енини иссиқлигига боғлиқ. Бу қувватнинг бир қисми ишқаланиш кучларини енгиш учун кетса, асосий қисми двигатель ердамчи механизмларини ҳаракатга келтириш учун ва поршенни дастлабки ҳолатига қайтариш учун сарф бўлади. Машинанинг механик энергияси айланувчи тирсакли валнинг қуввати билан белгиланади.

Турмушда фойдаланиладиган оддий электр чироқларида тарқалаётган ёруғлик энергияси, токарь ёки дурадгорнинг станогини юритаётган электр энергияси бир неча энергия айланишлари натижасида ҳосил бўлади. ГРЭСлар мисолида (43-расм) (1) бут қозони ўтхонасида ёнаётган ёқилғининг ички энергияси иссиқлик энергиясига айланади ва қозон деворлари орқали сувга берилади. Қайнаш натижасида ҳосил бўлган бут босим остида қувурлар орқали (2) турбинага боради ва бутнинг иссиқлик энергияси турбина роторининг механик айланма ҳаракат энергиясига айланади. Турбина ротори айланишини натижасида (3) электр генераторининг якори айланма ҳаракатга келади. Ҳосил қилинган электр энергия (4) лампочкаларда иссиқлик, (5) лампочкаларда ёруғлик, (6) электромоторларда иссиқлик, (7) моторда механик энергияси сифатида сарф бўлади.



43-расм.

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 оддий механизмларнинг ишлаш жараёнида яққол намоён бўлади. Оддий механизмлар деганда, кучнинг қийматини ёки йўналишини алмаштириб берувчи қурилмалар тушунилади. Блок ва полиспаст, ричаг, винт, домкрат, пона, чиғир ва бошқалар оддий механизмлардир. Ишқаланиш ва қаршилик кучлари кичик бўлганда оддий механизмнинг бажарган иши унинг устида бажарилган ишга тенг бўлади. Масалан, қўзғалмайдиган блок ипининг бир учидан тортаётган ишчининг бажарган иши ип иккинчи учининг юкни кўтаришда бажарган ишига тенг. Шунингдек, ишчининг лом устида 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 қўли ҳаракатлантираётган ломнинг учи тошни кўтараётган иккинчи учига қараганда уч марта катта йўл юрса, ишчи қўли 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.

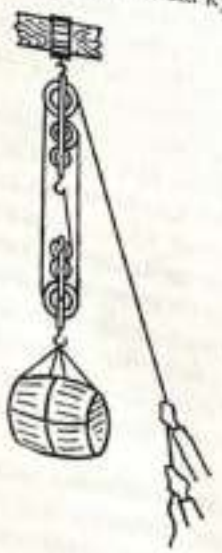
Блок ва полиспастлар. Қўзғалмас блок оддийгина дисксимон ғилдиракдан иборат бўлиб, унинг гардиши тарнов шаклида ясалган. Блок устидан ўтказилган сим арқоннинг бир учига юк осилади. Блоклар, одатда, юкларни кўтариш

мақсадларида қўлланилади. Блок ипининг бўш учидан пастга тортиб юкни юқорига кўтарилади. Бунда ипнинг ҳар икки кала учи 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 қулай бўлганлиги учунгина бу тоифа блоклардан фойдаланиш мақсадга мувофиқ ҳисобланади.

Кўчар блокдан фойдаланиш кучдан икки марта ютуққа олиб келади. Блокдан ўтказилган ипнинг учи маҳкамлаб қўйилади. Ипнинг бўш учидан кўтарилганда йўлдан икки марта ютқазамиз. Механиканинг олтин қонунига кўра эса кучдан икки марта ютилади.

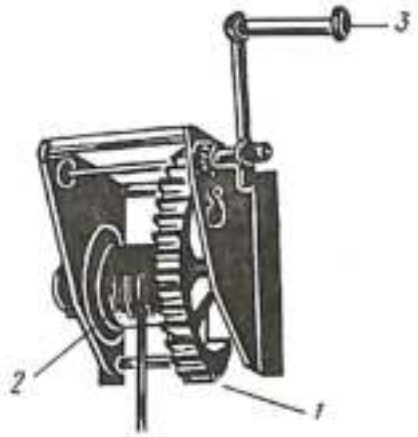
Бир қисқичга кетма-кет ўрнатилган бир неча блоклар тўплами *полиспаст* дейилади. 44-расмда кўрсатилган полиспастнинг учта блоки кўзғалувчан бўлганлиги учун ипнинг бўш учининг юрган йўлига қараганда кўтарилаётган юкнинг юрган йўли $2 \times 3 = 6$ марта кўп. Юкни кўтариш учун керак бўлган куч эса, аксинча,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

Кучдан янада кўпроқ ютиш учун полиспастларнинг махсус 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.

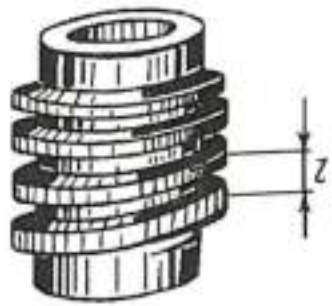
Чиғир. Чиғир (1) тишли узатма билан (2) сим ўралувчи ғалтак бирикмасидан иборат бўлиб, катта юкларни кўтаришда ишлатилади. Чиғир (3) дастаси кичик диаметрли тишли ғилдиракни айлантиради. Тишли узатманинг катта ғилдираги ғалтак ўқига ўрнатилган (45-раем). Бу курилмада йўлдан ютқазиш ва кучдан ютиш, биринчидан, чиғир дастаси узунлиги билан ғалтак радиуси орасидаги фарққа боғлиқ бўлса, иккинчидан, тишли узатма ғилдираклари радиуслари фарқига боғлиқ. Чиғирдаги эришиш мумкин бўлган кучдан ютиш катталиги чиғир дастаси узунлигининг ғалтак радиусига нисбати билан узатма тишли ғилдиракларн радиуслар нисбатининг кўпайтмасига тенг. Чиғирлар ишлаб чиқариш корхоналарида, юк кўтариш кранларида, юк ташувчи кемаларда уларнинг якорлари ва юкларини кўтариш ҳамда туширишда қўлланилади.



45-расм.

Винт. Домкрат. Винт ўймали цилиндр бўлиб, унинг ҳар бир ўймаси цилиндрга ўралган қия текисликни эслатади. Ёнма-ён икки ўймалар орасидаги *l* масофа *винт қадами* дейилади (46-раем). Болт бир марта тўла бураланганда 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 бажарган иши винтнинг юкни кўтаришда бажарган ишига тенг. Домкрат дастасининг босиб ўтган йўли винт қадамдан неча марта катта бўлса, винтнинг гайкага босим кучи ҳам дастани ҳаракатлантирувчи кучдан шунча марта



46-расм.

катта бўлади. Винтли домкрат ёрдамида жуда катта кучларни ҳосил қилиш мумкин. Шунинг учун винтли домкратлардан оғир юкларни, иморатларни кўтаришда, 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 қилади?
2. Ишни таърифланг ва уни турли жараёнларга татбиқ қилинг.
3. Консерватив ва ноконсерватив кучлар деганда нимани тушунасиз?
4. Қувват нима ва у қандай бирликларда ўлчанади? Машина ва механизмларнинг қуввати қандай аниқланади?
5. Энергиянинг қандай манбаларини биласиз?
6. Механик энергиянинг қандай турлари мавжуд?
7. Илгарилама ва айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг кинетик энергияси ифодасини ёзинг.
8. Ернинг тортиш кучи майдонида жисмнинг кўчирилишида бажарилган иш унинг потенциал энергиясини қандай ўзгаришга 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 боб. 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 бўлишлигидан 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 масофаларда намоён бўлувчи кучли ядровий 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 эффектив таъсир кўрсатади.

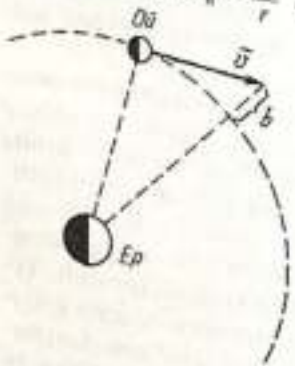
Ядровий кучли таъсир ва кучсиз таъсир кучлари, асосан, атомлар дунёсида, ядро ўлчамларига яқин бўлган қисқа масофаларда намоён бўлади. Шу боис бу кучлар яқиндан таъсир кучлари деб юритилади. Яқиндан таъсир кучлари ядровий реакцияларни бошқаради ва инсон ҳаётида жуда катта аҳамиятга эга. Бинобарин, Ер 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 устида 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, махсус 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 қиламиз. Шу боис, гравитацион таъсир ҳамда электромагнит таъсир қонунлари ҳам, юқоридагидек, бирор ягона фундаментал таъсир қонунларининг хусусий кўринишлари эмасмикан? Гравитацион таъсир қонунини билан электр зарядлари орасидаги таъсир қонунларининг ўхшашлиги, ўз навбатида масса ва энергия орасидаги боғланишни гравитацион ва электромагнит таъсирлар эса

майдонлар таъсирлари эканлигини ҳамда материянинг моддада ва майдон кўриниши, майдоннинг моддага ва моддаларнинг майдон кўринишига ўтишини эласак, юқоридаги фикрларни тўғрилигига ишонгимиз келади. Вақт 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, дарахтдан 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 таҳлил қилишга киришади. Унинг фикрича Ой Ерга томон тўғри йўналишда ҳаракат қилмайди, балки доиравий чизиқ бўйлаб Ер атрофида айланади. Унинг айланиш даври $\tau = 27{,}3$ кеча-кундузга тенг. Траекториянинг ҳар бир нуқтасида чизиқли тезлиги қийматини доимо ўзгармайди. Лекин эгри чизиқли ҳаракатда у марказга интилма $a_n = \frac{\vartheta^2}{r}$ тезланишга эга. Шунинг учун ҳам у



47-расм.

$\vec{\vartheta}$ йўналишида узоқлашиб кета олмай Ерга «тушади» ва айлана бўйлаб ҳаракат қилади (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 қуйидагича 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 $a_n = 2{,}72 \cdot 10^{-3}$ 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 ($g = 9{,}8$ м/с^2) тезланиш билан тушишлиги Галилей тажрибаларидан маълум эди. Ньютоннинг ўзи ҳам олтин, қўрғошин, 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 хулосага келади ($F \sim 1/r^2$). Ер билан Ой орасидаги r масофа уларнинг масса марказлари орасидаги масофа бўлишлигини 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 бўлишлиги керак.

Ушбу мулоҳазалар асосида Ойнинг «тушиш» тезланиши

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

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

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

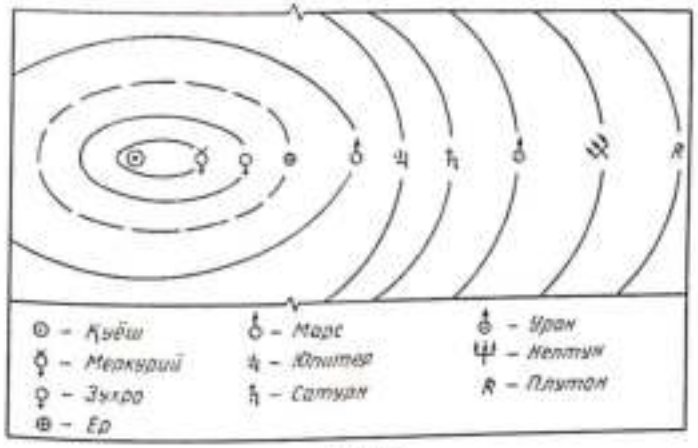
Немис олими Иоганн Кеплер, даниялик астроном Тихо Браченинг кўп йиллар давомида Қуёш системасидаги сайёралар ҳаракатини, хусусан, Марс ҳаракатини кузатишлари натижаларини қайта ишлаб чиқиб уларнинг учта қонунини яратди:

1-қонун, сайёралар 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 кубларининг айланиш даврлари квадратларига пропорционалдир.

Кеплер қонунларига ҳамда ўзининг динамика қонунларига таянган ҳолда И. Ньютон осмон жисмлари ҳаракатларини ўрганишда ўзининг яратган дифференциал ва интеграл ҳисобларини бир жинсли сферик мужассамланган жисмлар учун ҳам қўллади. Ньютон исботлаганидек, бундай жисмлар ўзаро таъсирлашганда уларнинг массалари марказларида тўпланган деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун Ер билан Ой, Қуёш ва сайёралар орасидаги таъсир кучларини ҳисоблашдаги масофалар уларнинг масса марказлари орасидаги масофалар эканлигини исботлади.

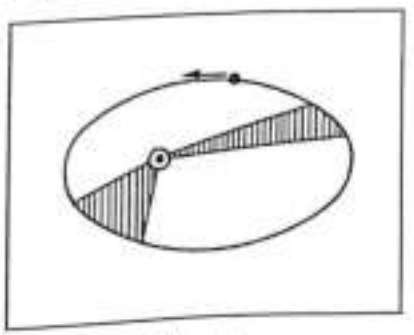


48-расм.

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

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

Пропорционаллик коэффициенти гравитацион доимий дейилади ва $G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ м^3/кг \cdot с^2$ га тенг. Бу қонун универсал қонун бўлиб, Ер билан Ой, Қуёш билан сайёралар, 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:

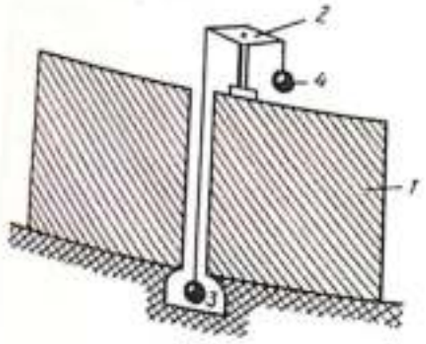
$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2} \qquad (25.2)$$

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 қарганда $r^2 = 60^2 = 3600$ 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 устида ҳам, Ой устида ҳам бир хил. Лекин Ой устидаги жисмнинг Ойга тортилиш кучи унинг Ер устида Ерга тортилиш кучидан кичик, яъни жисмлар Ой устида 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 тоннадар миқдорида) бўлса, уларнинг ўзаро гравитацион таъсир кучини амалда лаборатория шароитларида ҳам сезиш мумкин.

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



50-расм.

шарча осайлик. Тарозининг ўнг палласи босиб кетади: плита тагидаги (3) шарча оғирлигининг нисбатан кичиклигини кузатамиз. Бу шарчага пастга йўналган Ернинг тортиш кучи билан бир қаторда юқорига йўналган плитанинг сезиларли гравитацион тортиш кучи ҳам таъсир қилади. Унинг оғирлиги қиймати $P_1 = F_{Ep} - F_{n1}$ га тенг.

Юқоридаги (4) шарчага эса плита томонидан қўшимча гравитацион куч, Ернинг тортиш кучи йўналишида таъсир этади ва унинг оғирлиги $P_2 = F_{Ep} + F_{n1}$ 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

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

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

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

Ернинг ўртача зичлиги эса қуйидагига тенг:

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

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

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

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

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

Демак, Ойга таъсир этиб уни Ер атрофида айланишга мажбур этувчи $F_{ma} = m\omega^2 r$ марказга интилма куч Ернинг гравитацион таъсир кучи $F_{gr} = G\frac{mM}{r^2}$ экан.

Кўпчилик сайёралар орбиталарининг айланалан кўп фарқ қилмаслигини назарда тутилса, бутун олам тортишиш қонуни асосида $G\frac{mM}{r^2} = \frac{4\pi^2}{T^2}mr$ ифодадан $T^2 = \left(\frac{4\pi^2}{GM}\right)\cdot r^3$ қонуният келиб чиқади, яъни сайёралар 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 чексизликда 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 $g = \frac{F_{gr}}{m}$ 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 $F_h = G\frac{mM}{(R+h)^2}$ гравитацион тортиш кучи таъсир этади ва эркин тушиш тезланиши $g_h < g_0$ бўлади. Ердан $h = 6$ км баландликда:

$$\frac{g_h}{g_0} = \frac{F_h}{F_0} \approx 1 - 0{,}002 = 1 - 2\frac{h}{R}.$$

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

Ерда содир бўладиган кўпчилик ҳодисаларда тортишиш кучининг масофага боғлиқ ўзгариши, одатда, унчалик сезиларли бўлмайди. Масофага боғлиқ бўлган гравитацион кучининг ўзгариши денгиз ва океанлардаги сув сатҳининг суткалик кўтарилиши ҳамда пасайишида муҳим роль ўйнайди. 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 тенг 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 қуйидагича 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 қобиғидан ўзиб кетиши натижасида кўпроқ тортилиб, сув сатҳининг кўтарилишига сабаб бўлади ва сув дўнглигини ҳосил қилади (51-расм). Қарама-қарши томонлаги сув массаси эса кичик тезланиш-



51-расм.

та эга бўлганлиги учун Ернинг қаттиқ қобиғидан аксинча, орқада қолиб кетади ва аввалги сув сатҳига нисбатан сувнинг кўтарилишига, сув лунглигининг ҳосил бўлишига олиб келади.

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

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

Шундай қилиб, Ойнинг тортиш кучи таъсирида ва тортиш кучининг масофага боғлиқлиги туфайли Ернинг икки томонида сув сатҳининг кўтарилиши кузатилади. Ернинг ўз ўқи атрофида даврий айланишида бу сув сатҳларининг 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 ўрнида пасайишлар ва аксинча, пасайишлар ўрнида дўнгликлар алмашиниб келади. Оқибатда Ернинг қаттиқ қобиғи 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 ўз ўқи 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 қобиқ орасидаги ишқаланиш кучлари унинг бурчакли тезлигини камайтириб келган. Оқибатда унинг ўз ўқи 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 бўлмаганда, 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 айлана бўйлаб ҳаракат ҳолатини яратади. Шунингдек, Қуёш системасининг бўлиниб, тарқалиб кетмаслигига сабаб қуёш билан сайёралар орасидаги Гравитацион тортишиш кучидир.

26-§. Оғирлик кучи. Вазнсизлик 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

$$\vec{F}_{гр} = \vec{P} = \vec{mg}$$

унинг оғирлик кучи дейилади.

Демак, жисм Ердан узоқлашган сари 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 $a_h \approx g_h = 0,00272\,\frac{м}{с^2}$ 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 кенгликдаги A жисмнинг натижавий оғирлик кучи $\vec{P}_\varphi = \vec{P}_0 + \vec{F}_{ин}$ бўлиб, унинг ўша кенгликдаги оғирлигини ифодалайди ва

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

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

Демак, Ер сиртида турган жисмнинг оғирлик кучи қутбларда максимал

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

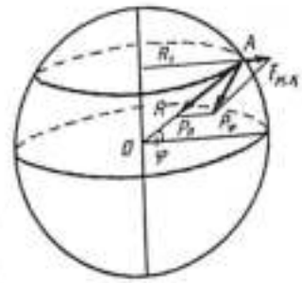
га тенг бўлиб, экваторда эса энг кичик

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

га тенг бўлади.

Эркин тушиш тезланиши ҳам мос равишда қутбларда энг катта $g = 9{,}832\ \frac{м}{с^2}$, экваторда эса энг кичик $g = 9{,}780\ \frac{м}{с^2}$ қийматга эга бўлади. Жисмнинг φ географик кенгликдаги $\vec{P}_\varphi = \vec{P}_0 + \vec{F}_{ин}$ оғирлик кучи натижавий таъсир этувчи эффектив оғирлик кучи бўлиб, жисмнинг осмага таъсир кучини ифодалайди. Османинг йўналиши жисмга таъсир кучи кенгликдаги натижавий оғирлик кучи $\vec{P}_\varphi$ йўналишида бўлиб, Ернинг айлани маркази томон йўналган эмас. Оғирлик кучининг йўналишини фақат қутбларда ва экваторда Ер радиуси

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



52-расм.

$$\frac{F_{ин}}{P_0} = \frac{\omega^2}{R_0 g_0} = \frac{\omega_0^2 R}{g_0} = 0.00348$$

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

Аслида жисмнинг натижавий оғирлик кучи $\vec{P}_\varphi$ вектори йўналиши гравитацион тортишиш кучи $\vec{P}_0$ йўналишидан кўп фарқ қилмайди. Шу сабабли юк боғланган ипнинг йўналиши деярли вертикал йўналишни кўрсатади. У қурилишнинг турли соҳаларида, иморатлар ва улар деворлари ҳамда ускуналарининг вертикаллигини аниқлашда, техника ва халқ хўжалигининг 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, вертикал ўққа ўрнатилган шарсимон шиша идиш ичига m массали шарчани қўйиб, идишни айлантирайлик. Ишқаланиш туфайли шарча идиш билан биргаликда айланади. Қурилманинг бурчакли тезлиги ортиши билан марказдан қочма инерция кучи $F_{ин} = m\omega^2 r$ ортиб боради ва жисм оғирлиги таъсирини енгиши натижасида шарча идишнинг ички деворлари бўйлаб айланиб, 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 куч таъсирида бўлади. Марказдан қочма куч етарлича катта бўлганда натижавий куч таъсири йўналиши горизонтал йўналишга яқинлашиб боради.

Цирклларда баъзи аттракцион чиқишларини, вираж малаб айланиб 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 вертикал девор бўйлаб бемалол айланиб чиқиши мумкин. Бунинг учун унинг тезлиги қиймати жуда катта бўлишлиги шарт эмас. Оддий ҳисоблашлар кўрсатадики, аттракцион хона радиуси (3—4) м атрофида бўлганда мотоциклчининг вертикал текисликда ҳаракатлана олиши учун $\vartheta \approx (20-25)\frac{км}{соат}$ га тенг чизиқли тезлик етарли бўлади.

Агар Ердаги тағлик айланаётган 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 йиғиндисидан иборат натижавий куч жисмнинг оғирлигини ифодалайди. Расмда айланиш марказидан турли масофаларда бўлган учта бир хил жисм берилган. Уларга таъсир этувчи оғирлик кучлари бир хил бўлиб, марказдан қочма куч эса айланиш ўқидан узоқлашган сари ортиб боради. Бу жисмлар ҳар бирининг тағликка таъсири $\vec{P}$ йўналишлари бир-биридан фарқ қилади. Айланиш ўқидан узоқлашган сари, жисмга таъсир этувчи натижавий кучнинг йўналиши ўзгариб боради. Бунда $\vec{F}_{нат}$ билан $\vec{P}$



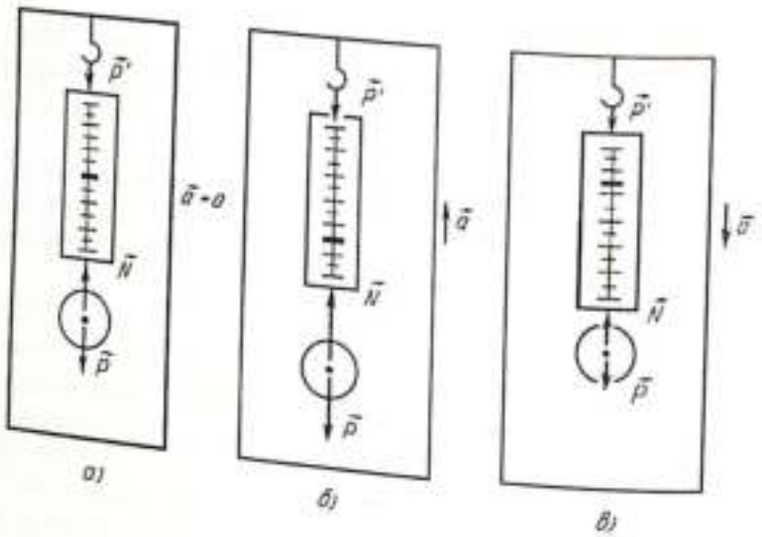
53-расм.

йўналиши орасидаги фарқ, ортиб боради. Етарлича катта ω бурчакли тезликла айланаётган жисм учун «вертикал» йўналиш Ерга нисбатан вертикал йўналишдан бутунлай фарқ қилади.

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

Вазн ва вазнсизлик. Жисмнинг оғирлик кучи тушунчаси билан бир қаторда жисмнинг оғирлиги, вазни тушунчалари ҳам кўп ишлатилади. Жисмнинг оғирлиги, вазни деганда унинг ўзи турган тағликка ёки осилган осмага кўрсатадиган таъсир кучи тушунилади. Жисмнинг оғирлиги таянчга ёки осмага қўйилган куч бўлиб, куч бирликларида ўлчанади. Бир қарашда, жисмнинг оғирлигини унинг оғирлик кучи ираташтандай 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 тағликка ёки осмага таъсир этганидагина намоён бўлади. Агар жисм Ерга нисбатан тезланишли ҳаракатда бўлса, унинг тағликка ёки осмага таъсир кучи тезланиш қийматига ва йўналишига кўра турлича бўлади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун қуйидагича 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: $\vec{P}$ оғирлик кучи ва $\vec{N}$ пружинанинг таранглик (реакция) кучи қўйилган бўлади. Осмага эса реакция кучига сон қиймати тенг, лекин йўналиши бўйича қарама-қарши бўлган $\vec{P} = -\vec{N}$ 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 $\vec{P}' = \vec{P}$ бўлади. Демак, жисм Ерга нисбатан тинч ёки тезланишсиз ҳаракатда бўлгандагина унинг оғирлиги оғирлик кучига тенг бўлади.

Энди лифтни ишга тушириб юқорига $\vec{a}$ тезланиш билан ҳаракатга келтирсак (54-*б* расм), пастлабки пайтда, тош инерциясига кўра аввалги ҳолатини сақлайди ва ҳали тезланиш олиб улгурмайди. Динамометр пружинаси чўзилиб боради, бу эса $\vec{N}$ ва $\vec{P}$ 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

$$m\vec{a} = \vec{P} + \vec{N} \qquad (26.2)$$

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

$$m\vec{a} = \vec{P} - \vec{P}'$$

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

$$P_1 = P + ma = P + F,$$
$$P = m(g + a). \qquad (26.3)$$

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 кўтарилаётганда 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 $F_{ин} = ma$ қадар катта бўлади. Натижада космонавт жуда катта қўшимча оғирлик сезади.

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

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

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

Лифтлаги кузатувчи дастлабки пайтда, инерцияси туфайли аввалги тинч ҳолатда қолади. Оёқлар остидаги тагликка 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 қамайиб 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 қинчалик «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 кузатилади.

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.

Маълумки, 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 табиий конвекция юз бермайди, 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 мувозанатлайди.

Вазнсизлик ҳолатида суюқлик устунининг вазни йўқолиши туфайли капиллярлик ҳодисаларининг роли кескин ортади. Ўз ҳолига қўйилган суюқлик томчиси сферик шаклни олади. Илишни хўлламайдиган суюқлик идишнинг ичида учиб 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 мораларида вазнсизлик ҳолатидан фойдаланилади. Баландлиги 30—20 м бўлган миноранинг юқори қисмидан оқиб тушаётган суюқ қўрғошин махсус тўрдан ўтказилади. Тўрдан чиққан суюқ қўрғошин томчилари эркин тушишида вазнсизлик ҳолатида бўлади. Вазнсизлик ҳолатидаги ҳар бир суюқ қўрғошин томчиси сирт таранглик кучи таъсирида шар шаклини олади ва тушиш йўлида қўшимча ҳаво оқими таъсирида совитилгандан сўнг пастдаги сувга тушади. Сувдан олинган шарчаларга махсус 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 қуйидаги 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. Снарядининг горизонтал йўналишдаги тезлиги қандай бўлганда у Ой каби Ер атрофида бирор ўзгармас масофада лаврий айланма ҳаракат қилади?

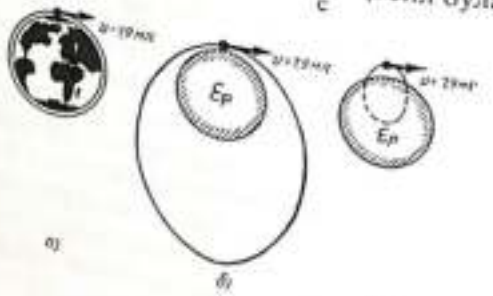
Снаряд Ой каби Ер атрофида узлуксиз айланма ҳаракатда бўлиши учун у чизиқли тезлик $\vec{\vartheta}$ вектори йўналишида Ердан узоқлашиб кетмаслиги ва траекториянинг ҳар бир нуқталарида Ерга томон узлуксиз эркин тушиб бориши керак. Айлана бўйлаб чизиқли тезлик билан ҳаракатда бўлган жисм $a_n = \frac{\vartheta^2}{R}$ — 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 туради ва айлана бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этади:

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

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

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

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



а) *б)* *в)*

55-расм.

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

$$\vartheta_h = \sqrt{g_h (R+h)} = \sqrt{G\frac{M}{R+h}} \qquad (27.2)$$

ифодалан 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 айлана бўйлаб узлуксиз ҳаракатда бўлиши учун зарур бўлган тезликдир.

Ернинг табиий йўлдоши Ойнинг чизиқли тезлиги сунъий йўлдошлар тезлигидан

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

марта кичик бўлади, хусусан,

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

ёки

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

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

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

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

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

Чизиқли тезлик $\vartheta < 7{,}9\frac{км}{с}$ бўлса, $h << R$ масофалар учун снаряд айлана бўйлаб ҳаракат қила олмайди, унинг траекторияси эллипсдан иборат бўлади (54-*а* 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 $\vartheta = 7{,}9\frac{км}{с}$. Агар $\vartheta > 7{,}9\frac{км}{с}$ бўлса, снаряд траекторияси эллипс кўринишида бўлиб, Ер маркази эллипс фокусларидан бирида туради (54-*б* расм).

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

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

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 Қуёш атрофида ҳаракатланиб, унинг сунъий йўлдошига айланади. Бунинг учун жисмнинг бошлангич 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 тенгликдан юқоридаги

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

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

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

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

тезликни учинчи космик тезлик дейилади.

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

У ҳолда, Қуёш системасидан чиқиб кетиши учун жисмга $\vartheta_3 = (43 - 29{,}5)\frac{км}{с} = 13{,}5\frac{км}{с}$ қўшимча тезлик бериш зарур бўлади.

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 телекўприк 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 текислигида ётади ва Ер атрофида айланиш даври Ернинг ўз ўқи атрофида айланиш даврига, яъни 24 соатга тенг. Бундай йўлдошларнинг Ердан қандай h баландликда бўлганида қан-

дай чизиқли тезликларга эга бўлишлари кераклигини (27.3) формула асосида билиб олиш қийин эмас. Агар синхрон йўлдош Ғарбдан 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 хиллир. Синхрон сунъий йўлдошлар ретрансляцион узатувчи, яъни қайта олиб эшиттирувчи 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:

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

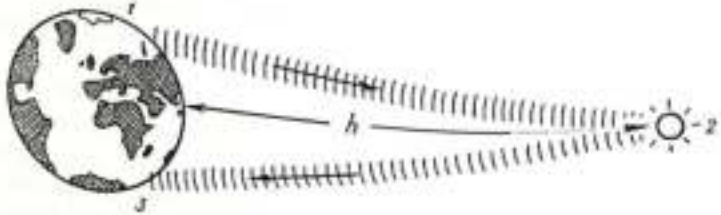
бўлиб, v_h (27.2) тенгликдан аниқланади ва

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

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

(27.4) ифодага асосан, синхрон йўлдош даври T=24 соат=86400 с га тенг бўлиши учун:

$$R_0 + h = \sqrt{\frac{86400^2\,\text{с}^2 \cdot 5{,}98\cdot10^{24}\,\text{кг} \cdot 6{,}67\cdot10^{-11}\,\frac{\text{Н}\cdot\text{м}^2}{\text{кг}^2}}{2\cdot3{,}14}} = 4{,}257\cdot10^7\,\text{м}$$



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 телеалоқа 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 миллиондан тортиб секундига бир неча юз минг километргача оралиқлардаги тезликларда ҳаракат ҳодисалари кузатилади. Жумладан, одам бошидаги сочи секундига $5{,}10^{-9}$ 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 тезликдир. 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 Қуёш 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 тезликдир. Қуёш ўзининг планеталари билан биргаликда галактика маркази атрофида 250 км/с тезлик билан айланади.

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

ишонч ҳосил қиламиз. Лекин микродунё соҳасида етарлича катта тезликларни яратиш имкониятига эгамиз. Масалан, электрон ва протонларга махсус қурилмалар ёрдамида жуда катта тезликлар бера оламиз. Телевизорларда ўрнатилган 20 киловольтли электрон нур замбараги $8 \cdot 10^7$ м/с ёки $\beta = 0{,}3$ 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 кучланганлиги ва потенциали ўзаро қандай боғланишга эга?
3. Ер билан Ойнинг ўзаро таъсири ҳақида нималар биласиз?
4. Кеплер қонунларини таърифланг.
5. Бутун олам тортишиш қонунини тушунтиринг.
6. Оғирлик кучи тезланиши нима ва у географик кенгликка қандай боғлиқ?
7. Вазн ва вазнсизлик. Вазнсизлик ҳолатидан амалда фойдаланиш мумкинми?
8. Қандай космик тезликларни биласиз?
9. Галактикалар ва Қуёш системасида сайёраларнинг жойлашишини тушунтириб беринг.
10. Космонавтика соҳасида эришилган фан-техника ютуқларидан амалда фойдаланиш истиқболлари ҳақида нималарни биласиз?

VI боб. СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАР МЕХАНИКАСИ

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

Нормал шароитда суюқлик ва газлар аниқ шаклга эга эмас. Улар маълум ҳажмга 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 қуйиш 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 таъсирлашиш борлигини билдиради. Бу боғланиш ўзаро таъсирга асосланган бўлиб, суюқлик ва газ молекулалари томонидан идишнинг ички деворлари сиртига таъсир кучи билан белгиланади. Суюқлик ёки газ молекулалари томонидан идиш ички деворининг бир бирлик сирт юзига перпендикуляр таъсир кучи катталиги босимни ифодалайди:

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

СИ системасида босим $1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1$ Па бирликларда ўлчанади. Бу бирлик француз олими Блез Паскаль шарафига қўйилган. Амалда 1 гПа = 100 Па, 1 кПа = 1000 Па, атм —физик атмосфера, ат — техник атмосфера, мм сим. уст. — миллиметр симоб устуни, кг/см² бирликлар ҳам ишлатилади.

Босим таъсир кучининг умумий катталиги билан эмас, балки юз бирлигига тўғри келган куч билан белгиланади. Масалан, эни 20 см ўткир учининг қалинлиги 1 мм бўлган кўракка одам оёғи 10 кг куч билан босганда ерга 5 кг/см² босим беради. Ўткир қирраси қалинлиги 0,1 мм, узунлиги 20 см бўлган пичоқ атиги 1 кг куч таъсирида ўшандай босим ҳосил қилади. Нинаси учининг юзи 0,01 мм дан кичик ари эса 10 г дан ҳам кичик куч таъсирида 100 кг/см² дан катта босим ҳосил қилади. Болта ёки пичоқ ўткирланганда унинг кесувчи қирраси қалинлиги камайтирилиб, ўтин ёки бошқа жисмлар билан таъсир юзи кичрайтирилади ва натижада босим ортади. Шунингдек, одам конькида, чанғида

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

Суюқлик ва газларда босимни манометрлар ҳамда барометрлар ёрдамида ўлчанади. Уларнинг турлари хилма-хил бўлиб, махсус 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 кўрганмиз. Сийраклаштирилган газлардаги паст босимни ўлчаш учун мўлжалланган асбобларни *вакуумметрлар* дейилади.

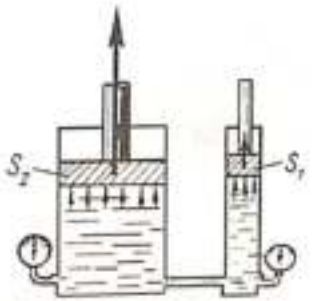
Оқувчанлик суюқлик ва газларнинг характерли хоссаларидан бири бўлиб, босим уларнинг ҳар бир нуқтасига ўзгаришсиз узатилади. Бу ўрта мактаб физика курсидан маълум бўлган Паскаль қонунининг ўзгинасидир. Паскаль қонунига асосан ишлайдиган гидравлик механизмлар *гидравлик машиналар* дейилади. Гидравлик пресс 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

$$P_1 = P_2 = \frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2} \qquad (28.2)$$

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 машинанинг турли кўринишлари ёғоч чиқиндиларидан фанер ва картон тайёрлашда, ёғ заводларида, ўсимликлар уруғларидан (чигит, кунжут, зиғир, писта) ёғ сиқиб чиқаришда, консерва заводларида помидор ва мевалардан шарбат ажратиб олишда, қишлоқ хўжалигида эса пахта, пичан ва сомон кабиларни пресслашда қўлланилади.

Италиянинг Икома кран қуриш фирмасида яратилган, гидравлик пресс принципи асосида ишлайдиган, гидравлик кран 40 тонна оғирликдаги контейнерларни бемалол кўтаради.



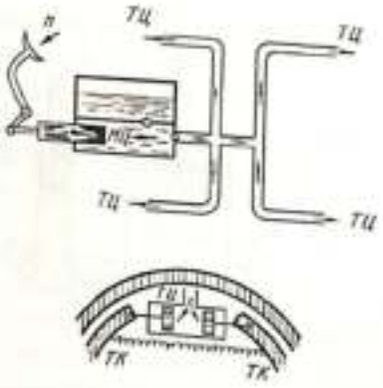
57-расм.

Халқ хўжалигида юқори босим билан бир қаторда паст босим ҳам кўп қўлланилади. Гилам ва шолчаларни, кийим ҳамда мебелларни тозалашда чангютқичдан фойдалангансиз. Электр насоснинг яратган паст босими таъсирида чанг зарралари ва айрим енгил буюмлар сўрғич орқали тортиб олинади. Қишлоқ хўжалиги соҳасида пахта териш машиналари ичида ҳам паст босимдан фойдаланилади. Чаноқлардаги пахта махсус 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 қуйишда 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 ғилдиракларнинг тормозловчи цилиндрларига (Т. Ц.) узатилади. Суюқлик тормозловчи цилиндр ичидаги поршенларни икки томонга суриб, тормоз колодкаларини барабанга қисади ва ғилдираклар тормозланади.

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



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

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



59-расм.

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

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 $\rho = 1800$ 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 курилса, ўша ернинг ўзида ундан икки баравар баланд ($h = 20$ 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 қўлланиши

Пастки қисмлари ўзаро уланган икки ва ундан ортиқ идишлар системаси *туташ идишлар* дейилади. Лабораторияларда кўп қўлланиладиган U симон 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 қуйидагича 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 ҳавзаларидаги сув сатҳи билан бир хил бўлади.

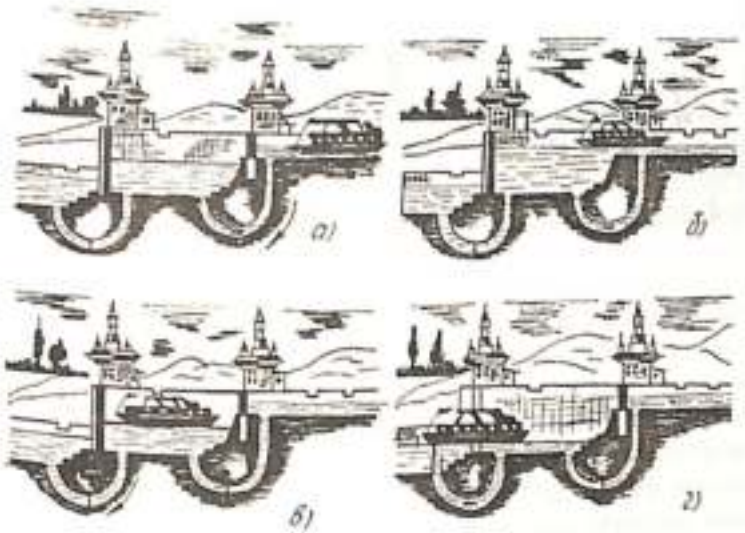
Иккита шиша найларни резина найча билан туташтирсак, туташ идиш ҳосил бўлади (60-расм). Идишлардаги сув сатҳлари бир хил баландликда жойлашади. Сувларнинг сатҳини ингичка ип билан туташтирсак, ип горизонтал чизиқни кўрсатади. Бундай олий туташ идишдан қурилиш, геодезия ва бошқа амалий масалаларда горизонтал 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 учи идишдаги сув сатҳидан юқорида бўлган ҳолда ундан сув чиқмайди. Шлангнинг очиқ учи идишдаги сув сатҳидан пастда бўлса, сув фонтан бўлиб отилиб, идишдаги суюқлик сатҳи қадар баландликка кўтарилади. Туташ идишлар ҳосил бўлиши учун иккита алоҳида идишларни махсус улаб ўтириш шарт эмас, албатта. Ҳар бир хонадонда ишлатиладиган олдий сув шлангини эгиб, икки учини юқорига кўтарилса ҳам туташ идиш ҳосил бўлади.



60-расм.

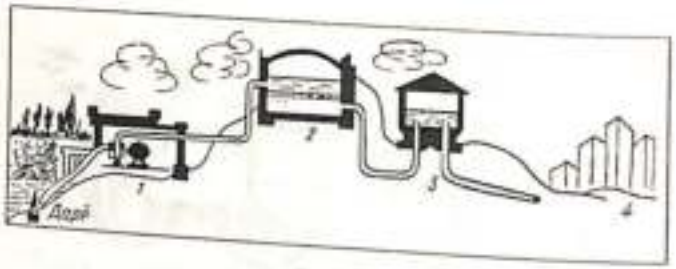
Туташ идишларнинг техникада қўлланишини шлюзлар мисолида кўриш мумкин (61-расм). Кемалар қатнайдиган катта дарёларда сув электр станциялари ва турли тўғонлар учрайди Бу ерлардан кемаларни ўтказиш учун шлюзлар қурилади. Шлюз дарё ёнидан ўтказилган каналдаги камералардан иборат. Ка-



61-расм.

мералар бир-бирларидан мустаҳкам темир дарвозалар билан ажратилган бўлиб, пастки томондан ўзаро кенг диаметрли қувурлар билан туташтирилган. Масалан, кема оқим йўналишида келаётган бўлсин. Кема шлюзнинг биринчи камерасига кирганда камеранинг чиқиш дарвозаси ёпиқ туради (61-*а* расм). Камераларни туташтирувчи қувур тўсиғи очилиб, иккинчи камералаги сув сатҳи кўтарилиб боради; сув сатҳи биринчи камералаги 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 камералаги сув сатҳи пасая борали (61-*в* расм). Иккинчи камералаги сув сатҳи дарёнинг пастки қисмидаги сув сатҳи билан тенглашганда 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 ўтказилади. 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 борали. Шаҳарнинг баланд жойларидаги хонадонларлаги сув жўмракларида босим нисбатан паст бўлади. Шу сабабли кўп қаватли уйларнинг юқори қаватларида сув босими нисбатан паст бўлади. Атрофи баландликлар билан ўралган водийларда жойлашган айрим туманларда 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 ўзидан оқиб боради. Бунда истеъмолчига ўтказилган қувурлардаги сув сатҳи ер ости сувларининг юқори сатҳидан пастда бўлади.

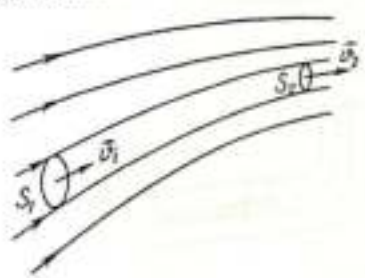
Пароходлар, паровозлар буғ қозонлари ва уй-жойларни марказий иситиш хонаси буғ қозонлари одатда сув сатҳини кузатиш учун мўлжалланган шиша найча билан жиҳозланган бўлади. Туташ идишлар қонунига кўра буғ қозон ичидаги сув сатҳи билан кузатиш найчасидаги сув сатҳи бир хил бўлади ва ўтёқар буғ қозонни очмаган 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 бўлакларини ҳам бир-бирларига нисбатан силжишларини ҳисобга олиш зарур бўлади. Натижада эса суюқлик молекулалари аралашиб кетади. Бу жараён унинг қовушқоқлиги ва сиқилувчанлигига боғлиқ бўлиб, турли суюқликлар учун турлича кечади ва берилган суюқлик учун эса унинг физик ва термодинамик параметрларига боғлиқ бўлади. Шунинг учун соддалаштирилган «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 тўпламини *оқим* дейилади. Чизмада суюқликнинг ҳаракати оқим чизиқлари орқали тасвирланади (63-расм). Оқим чизиқлари шундай ўтказиладики, уларнинг зичликлари, яъни бирлик юзга тўғри келган чизиқлар сони, шу нуқталаги тезлик қийматини ифодаласа, бу чизиқларнинг ҳар бир нуқтасида ўтказилган уринма вектор йўналиши эса шу нуқталаги тезлик вектори йўналишини кўрсатади. Шундай қилиб, оқим чизиқларининг тасвирига қараб, фазонинг ҳар бир нуқтасида оқаётган суюқлик тезлигининг йўналиши ва қиймати хақида 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* суюқликлаги битта зарранинг бутун ҳаракат вақтидаги йўлини кўрсатади.

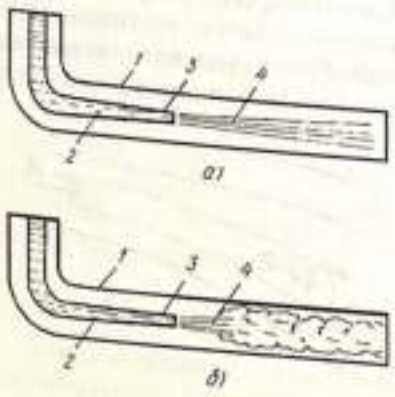


63-расм.

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 (ламинус — грекча, қатлам демакдир).

Реал суюқликнинг ламинар оқимини қуйидаги тажрибада кузатиш мумкин (64-расм). Сувни (1) шиша найдан горизонтал йўналишда оқизайлик. Шиша найнинг ичига (2) сиёҳ, қуйилган (3) ички найчани жойлаштирамиз. Сув оқимининг ўрта қисмида 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. Дастлаб, рангли қатламнинг жимирлаши, 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 юзидаги барча нуқталар тезликлари бир хил бўлиб, S_1 юзадан dt вақтда оқиб ўтувчи суюқлик миқдори:

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

га тенг, бунда ρ — суюқлик зичлиги, S_1 — найнинг кўндаланг кесим юзи. Шу вақт ичида S_2 юздан оқиб ўтувчи суюқлик миқдорини S_2 ва ϑ_2 орқали қуйидагича ифодалаш мумкин:

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

бунда ϑ_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:

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

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

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

тенглама ҳосил бўлади.

Суюқликнинг стационар оқимида массанинг сақланиш қонуни бажарилади ва найнинг ихтиёрий кесим юзидан бирлик вақт ичида 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 суюқликда оқим тезлигининг оқим найи кўндаланг кесим юзига кўпайтмаси ўзгармас катталикдир. Узлуксизлик тенгламасидан қуйидаги хулосага келамиз. Кесим юзлари ўзгарувчан бўлган найларда суюқлик тезланишли ҳаракатда бўлади, найнинг кенг қисмидан тор қисмига ўтганда тезлик ортади ва аксинча. Суюқликка тез-

ланиш берувчи сабаб оқим йўналишидаги босим ўзгаришидир: тезликнинг кичик қийматларига босимнинг катта қийматлари ва тезликнинг катта қийматларига босимнинг кичик қийматлари тўғри келади.

Сув оқими тезлигининг кўндаланг кесим юзига кўпайтмаси

$$M = \vartheta S \tag{30.3}$$

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

31-§. Бернулли тенгламаси ва унинг қўлланиши

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

Суюқлик ва газлар ҳаракатида босим градиенти ҳосил бўлса, юқори босимдан паст босим томонга йўналган куч таъсир этади. Масалан, икки қоғоз варағини яқин қўйиб, улар орасида кучли ҳаво оқими ҳосил қилсак қоғозларнинг бир-бирига тортилишини кузатамиз. Кўпинча параллел кетлаётган кемалар бир-бирларига яқин юрганда бирданига бошқариш қийин бўлиб, қандайдир куч таъсирида бир-бирларига урилиб кетиш ҳоллари кузатилади. Кемалар орасидаги тор соҳада суюқлик оқим тезлигининг нисбатан ортиши босимнинг пасайишига олиб келади, натижада кемаларни бир-бирларига яқинлаштирувчи куч ҳосил бўлади.

Суюқликларнинг бундай динамик хоссаларини Швейцариялик математик ва физик Бернулли ўрганган. Бернулли кесим юзи ўзгарувчан найдан оқаётган суюқликнинг ҳаракати тенгламасини яратди:

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

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

$$p + \frac{1}{2}\rho\vartheta^2 + \rho g h = \text{const} \tag{31.2}$$

дейиш 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, $\rho g h$ — 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:

$$A = \Delta E_k + \Delta E_p \tag{31.3}$$

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

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

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:

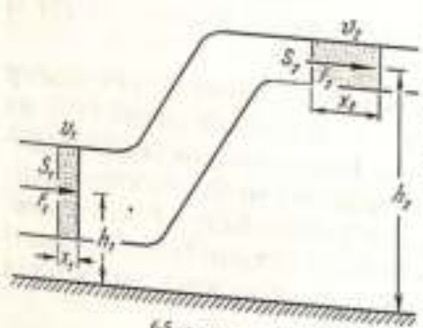
$$\Delta E_p = \Delta(mgh) = mg\Delta h = \rho V g(h_2 - h_1),$$

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

(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 ҳаракатдаги 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 босимнинг камайишига олиб келади. Кесим юзи ўзгарувчан найда босим ўзгаришини ўлчаш натижасида суюқлик тезлигини аниқлаш мумкин.



65-расм.

Энди Бернулли тенгламасининг айрим татбиқларини кўриб чиқайлик. Суюқлик кесими ўзгарувчан бўлган горизонтал найда оқиб ўтганда $h_1 = h_2$ бўлади ва Бернулли тенгламаси қуйидаги 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 қуйидаги ифодага келамиз:

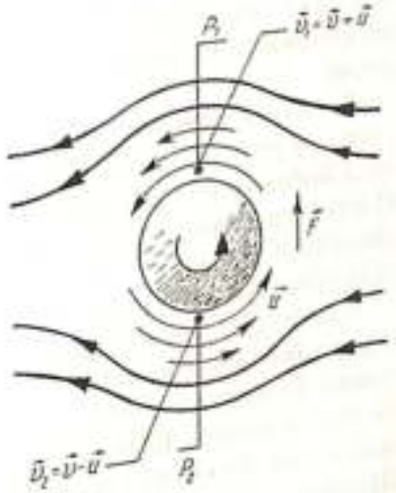
$$d = \frac{\vartheta_1^2}{2g}\left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1\right). \quad (31.9)$$

d — идеал суюқлик табиатига боғлиқ эмас.

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

Магнус эффектини ҳам Бернулли тенгламаси асосида тушунтириш мумкин. Фақат бунда ишқаланишни ҳисобга олиш зарур бўлади. Магнус эффекти суюқлик ёки газларда ҳаракатланувчи цилиндрик жисм ўз ўқи атрофида айланганда оқимга қўйиладиган йўналишда куч ҳосил бўлиши ва жисмнинг дастлабки йўналишидан оғиши билан боғлиқ ҳодиса эди.

66-расмда ҳавода чапдан ўнга ϑ тезлик билан ҳаракатланувчи тўп берилган. Агар тўпга ўз ўқи атрофида қўшимча айланма ҳаракат берилса, у горизонтал йўналишдан бурилиб юқорига ёки пастга ўтади. Тўп айланганлиги учун унга атрофидаги ҳаво қатламлари эргашади ва бирор $\vec{u}$ айланма ҳаракат тезлигига эришади. Тўпнинг юқорисида оқим тезлиги ϑ билан айланувчи ҳаво қатлами тезлиги $\vec{u}$ бир хил йўналишда бўлиб, натижавий тезлик қиймати $\vartheta_1 = \vartheta + u$ га тенг. Тўпнинг пастки қисмида эса тезликлар қарама-қарши йўналган ва $\vartheta_2 = \vartheta - u$ га тенг. Демак,



66-расм.

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

Қадим замонларда ботқоқликларни қуритиш учун улардан канал орқали яқин атрофдан ўтувчи дарё билан туташтирганлар. Бу Бернулли қонунидан фойдаланишнинг ўзгинасидир. Чунки дарё билан ботқоқлик орасидаги оқим тезлиги фарқига мос босим фарқи ҳосил бўлади ва оқувчан сув ботқоқликнинг турғун сувини сўриб олади: оқим тезлиги унчалик катта бўлмаганда ($\vartheta \approx 1 \frac{м}{с}$) 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 $0{,}3 \cdot 10^3$Н ёки 30 кГ га тенг бўлади. Шунинг учун тез оқувчи дарёларда, ҳаттоки унинг қирғоғига яқин жойда чўмилиш ҳам хавфлидир.

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

Соатига 200 км тезлик билан ўтаётган ЭР-200 экспресс поезднинг ҳаво оқимида босим $2 \cdot 10^3$Па (0,02 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 тезюрар поездлан 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 жисмнинг муаллақ сузиб юриш ва чўкиш шартлари нимадан иборат?
9. Бернулли тенгламасига кирувчи ҳадларнинг физик маъносини тушунтиринг.
10. Самолёт қанотига таъсир қилувчи кўтариш кучининг вужудга келишига сабаб нима?

II ҚИСМ. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

VII боб. ИДЕАЛ ГАЗНИНГ МОЛЕКУЛЯР-КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ

32-§. Модда тузилиши ва уни ўрганиш усуллари

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

Моддаларнинг майда зарралардан ташкил топганлиги ҳақидаги маълумот бизнинг эрамиздан олдинги эрала яшаган қадимги грек олими 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 таъкидлашича, ҳар қандай моддаларнинг 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 оргтириш 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 қилади. 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-бири 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 молекулаларининг ҳар доим тартибсиз хаотик ҳаракатда бўлишидир. Масалан, ҳаво молекулаларининг 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 моддаларнинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сони ҳаддан ташқари кўпдир. Масалан, нормал шароитда бир куб сантиметрдаги ҳавода $3 \cdot 10^{19}$ дона молекула бор. Бу шунча катта миқдорки, агар бу молекулаларни ёнма-ён жойлаштирсак, 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 тенгдир.

Молекула — модданинг барча химиявий хоссаларини ўзида сақлаб қолган энг кичик заррадир. 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 бўлмаслан, балки узлуксиз ва бетартиб ҳаракат қилиб турувчи майда зарралардан иборатдир, деган таълимотга асосланган молекуляр кинетик назарияга таянади. Бу усул молекуляр физика бўлимининг асосини ташкил қилади. 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 тўртинчи асосий катталикдир. Моддаларда юз берувчи турли физикавий ва химиявий ҳодисалар температурага боғланган. Бу боғланишлардан ҳар бири температурани ўлчовчи қурилма — термометрларни ясашда асос қилиб олиниши мумкин.

Ҳар қандай макроскопик жисм ёки шундай жисмлар гуруҳи *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 қайнаётган сув буғига туширилади. Симоб сатҳи кўтарилиб, бирор ўзгармас ҳолатга эришгунча кутилади ва бу сатҳни 100 деб белгиланади. Сувнинг қайнаш ва музнинг эриш температуралари орасидаги масофа тенг 100 та бўлакка бўлиб чиқилади ва ҳар бир бўлакни бир даража деб қабул қилинади.

Баён этилган температура шкаласи XVIII асрнинг бошларида Швеция астрономи Андерс Цельсий томонидан киритилган. Бу шкала дастлаб «юз даражали» шкала деб номланган 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 даража, сувнинг қайнаш температураси эса 212 даража деб олинган ва улар орасидаги шкала 180 та бўлакка бўлинган. Фойдаланишга ноқулай бўлишига қарамасдан Фаренгейт шкаласи ҳозирги кунда ҳам Америка Қўшма Штатларида қўлланилади.

Температурани ўлчашда қуйидагиларга амал қилиш керак:

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

температурани ўлчашда иссиқлик мувозанатига эришиш зарур, яъни термометр температураси ўлчаниши керак бўлган муҳитга киритилгач, температуралар мувозанатлашгунча кутиш керак. Масалан, медицинада ишлатилувчи симобли 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 босимига боғлиқ бўлиб, денгиз сатҳидаги нормал босимдагина 100°C га тенгдир. Баландлик ортиши билан босимнинг камайиши туфайли қайнаш температурасининг пасайиб бориши ҳисобга олиниши керак. Масалан, Помир тоғи чўққиларида сув 75°C температурада қайнайди.

Ҳар хил суюқликлар ҳажмининг температурага боғланиши 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 билан ҳажми V кўпайтмасининг молекулалар сони — N га нисбати ҳамма газлар учун бирдай қийматга эга бўлади:

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

Бу формуладаги B фақат температурага боғлиқ бўлиб, жоуль ёки эргларда ўлчанади. Энергетик бирликларда ўлчанувчи B дан даражаларда ўлчаналиган T га қуйидагича ўтиш мумкин:

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

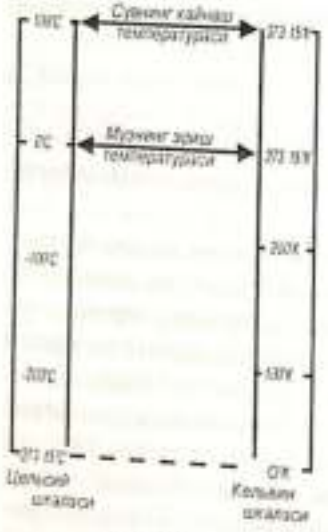
бунда $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ — Больцман коэффициенти бўлиб, молекуляр-кинетик назариянинг энг муҳим доимийларидан биридир.

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 олими 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 аталади. 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 даража юқори бўлади, яъни:

$$T = t + 273{,}15. \qquad (33.3)$$

Масалан, нормал босим остида сувнинг қайнаш температураси Цельсий шкаласи бўйича 100°C бўлса, Кельвин шкаласи бўйича 373,15 К бўлади, яъни 100°C = 373,15 К (67-расм).

Суюқлик ҳажмининг температурага боғланишига асосланган термометрлар суюқликнинг қотиш ва қайнаш температуралари орасидагина ишлаши мумкин. Масалан, симобли 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 соф металл ёки унинг қотишмаларидан ясалган ўтказгич қаршилигининг температурага боғланишидан фойдаланилади. Бундай термометрлар *қаршилик термометрлари* дейилади. Энг кўп



67-расм.

ишлатиладиган қаршилик термометрлари соф платинадан тайёрланиб, улар ёрдамида 10°С дан, 1100°С гача бўлган температурхларни 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 сезгирлиги ва қўлланишининг қулайлиги билан ажралиб туради. Қаттиқ жисм қаршилигининг температурага боғланишига асосланган ҳар иккала хил термометрлар ёрдамида —260°С дан 900°С гача бўлган температураларни 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 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 температуралар фарқига боғлиқ бўлади.

Шу боғланишдан температурани аниқлаш мумкин.

Термопара тайёрлашда турли хил металлар жуфтини танлаш мумкин. Масалан, мис—константан—200 ÷ 350°С, темир—константан—0 ÷ 750°С, хромель—алюмель—200—1100°С, хромель—константан—253°С ÷ 1000°С, вольфрам—рений 1800°С гача. Жуда юқори температурали ва электромагнит нур сочувчи жисмларнинг температурасини ўлчашда оптик пирометрлардан 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, К	
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}	Суванинг қайнаши, 373, 15°К Музнинг эриши, 273, 15°К
10^{2}	Азотнинг суюлиши, 77°К Водороднинг суюлиши 20°С
10	
1	Гелийнинг суюлиши, 4,2°К
10^{-6}	Эришилган энг паст температура

34-§. Газнинг босими. Вакуум ҳақида тушунча

Ҳаво босимини қуйидаги тарихий тажрибадан тасаввур этиш мумкин. Диаметрлари тахминан 42 см бўлган иккита ярим шарни бир-бирига тери қатлами орқали туташтириб, ҳосил бўлган шар ичидаги ҳаво сўриб олинганда, уларни бир-биридан ажратиш учун ҳар иккала томонга тўрттадан саккизта от-улов керак бўлган. Ярим шарларни бир-биридан ажратишга қаршилик қилувчи куч атмосферанинг босим кучи бўлиб, ҳисоблашларнинг кўрсатишича $1,4 \cdot 10^4$ Н га яқин бўлади.

Газ ўзи жойлашган идишнинг ички деворларига маълум куч билан таъсир қилади. 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 назариясининг натижасига кўра, газнинг босими ҳажм бирлигидаги газ молекулалари ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг, яъни

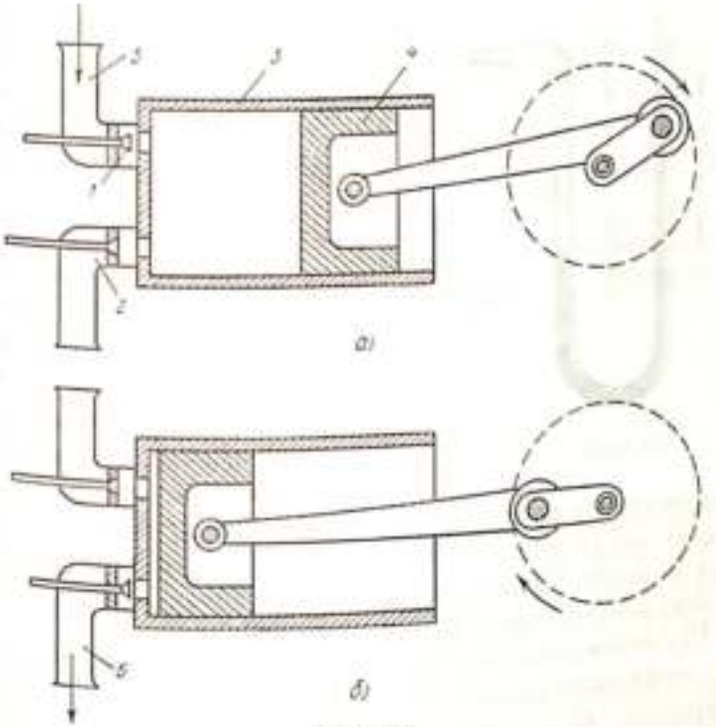
$$p = \frac{2}{3} n \cdot \frac{m\bar{\vartheta}^2}{2} = \frac{2}{3} n\bar{E}_{илг.}, \qquad (34.1)$$

бунда n—ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, $\bar{\vartheta}^2$ — молекула тезлиги квадратининг ўртача қиймати, $\bar{E}_{илг}$ — 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 чиққан снарядниng тезлиги, тахминан икки марта кичик бўлади.

Газнинг босими орттирилса, унинг ҳажми камаяди. Сиқилган газлар техникада кенг қўлланилади. Масалан, водород, ацетилин ва кислород газ билан кавшарлаш ишларида, 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.

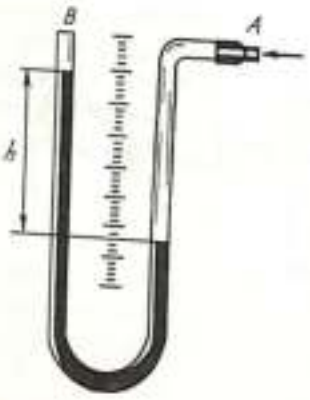
Газлар компрессорлар ёрдамида сиқилади (68-расм). Компрессор (*1*) кириш ва (*2*) чиқиш клапанларига эга бўлган (*3*) цилиндр ва (*4*) поршендан иборат бўлади. Поршень клапанлардан узоқлашганда цилиндрга (*5*) йўл орқали ҳаво киради (68-*а* расм). Поршень клапанларга яқинлашишига бошлаганда кириш клапани *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 кемаларини 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 механизмлар 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 ўлчаш мумкин. Босимни ўлчовчи қурилма ёрдамида тўғри-лан-тўғри босим ўлчанади ёки босим билан боғлиқ бўлган

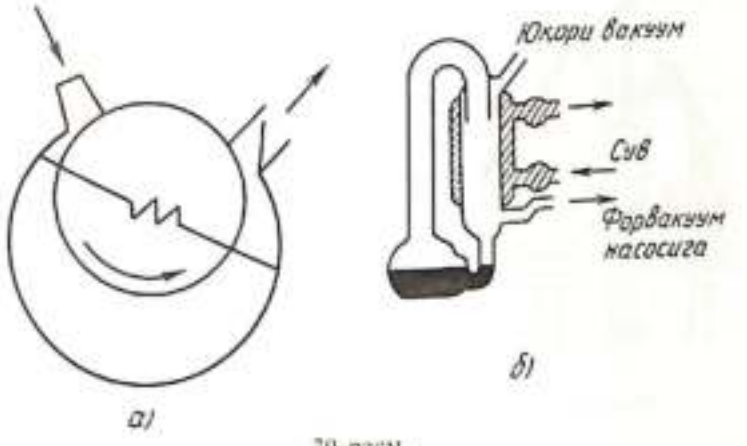


69-расм.

модданинг бирорта параметри ўлчанади. Энг содда монометр *U* симон шаклида эгилган най бўлиб (69-расм), унинг ичига бирор суюқлик (масалан, симоб) қуйилади. 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 тирсакларидаги суюқлик устунларининг фарқи *h* орқали босимни ҳисоблаш мумкин. Жуда паст босимлар термоэлектрик ёки ионизацион 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 махсус 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 урилгунча, бир-бири билан кам тўқнашади. Юқори вакуумда 1 $см^3$ ҳажмда миллионлаб молекула қолган бўлса ҳам газ молекулаларнинг ўртача югуриш йўл узунлиги юзлаб километрга тенг

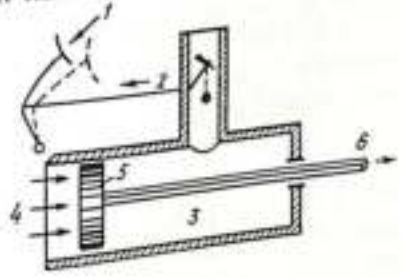


70-расм.

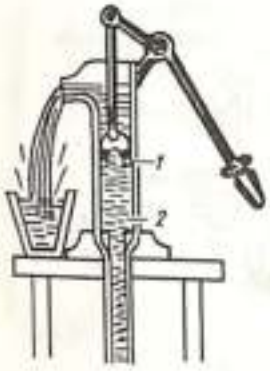
бўлади. Газ молекулалари бир-бири билан тўқнашмаганлиги учун ички ишқаланиш ва иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисалари ҳам жуда камайиб кетади. Моддалар температурасини сақлаб қолиш учун улар қўшалоқ деворлари орасида вакуум ҳосил қилинган идишларда — дьюарларда сақланади.

Пневматик қурилмаларда ҳам паст босимли газлардан фойдаланилади. Масалан, замонавий автомобилларда қўлланиладиган тормознинг вакуум кучайтиргичи тормозловчи кучнинг сўрувчи пайдаги ҳавонинг сийракланиши натижасида кучайишига асосланади (71-расм). (*1*) педалга босиш билан (*2*) клапан очилади ва (*3*) тормозловчи цилиндрда газнинг сийракланиши юз бериб, 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 кўтарилганда 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 сурилганда эса (*2*) клапан ёпилади, (*1*) клапан эса очилади ва натижада поршень устига сув ўтади. Поршеннинг бир неча марта шундай такрорий ҳаракатлари натижасида цилиндр ёнидаги жўмраклан сув оқиб тушади.

35-§. Идеал газ ва унинг дастлабки қонуниятлари. Газ ҳолат тенгламаси

Табиатда мавжуд бўлган моддаларнинг уч агрегат ҳолатидан энг содда 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 шунча 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 қуйидаги 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.

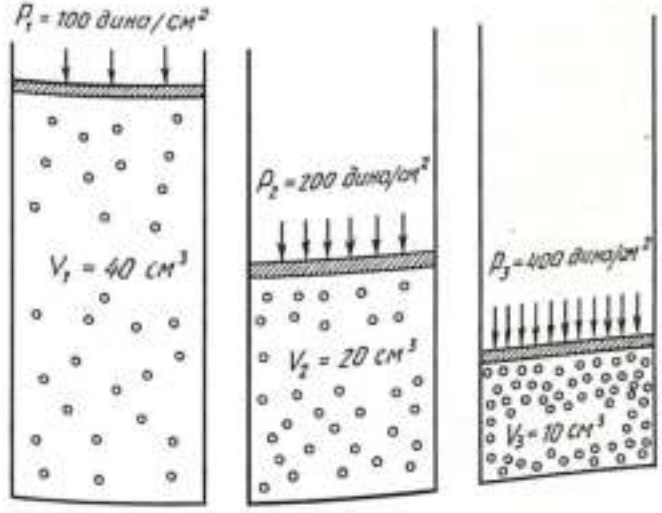
Идеал газ молекулаларини ўзаро таъсирлашмайдиган моддий нуқталар тўплами деб қараш керак. Бундай ҳолатда ҳар бир молекула ўзини идишда бошқа молекулалар йўқдек тутади. Юқоридаги шартларни қаноатлантирувчи газни амалда ҳосил қилиш учун бирор ҳажмдаги газни жуда сийраклаштириш керак.

Идеал газ учун тажрибадан маълум бўлган қуйидаги қонунларни кўриб чиқайлик:

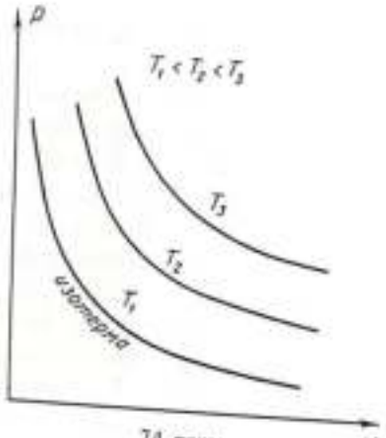
1. Бойль—Мариотт қонуни. 1662 йили инглиз олими Р. Бойль цилиндр ичида жойлашган газнинг ҳажми температура ўзгармас бўлганда поршеннинг берадиган босимига тескари пропорционал эканлигини аниқлади (73-расм). 1676 йили француз Э. Мариотт бу қонуннинг тўғрилигини тажрибада исбот этди. Улар ўзгармас температурада берилган идеал газ ҳажмининг ўзгариши (сиқилиши ё кенгайиши) билан унинг босими қандай ўзгаришини текширдилар. Кузатишлар асосида қуйидаги қонун яратилди: *берилган газ учун ўзгармас температурада ($T = const$) газ босими p нинг ҳажми V га кўпайтмаси ўзгармас катталикдир*, яъни

$$pV = \text{const}. \qquad (35.1)$$

Ўзгармас температурада юз берувчи жараёнларга *изотермик жараёнлар* 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.

2. Гей-Люссак қонуни. 1802 йили француз физиги Гей-Люссак газ босими ўзгармас (изобарик) жараёнларда газ ҳажмининг температурага қуйидагича нисбатини аниқлади:

$$\frac{V}{T} = \text{const}. \qquad (35.2)$$

Демак, *маълум бир массали 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

$$V = V_0(1 + \alpha T), \qquad (35.3)$$

бунда $\alpha = \frac{1}{273{,}15\text{K}^{-1}}$ ҳажмнинг 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.

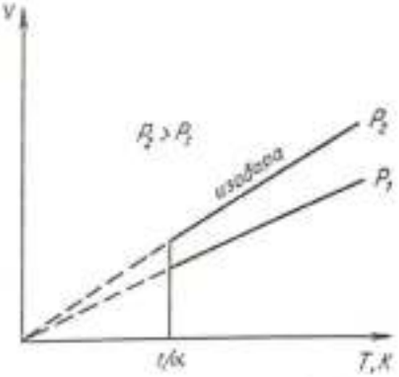
3. Шарль қонуни. Газнинг ҳажми ўзгармас бўлган шароитда юз берадиган жараёнлар *изохорик жараёнлар* дейилади. *Изохорик жараёнларда газ босимининг температурага нисбати ўзгармасдир (француз олими Шарль қонуни):*

$$\frac{p}{T} = \text{const}, \qquad (35.4)$$

Бошқача айтганда, ўзгармас ҳажмда берилган газ босимининг температурага боғланиши чизиқли кўринишга эгадир, яъни

$$p = p_0(1 + \alpha T). \qquad (35.5)$$

бунда α — *босимнинг термик коэффициенти* дейилади.

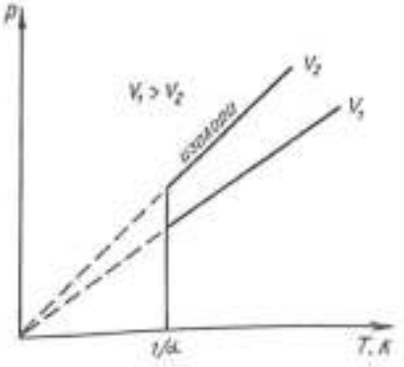


Идеал газ босимининг абсолют температурага боғланишини V_1 ва V_2 ҳажмлар учун 76-расмда келтирилган бўлиб, барча изохоралар $T = 0$ нуқтада кесишади.

4. Авогадро қонуни. Молекулаларнинг массаси жуда кичик бўлганлиги 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:

$$m_r = \frac{m}{\frac{1}{12}m_c}. \qquad (35.6)$$

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, кислороднинги эса 16 га тенг: $2 \cdot 1 + 16 = 18$.



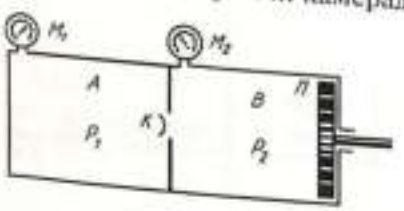
76-расм.

Халқаро бирликлар системасида модда миқдори моль ҳисобида ифодаланади. Бир моль — модданинг

шундай миқдорики, ундаги молекула ёки атомлар сони массаси 0,012 кг бўлган углероддаги атомлар сонига тенг. Ихтиёрий газнинг бир моли бирдай босим ва бирдай температурада бир хил ҳажм эгаллаши табиийдир. Хусусан, нормал шароитда ($p = 1{,}013 \cdot 10^5$ Па, $T = 273{,}15$ К) ҳар қандай 1 моль газ $V_0 = 22{,}41 \cdot 10^{-3} \frac{м^3}{моль}$ 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 олими 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 ҳоказо мавжуд бўлган атомлар сони бир хил бўлиб, Авогадро сонига миқдор жиҳатидан тенгдир. Бир моль модданинг массаси *моляр масса* деб аталади. Бу таърифга асосан, моляр масса молекуланинг массаси билан Авогадро доимийсининг кўпайтмасига тенг:

$$\mu = mN_A \qquad (35.7)$$

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 $П$ 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 йиғиндисига тенг* бўлади, яъни



77-расм.

$$p = p_1 + p_2. \qquad (35.8)$$

Бу қонун 1801 йили инглиз химиги ва физиги Ж. Дальтон томонидан очилган

бўлиб, унинг номи билан юритилади. Бирор газ компонентасининг парциал босими деганда, шу газнинг ёлғиз ўзи аралашма ҳажмини эгаллаганда кўрсатиши мумкин бўлган босим тушунилади. Босимнинг жуда катта қийматларида Дальтон қонунидан четлашишлар кузатилиши мумкин.

Шундай қилиб, газларнинг молекуляр-кинетик назарияси яратилгунга қадар тажрибадан аниқланган қонунларни кўриб чиқдик. Юқорида кўриб ўтилган газ қонунлари фақат идеал газлар учунгина ўринли бўлиб, газ ҳолатини тўла характерловчи тенгламани келтириб чиқишга асос бўла олади.

Маълум массали идеал газнинг ҳолати учта параметр: босим p, ҳажм V ва температура T билан аниқланади. Бу катталиклар ҳолат параметрлари дейилади. Улар бир-бири билан боғлиқ бўлиб, ҳар бири қолган иккитасининг функциясидир. Бу параметрларни боғловчи қуйидаги умумий кўринишдаги тенглама *ҳолат тенгламаси* дейилади:

$$f(p, V, T) = 0. \qquad (35.9)$$

Фараз қилайлик, идеал газ 1 ҳолатда p_1, V_1, T_1 параметрлар билан, 2 ҳолатда эса p_2, V_2, T_2 параметрлар билан характерлансин. Бойль—Мариотт ва Гей-Люссак қонунларига кўра

$$\frac{p_1V_1}{T_1} = \frac{p_2V_2}{T_2} \qquad (35.10)$$

ёки

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \qquad (35.11)$$

(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 ёзсак, у ҳолда ифодага кирувчи доимий барча газлар учун бирдай қийматга эга бўлади ва қуйидаги кўринишдаги ҳолат тенгламаси ҳосил бўлади:

$$pV_\mu = RT, \qquad (35.12)$$

бунда V_μ — бир моль газнинг ҳажми, $R = 8,31 \frac{Ж}{моль \cdot К}$ —универсал газ доимийси. Агар (35.12) ифодани ихтиёрий m массали газ учун ёзсак

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \qquad (35.13)$$

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 қуйидагича ёзамиз:

$$pV = \frac{m}{\mu} kTN_A, \qquad (35.14)$$

бу формулада $\frac{m}{\mu} N_A = N$ — газ молекулаларининг умумий сони бўлгани учун

$$pV = NkT \qquad (35.15)$$

ёки

$$p = nkT, \qquad (35.16)$$

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 қуйидагича топиш мумкин:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT}. \qquad (35.17)$$

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 тартибсиз 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 тенг. Молекулаларнинг кўчиш тезлиги эса A ва B нуқталарни бирлаштирувчи штрихланган тўғри чизиқ узунлигининг шу йўлни ўтиш учун кетган вақтга нисбатига тенг. Шу сабабли молекулаларнинг иссиқлик тезликлари одатдаги уй температурасида секундига бир неча юз метрни ташкил этса, кўчиш тезлиги иссиқлик тезлигидан анча кичик бўлади.

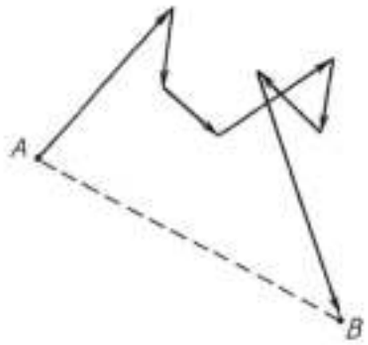
Молекула бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача эркин ҳаракат қилади деб ҳисобланади ва тўқнашишлар орасида ўтадиган йўл узунлиги молекулаларнинг *эркин югуриш йўл узунлиги* деб аталади. Молекулалар тартибсиз Броун ҳаракатида бўлгани учун эркин югуриш йўл узунлиги турлича бўлади. Шунинг учун ўртача эркин югуриш йўл узунлиги тушунчаси киритилади:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \ldots + \lambda_n}{n}. \qquad (36.1)$$

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, молекуланинг эркин босиб ўтадиган йўл узунлиги берилган ҳажмдаги газ молекулаларининг сонига ва ўлчамларига тескари пропорционалдир, яъни

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}, \qquad (36.2)$$

бунда n — газ молекуласининг концентрацияси, d — газ молекуласининг эффектив диаметри бўлиб, у температурага тескари боғланган.



78-расм.

Молекуланинг 1 с мобайнида бошқа молекулалар билан ўртача тўқнашишлар сони

$$\bar{\nu} = \frac{\bar{\vartheta}}{\bar{\lambda}}. \qquad (36.3)$$

бунда ϑ — молекулаларнинг ўртача тезлиги. Охирги иккита ифодадан:

$$\bar{\nu} = \sqrt{2}\pi \cdot d^2 \cdot n \cdot \bar{\vartheta}. \qquad (36.4)$$

Молекуляр-кинетик назария натижасига кўра броун зарраси илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси иссиқлик ҳаракат энергиясига тенг, яъни

$$\frac{m\bar{\vartheta}^2_{кв}}{2} = \frac{3}{2}kT, \qquad (36.5)$$

бундан,

$$\bar{\vartheta}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \qquad (36.6)$$

бунда $\bar{\vartheta}_{кв}$ — молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги.

Молекуляр-кинетик назарияда ўртача тезлик тушунчасининг 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 қилади? Мана шу муаммони 1860 йилда инглиз физиги Ж. Максвелл назарий ўрганиб чиққан.

Фараз қилайлик, берилган ҳажмда жойлашган бир хилдаги молекулалар сони N га тенг, улар тартибсиз хаотик ҳаракатда ва барча газлар молекулалари бирдай температурага эга бўлсин. Агар тезлик ўқини ҳар бири $d\vartheta$ га тенг бўлган бўлакларга фикран бўлиб чиқсак, у ҳолда ҳар бир бўлакка маълум миқдор молекулалар сони мос келади. Шу молекулалардан dN донаси $\vartheta + d\vartheta$ тезлик интервалида ҳаракат қилсин. У ҳолда тезликнинг бир бирлик интервалига тўғри келадиган dN молекулалар сони, $\frac{dN}{d\vartheta}$ га тенг бўлади.

Шундан фойдаланиб Максвелл молекулалар тезликларининг тақсимот функциясини киритди:

$$f(\vartheta) = \frac{dN(\vartheta)}{Nd\vartheta} \qquad (36.7)$$

Бу функция $d\vartheta$ тезлик интервалига тўғри келувчи молекулаларнинг нисбий сонини кўрсатади. Максвелл эҳтимоллик назариясини қўллаб, молекулалар тезликларининг тақсимот функцияси учун қуйидаги қонуниятини ҳосил қилди:

$$f(\vartheta) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \cdot \vartheta^2 \cdot e^{-\frac{m\vartheta^2}{2kT}}. \qquad (36.8)$$

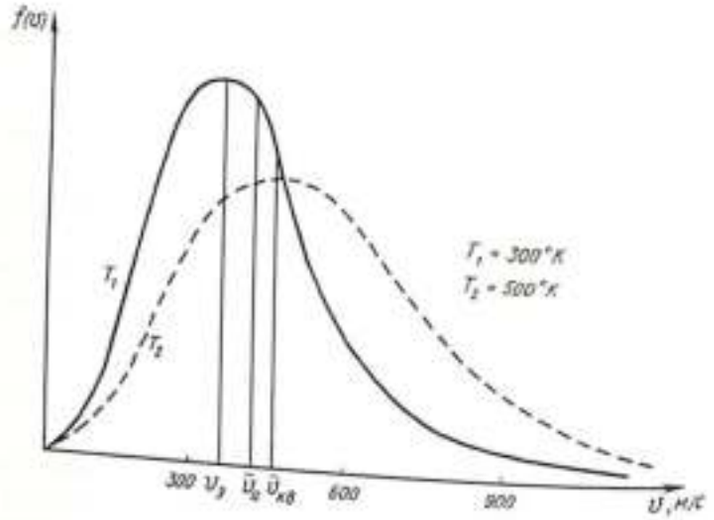
Бу ифодадан кўринадики, тақсимот функциясининг кўриниши газ молекулаларининг тезлигига, массасига ва температурасига боғлиқ экан. Тезликнинг кичик қийматларида (36.8) даги экспонентанинг даражаси нолга интилади ва шунинг учун, у бирга яқин бўлади. Шу сабабдан кичик тезликларда тақсимот функцияси v^2 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 тенг бўлмайди, молекулалар ичида тезлиги ўртача тезликдан жуда катта бўлган айрим 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 температураниинг иккита T_1 ва T_2 қийматларида келтирилган. Графиклан қуйидаги хулосалар 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 $\vartheta_э$ тезликка яқин бўлган тезликларга эга бўла-



79-расм.

ли. Бошқача айтганда, шу $\vartheta_э$ тезлик қийматига яқин тезлик билан ҳаракат қилувчи молекулаларнинг берилган ҳажмдаги сони кўп бўлади.

4. Агар газнинг температурасини T_1 дан T_2 га орттирсак, функциянинг максимуми пасаяди, тақсимот чизиғи 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 чизиғи билан чегараланган сирт ўзгармасдан қолади.

Максвелл функциясининг максимум қийматига тўғри келувчи тезлик *энг катта эҳтимоллик тезлиги* дейилади ва $\vartheta_э$ билан белгиланади. Бу тезликни топиш учун тақсимот функцияси (36.8) ни тезлик ϑ бўйича дифференциаллаб, натижани экстремал нуқтада нолга тенглаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\vartheta_э = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \qquad (36.9)$$

Шунингдек, (36.8) ифодадан молекулаларнинг ўртача арифметик тезлиги учун қуйидаги натижага эга бўламиз:

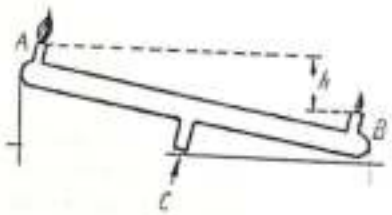
$$\bar{\vartheta}_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}. \qquad (36.10)$$

Газ молекулаларининг ўртача арифметик тезлиги деганда, ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг ҳамма тезликлари йиғиндисининг ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига нисбати тушунилади. Шундай қилиб, энди бизга газ молекулалари учун уч хил тезлик тушунчаси маълум: эҳтимоллик тезлик $\vartheta_э$, ўртача арифметик тезлик $\bar{\vartheta}_a$, ўртача квадратик тезлик $\bar{\vartheta}_{кв}$. 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 тажрибала 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 қатламини ҳосил қилади. 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 енгиб 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.

ликдаги қатламни ҳосил қилган бўлар эди. Шундай қилиб, ҳар бир ҳаво зарра-сига бир вақтнинг ўзида иккита куч, молекулаларни Ерга тортувчи оғирлик кучи ва уларни сочувчи иссиқлик ҳаракати таъсир қилар экан. Бу икки кучнинг бир вақтнинг ўзидаги таъсири туфайли Ер шари атрофида атмосфера мавжуд ва ҳаво молекулалари баландлик бўйича маълум қонуният билан тақсимланган.

Дарҳақиқат, қуйидаги тажрибага мурожаат этайлик. Икки учида бир хил тирқишлари бўлган шиша найчани унинг ўртасида жойлашган *C* жўмрак орқали табиий газ тармоғига улайлик (80-расм). Найчанинг *B* учи *A* учига нисбатан тахминан $h = 10$ см пастда бўлсин. Найчанинг учларига гугурт чақиб яқинлаштирсак, юқорида жойлашган *A* тирқишдан чиқувчи газ катта аланга бериб ёнади, пастдаги *B* тирқишдан эса жуда кучсиз аланга кузатилади. Найчани горизонтал ҳолатга келтирсак ҳар иккала тирқишдаги алангалар баландликлари бир хил бўлади. Агар найчанинг *B* учи юқорида бўлиб, *A* учи 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 қилайлик. Фараз қилайлик, Ернинг тортиш кучи майдонида турган молекулаларнинг температуралари ва массалари бир хил бўлсин. У ҳолда ҳаво босимининг баландлик бўйича ўзгариши қуйидаги қонуниятга бўйсунади:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}}, \qquad (37.1)$$

бунда p_0 — денгиз сатҳи баландлигидаги нормал босим, p — h баландликдаги босим.

Босимнинг баландлик ортиши билан экспоненциал камайиб боришини кўрсатувчи (37.1) ифода *барометрик формула* 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, эркин тушиш тезланиши g нинг камайиши билан газ молекулаларининг планета сиртидан узоқлашиши h ортиб боради. Массаси Ер массасидан кичик бўлган планеталар (масалан, Марс, Меркурий) атрофида атмосферанинг ниҳоятда сийраклиги шу қонуният билан тушунтирилади.

Идеал газнинг босими молекулалар концентрациясига пропорционал эди.

$$p = nkT. \qquad (37.2)$$

У ҳолда (37.1) дан

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \qquad (37.3)$$

ёки

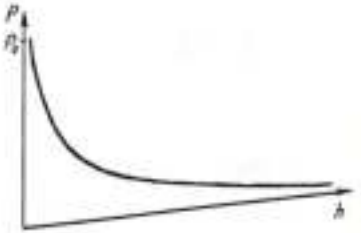
$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}, \qquad (37.4)$$

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 Ернинг тортиш кучи майдонидаги потенциал энергияси бўлганлиги учун

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}. \qquad (37.5)$$



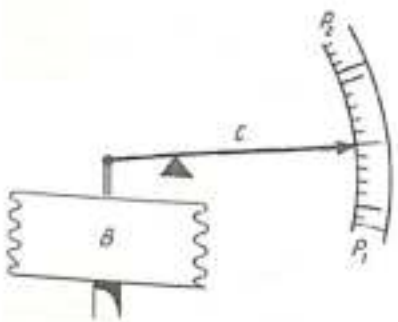
81-расм.

Бу ифода *Больцман тақсимоти* дейилади. (37.5) дан кўринадики, 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 тахминан 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 баландлигида 45° географик кенгликда 0°С 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 10^5Н га етади. Аниқроқ ўлчашларга кўра атмосфера босими 1 атм = 1,013 · 10^5 Па га тенг. Нормал шароитда 1 атм босим 760 мм сим. уст. баландлигининг босимига тенг:

$$h = \frac{p}{\rho g} = \frac{1{,}013 \cdot 10^5 \text{ Па}}{13{,}6 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot 9{,}8 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}} = 0{,}76 \text{ м} = 760 \text{ мм сим. уст.}$$

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 кўрсатгич пастга p_1 га қараб силжийди. Босим ортиши билан эса банкача сиқилади ва стрелка юқори p_2 томон силжийди. Сезгир барометр-анероидлар баландликнинг кичик ўзгаришларига мос босим ўзгаришларини яхши сезади. Самолётларда ўрнатилган баландликни ўлчаш асбоблари *альтиметрлар* дейилади ва улар босим ўзгаришини ўлчаш орқали баландликни ўлчашга даражаланган барометр-анероиднинг махсус кўринишларидир.



82-расм.

Асос юзи бир бирликка (1 м²) тенг бўлган E_p атмосфераси устунининг массаси:

$$m = \frac{p}{g} = \frac{10^5 \text{ Н}}{9{,}8 \text{ м/с}^2} \approx 10^4 \text{ кг.}$$

Демак, ҳар биримизнинг танамиз 10 тонна атрофида ҳаво массасининг босим кучи таъсирида бўлар экан. Бундай атмосфера босими эзиб 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 босимни сезмаймиз. Агар бирор h = 5 м чуқурликдаги сувнинг тагига тушсак, босим

$$p = p_0 + \rho g h$$

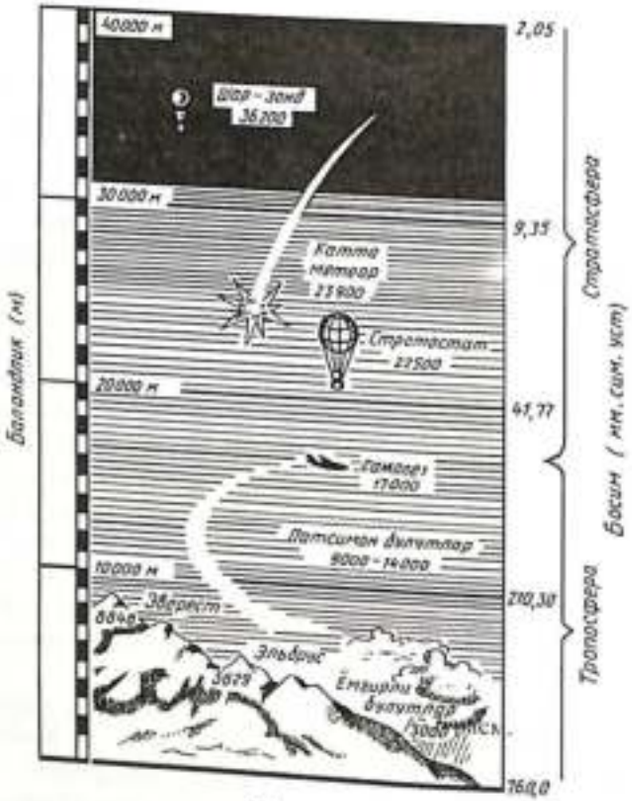
бўлиб, сув сиртидаги p_0 = 1 атм. ҳаво босими билан h чуқурликдаги сув устунининг $p_h = \rho g h$ = 0,5 атм. босими таъсир этади.

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 махсус ишларни бажарувчи кишилар — аквалангистлар нафас олиш қурилмаларидан фойдаланишлари зарур. Мазкур қурилмалар киши ўпкасига керакличa юқори босимда ҳаво етказиб беради. Ҳар бир жонли зот организми маълум ички ва ташқи босимга мослашган бўлади. Масалан, даволаш учун қўлланиладиган зулуклар сув остида туриб $p_в$ ташқи атмосфера босимининг ўзгаришларини сезишар экан. Одатда, зулуклар ёмғир ёғишдан 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 томирларидаги босимнинг нормадан четлашишлари билан боғлиқ бўлиши мумкин.

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 тезлигини аниқлашда фойдаланилади. Атмосфера босимининг кескин ўзгаришидан об-ҳавонинг ўзгаришини кутиш мумкин. Масалан, босимнинг кескин пасайиши ёғингарчилик бўлишидан дарак берса, босимнинг ортиши ёғингарчиликнинг тўхташини кўрсатади.



83-расм.

Шундай қилиб, ҳаво устунининг оғирлиги таъсирида ҳаво молекулалари Ерга томон тортилади. Ерга яқин қатламлар катта куч таъсирида сиқилади, юқорига кўтарилган сайин 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 *кўчиш 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 солинган идиш пастда, водород гази солинган идиш юқорида жойлашсин. Ўттиз минутдан кейин идишлар бир-биридан ажратилиб, аралашманинг таркиби текширилса, 33% водороднинг пастки идишга ўтганлиги 1870 йили немис физиги Лошмидт томонидан аниқланган. Газ молекулаларининг бундай ўтишига сабаб диффузия ҳодисасидир.

Чегарадош икки модда молекулаларининг хаотик ҳаракати натижасида уларнинг ўзаро бир-бирига киришиб кетиш ҳодисаси *диффузия* дейилади. Диффузия ҳодисасининг секин ўтишига сабаб газ молекулаларининг тартибсиз ҳаракати мобайнида бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиши учун бу нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиққа қараганда бир неча марта узун бўлган синиқ чизиқ шаклидаги йўлни ўтиши-

ларидир. Диффузия ҳодисаси туфайли бизни ўраб турган ҳаво атмосфераси азот, кислород, карбонат ангидрид, сув буғлари ва бошқа инерт газларнинг бир жинсли аралашмасини ҳосил қилади. Диффузия ҳодисаси бўлмаганда эди, оғирлик кучи таъсирида энг пастда оғир карбонат ангидрид газининг қатлами, ундан юқорида кислород, азот ва инерт газларнинг қатламлари ҳосил бўлган бўлар эди.

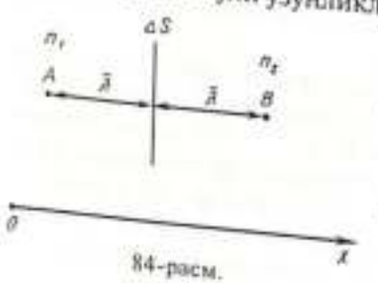
Диффузия ҳодисасини батафсилроқ кўриб чиқиш учун газнинг иккита A ва B соҳаларини олайлик (84-расм). Шу икки соҳани бирлаштирувчи тўғри чизиққа перпендикуляр жойлашган ΔS сирт уларни бир-биридан ажратиб турсин. A ва B соҳаларда газ молекулаларининг концентрациялари турлича, масалан $n_1 > n_2$ бўлсин. 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 ичида ΔS сирт орқали кўчиб ўтадиган газ массаси:

$$\Delta M = -D\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\Delta S\Delta t, \qquad (38.1)$$

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 қуйидагига тенг бўлади:



84-расм.

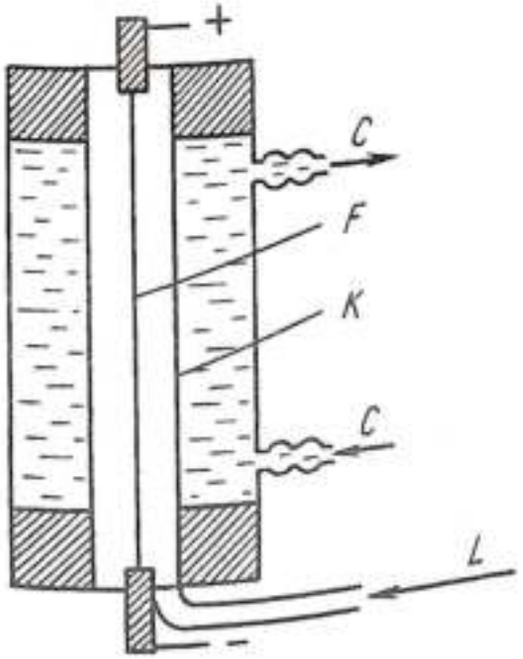
$$D = \frac{1}{3}\bar{\vartheta}\bar{\lambda}. \qquad (38.2)$$

(38.1) ва (38.2) дан

$$\Delta M = -\frac{1}{3}\frac{\Delta\rho}{\Delta x}\bar{\vartheta}\bar{\lambda}\Delta S\Delta t. \qquad (38.3)$$

Бу ифодалаги температурага тўғри пропорционал, $\bar{\lambda}$ эса босимга тескари пропорционал. Шунинг учун диффузия ҳодисаси температура ортиши билан жадаллашса, босим ортиши билан секинлашади.

Юқорида кўриб 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 компонентларга ажралишига олиб келади. Термик диффузия ҳодисасидан аралашмадаги газларни бир-биридан ажратишда (эффузиялашда) фойдаланилади. Бу усул 1938 йили Клузиус томонидан амалга оширилган (85-расм). K вертикал най марказида жойлашган F симдан ўтувчи ток ёрламида қиздирилади, унинг деворлари эса C сув оқими ёрламида совитилади. Газ аралашмаси L да сизиб ўтади.

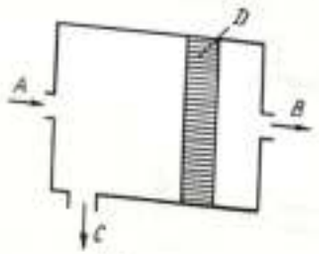


85-расм.

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. Иссиқлик энергиясининг жуда кўп сарфланиши туфайли бу усул саноатда кам ишлатилади.

Маълумки, изотоплар фақат массалари билангина бир-биридан фарқ қилади. Шунинг учун уларни бир-биридан ажратиш учун химиявий усулдан эмас, балки физикавий усулдан фойдаланишга тўғри келади (86-расм). Газларнинг диффузия коэффициенти молекулаларнинг массасига тескари пропорционал. Шундай экан A газ аралашмаси бирор D говак тўсиқ орқали ўтказилса, B енгил газ C оғир газга нисбатан тезроқ ўтади. Бу ҳодисадан газларни бир-биридан ажратишда 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.

Ҳозирги вақтда қанд заводларида лавлагидан қанд ажратишда 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-



86-расм.

лаш технологиясида диффузион усул энг асосий усуллардан бири ҳисобланади.

2. Иссиқлик 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. Ҳисобларнинг кўрсатишича, газ соҳалари бир-биридан ΔS сирт лашларининг кўрсатишича, газ соҳалари бир-биридан ΔS сирт билан ажратилган бўлса, у ҳолда шу сирт орқали Δt вақт мобайнида ўтадиган иссиқлик миқдори

$$\Delta Q = -\chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t, \qquad (38.4)$$

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 ичида бир бирлик сиртдан ўтадиган иссиқлик миқдорини кўрсатади. Ҳисоблаш натижаларига кўра, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти

$$\chi = \frac{1}{3}\bar{\vartheta}\bar{\lambda}c_v\rho, \qquad (38.5)$$

бунда: ρ — газнинг зичлиги, c_v — ўзгармас ҳажмдаги газнинг иссиқлик сиғими.

(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 қисмини иккинчи қатлам молекуласига узатади. Натижада, қўшимча ҳаракат миқдори олган молекула тезроқ, ҳаракат миқдори берган молекула эса секинроқ ҳаракат қилади. Иккинчи қатлам молекуласининг биринчи қатламга ўтишида аксинча ҳодиса кузатилади.

Шундай қилиб, молекулаларининг бир соҳадан иккинчи соҳага ўтиши қатламлар тезликларини текислашга интилади. Бунга сабаб молекулалар орасидаги қуйидаги ишқаланиш кучининг мавжудлигидир:

$$\Delta F = -\eta \frac{\Delta \vartheta}{\Delta x} \cdot \Delta S, \qquad (38.6)$$

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 кучнинг тормозловчи куч эканлигини кўрсатади. η — ички ишқаланиш коэффициенти ёки кинематик қовушқоқлик бўлиб, у қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\eta = \frac{1}{3} \overline{\lambda} \overline{\vartheta} \rho. \qquad (38.7)$$

Ички ишқаланиш коэффициенти деганда, тезлик градиенти бир бирликка тенг бўлганда бир бирлик сиртга таъсир қилувчи куч тушунилади. Бу коэффициент температуралан 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 таққослаб, қуйидаги боғланиш формуласини ҳосил қиламиз:

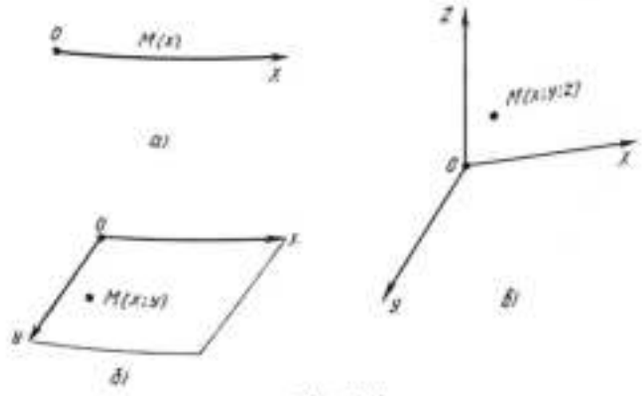
$$\chi = D\rho c_v = \eta c_v \qquad (38.8)$$

Бу ифода газлаги механик ва иссиқлик ҳодисалари орасидаги боғланишини 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 ҳаракатланаётган моддий нуқта деб қарасак, у ҳолда унинг вазияти битта координата *(x)* билан аниқланади (87-*а* расм). *M* молекула *XOY* текислиги 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 кўчади, олтига тенг бўлса, ҳам илгариланма, ҳам айланма ҳаракат қилади, еттига тенг бўлса, илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат қилади, 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 қуйидаги ифодага тенг:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}kT. \qquad (39.1)$$

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:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2}kT, \qquad (39.2)$$

бунда

$$i = i_{илг} + i_{айл} + 2i_{тебр}. \qquad (39.3)$$

(39.2) ифодага энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни дейилади. Бу ифода (39.1) дан умумийроқ томони билан фарқ қилади.

Системани характерловчи термодинамик катталиклардан бири системанинг ички энергиясидир. Система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда ички энергиясининг ўзгариши бошланғич ва охирги ҳолатлар ички энергиялари фарқига тенг бўлиб, ўтиш йўлига боғлиқ эмас. *Ички энергия* деганда, системани ташкил этган зарраларнинг хаотик ҳаракат 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 тенг бўлади. Бир моль газнинг ички энергиясини топиш учун (39.2) ни Авогадро сонига кўпайтириш керак:

$$U_\mu = \bar{\varepsilon} \cdot N_A = \frac{i}{2}N_A kT = \frac{i}{2}RT, \qquad (39.4)$$

бунда R — универсал газ доимийси.

Ихтиёрий m массали идеал газнинг ички энергияси

$$U = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{i}{2}RT. \qquad (39.5)$$

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 йиғиндисидан иборат, деган хулосага 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 қилади?
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 молекулаларига 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 боб. 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 қилади. 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 қилади. Шу қонуниятни қабул қилсак, 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 қилади. Ишнинг энг муҳим белгиси — у жараённи акс эттиради. 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

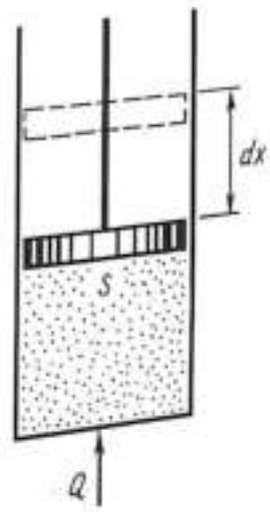
$$dQ = dU + dA \qquad (40.1)$$

Бунда $dU = U_2 - U_1$ — система ички энергиясининг ўзгаришидир.

(40.1) формула термодинамикани биринчи қонунининг миқдорий кўринишини бўлиб, қуйидагича таърифланади: *системага ташқаридан берилган иссиқлик миқдори шу системанинг ички энергиясини орттиришга ва ташқи системалар устида иш бажаришга сарф бўлади.*

Энди термодинамиканинг биринчи қонунини айрим жараён ва ҳодисаларга татбиқини кўриб ўтайлик:

I. Изобарик жараён. Юқори томонидан енгил поршень билан чегараланган цилиндр ичида 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 масофага силжийди. Бу ҳолда поршеннинг силжиши шунчалик секин бўлсинки, жараён мобайнида босим ўзгармасдан қолсин. Босим ўзгармаган ҳолдаги бажарилган элементар иш қуйидагига тенг:



88-расм.

$$dA = pS\,dx = pdV. \qquad (40.2)$$

(40.2) ни (40.1) га қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$dQ = dU + pdV. \qquad (40.3)$$

Демак, газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш газ босимини унинг ҳажм ўзгаришига кўпайтирилганига тенг экан.

2. Изохорик жараён. 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 жараён. 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 бажарии учун сарф бўлади.

4. Чўзилиш деформацияси. Узунлиги l га тенг бўлган стерженга чўзувчи куч таъсир қилаётган бўлсин. Куч таъсирида стерженнинг узунлиги dl га ортсин. У ҳолда бажарилган чўзилиш иши қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = -fdl. \tag{40.4}$$

(40.4) ни термодинамиканинг биринчи қонуни ифодаси (40.1) га қўйсак:

$$dQ = dU - fdl. \tag{40.5}$$

5. Буралиш деформацияси. Стерженни бирор ўққа нисбатан $d\varphi$ бурчакка бурсак, у ҳолда бажарилган иш

$$dA = -Id\varphi \tag{40.6}$$

ёки

$$dQ = dU - Id\varphi, \tag{40.7}$$

I — стерженнинг инерция моменти.

6. Диэлектрикнинг қутбланиши. Ташқи электр майдонида диэлектрик жойлашган бўлсин. Системада бир вақтнинг ўзида ҳам кенгайиш, ҳам қутбланиш иши бажарилсин. У ҳолда термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$dQ = dU + pdV - EdN, \tag{40.8}$$

бунда E — электр 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 қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$dQ = dU + pdV - HdM. \tag{40.9}$$

Бунда H — магнит майдон кучланганлиги; 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

$$dU = -dA, \tag{40.10}$$

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 қуйидаги ифодани ҳосил қилиш мумкин:

$$pV^{\gamma} = \text{const}. \tag{40.11}$$

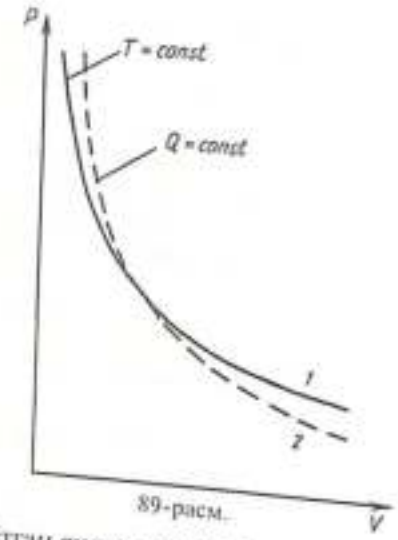
Бу ифода идеал газнинг адиабата тенгламаси ёки Пуассон тенгламаси дейилади, γ — адиабата кўрсаткичи бўлиб, доимо $\gamma > 1$. Бир моль идеал газ учун $pV = RT$ бўлганлиги учун Пуассон тенгламасининг қуйидаги кўринишларини ҳам ҳосил қилиш мумкин:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \tag{40.12}$$

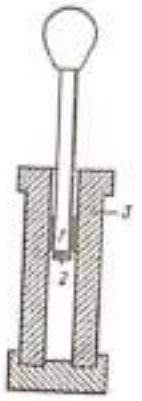
$$T^{\gamma}p^{1-\gamma} = \text{const}. \tag{40.13}$$

Пуассон тенгламаси (40.11) ни бир моль идеал газ учун ёзилган изотерма тенгламаси $pV = \text{const}$ билан таққослайлик. Ифодаларни таққослашда (2) адиабата чизиғи (1) изотерма чизигидан тикроқ жойлашиши керак, деган хулоса келиб чиқади (89-расм). Бунга сабаб изотермик жараёнда газ босими ҳажмининг биринчи даражасига пропорционал ўзгареа, адиабатик жараёнда γ га пропорционал ўзгаради ва доимо $\gamma > 1$. Шундай экан, изотермик жараён адиабатик жараённинг хусусий ҳолилир, деган фикрга келамиз.

Табиатда ўзидан иссиқликни мутлақо ўтказмайдиган моддалар мавжуд эмас. Шунинг учун амалда адиабатик жараённи ўтказиш қийин, негаки ҳар доим озми-кўпми иссиқлик алмашиши юз беради. Агар жараён жуда тез юз берса, кузатилаётган



89-расм.



90-расм.

ётган системанинг бошқа системалар билан иссиқлик алмашиши нолга тенг, деб қараш мумкин. Масалан, температураси 18°С, босими 1 физ. атм. ≈ $1{,}03 \cdot 10^5$ Н/м² ва зичлиги 1,215 кг/м³ бўлган ҳаво учун $\gamma = 1{,}4$ ва бу ҳавода товушнинг тарқалиш тезлиги $\vartheta = 342$ м/с га тенг. Товуш тўлқинининг бу катта тезлигида 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). Поршень ёғочдан ясалган (3) цилиндр ичида пастга босилганда, ҳаво қизиб пилик ёнади. Ҳозирги вақтда худди шу жараён дизель двигателига пуркалган ёқилғини ёндиришда қўлланилади. Бундан ташқари, адиабатик жараёнлардан совитқич қурилмаларида ва компрессорларнинг ишлашида фойдаланилади. Шундай қилиб, энергиянинг сақланиш қонунини ифодаловчи термодинамиканинг биринчи қонунини турли жараёнлар учун қўллаш мумкин экан.

41-§. Идеал газнинг иссиқлик сиғими

Маълумки, массалари бир хил бўлган турли хил моддаларнинг температурасини бир хил даражага орттириш учун ҳар хил миқдор иссиқлик керак бўлади. Моддаларнинг иссиқлик хоссаларини характерлаш учун иссиқлик сиғими тушунчаси киритилади. Модданинг температурасини бир Кельвинга орттириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдори *иссиқлик сиғими* деб аталади:

$$C = \frac{dQ}{dT}. \tag{41.1}$$

Модданинг температурасини бир даража орттириш учун бериладиган иссиқлик миқдори модданинг массасига пропорционал бўлади. Шунинг учун солиштирма иссиқлик сиғими тушунчаси киритилади. Модданинг бир бирлик массасига тўғри келувчи иссиқлик сиғими *солиштирма иссиқлик сиғими* дейилади:

$$C_0 = \frac{C}{m}. \tag{41.2}$$

Бир моль модданинг температурасини бир градус кельвинга ўзгартириш учун керак бўладиган иссиқлик миқдори *моляр иссиқлик сиғими* дейилади:

$$C_m = \frac{C}{\nu}, \tag{41.3}$$

бунда $\nu = \frac{m}{\mu}$ — моллар сони.

Моляр ва солиштирма иссиқлик сиғимлари ўзаро қуйидагича боғлангандир:

$$C_m = C_0\mu. \tag{41.4}$$

Иссиқлик сиғими $\frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ да, солиштирма иссиқлик сиғими $\frac{\text{Ж}}{\text{кг·К}}$ ла, моляр иссиқлик сиғими эса $\frac{\text{Ж}}{\text{моль·К}}$ да ўлчанади.

Иссиқлик сиғими фақат модданн характерлабгина қолмай, балки жисм температурасининг ўзгариши қандай шароитда юз бераётганига ҳам боғлиқ бўлади. Шу сабабдан иссиқлик сиғими аниқ бир қийматга эга эмас ва ҳолат функцияси бўла олмайди. Агар идеал газга иссиқлик қандай шароитда берилиши маълум бўлса, у ҳолда иссиқлик сиғими 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-

нали. Газ босими ўзгармас бўлган ҳолда, ташқаридан берилган иссиқлик миқдорининг бир қисми ички энергиянинг ортишига, иккинчи қисми эса ташқи босим кучларига қарши кенгайиш ишини бажаришга сарф бўлади. Шунинг учун ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими C_p ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими C_v га қараганда каттароқ бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунидан бу икки иссиқлик сиғимини боғловчи қуйидаги Майер тенгламасини ҳосил қилиш мумкин:

$$C_p = C_v + R \qquad (41.5)$$

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 иситишда бажарилган ишга тенгдир.

Кўп ҳолларда юқорида келтирилган иссиқлик сиғимларининг нисбати тушунчасидан фойдаланилади:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \qquad (41.6)$$

бунда γ — ўтган параграфда кўрилган Пуассон коэффициентидир. (41.5) ва (41.6) формулалардан

$$\gamma = \frac{C_v + R}{C_v} = 1 + \frac{R}{C_v} > 1. \qquad (41.7)$$

Аввал кўрилган (39.2) ифодага кўра, бир моль идеал газнинг ички энергияси учун қуйидаги формулани ёза оламиз:

$$U = \frac{i}{2} RT. \qquad (41.8)$$

Шундай экан, ўзгармас ҳажм ва ўзгармас босим шароитларидаги иссиқлик сиғимлари қуйидагига тенг бўлади:

$$C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R, \qquad (41.9)$$

$$C_p = C_v + R = \left(\frac{i}{2} + 1\right) R. \qquad (41.10)$$

Охирги икки ифоданинг нисбатини олсак, қуйидагига эришамиз:

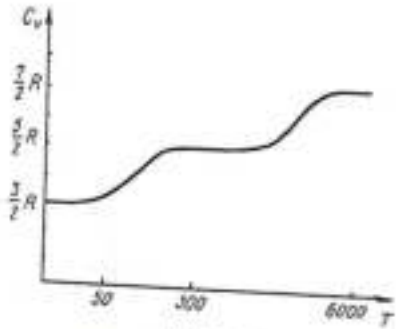
$$\gamma = \frac{i+2}{i}. \qquad (41.11)$$

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 сиғими 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 сиғими температурага боғлиқ бўлиши керак. Бу эса назариянинг (41.9), (41.10) ва (41.11) формулаларига мутлақо тўғри келмайди.

Икки ва ундан ортиқ атомли газлар бир атомли газлардан ўз молекулаларининг эркинлик даражалари сони билан фарқ қилади. 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 олтита 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 сиғимининг температурага боғланишини кўрайлик (91-расм). Тажриба натижасидан кўриналики, паст температураларда иссиқлик сиғими $\frac{3}{2}R$ га, хона температураларида $\frac{5}{2}R$, жуда юқори температураларда $\frac{7}{2}R$ га тенг экан. Бундан водород молекуласи паст температураларда моддий нуқта бўлиб, фақат илгариланма ҳаракат қилади, ўрта температураларда яна айланма ҳаракат ҳам қилади, юқори тем-



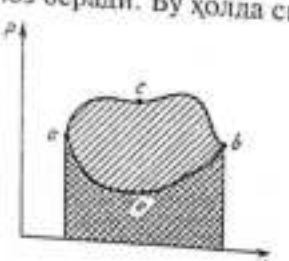
91-расм.

ператураларда эса илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат қилади деган мулоҳазага бориш мумкин. Ҳаракат турларининг ортишига мос равишда молекуланинг эркинлик даражалари сони ҳам ортиб бориши керак. Иссиқлик сиғимининг температурага боғланишини тўла тушунтира олмаслик классик механиканинг энг 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 секин юз бериши керак. Агар термодинамик система бир ҳолатдан чиқиб, бир қатор ҳолатларни ўтиб яна ўзининг дастлабки ҳолатига тўла қайтиб келса, бундай жараён *айланма жараён* (цикл) дейилади. Диаграммада айланма цикллар берк контур орқали ифодаланади, (92-расм).

pV диаграммада кўрилаётган системанинг a ҳолатдан b ҳолатга c нуқта орқали ўтиши ҳажмнинг катталашиши билан юз беради. Бу ҳолда система ташқи кучларга қарши бирор иш бажаради. Системанинг a ҳолатдан b ҳолатга c нуқта орқали ўтиши *тўғри жараён* дейилади. Системанинг b ҳолатдан e нуқта орқали a ҳолатга қайтиб ўтиши *тескари жараён* деб аталади. Шундай қилиб, айланма цикл тўғри ва тескари жараёнлардан ташкил топган экан.



92-расм.

Тўғри ва тескари жараёнларда бажарилган ишлар қарама-қарши ишорали бўлгани учун натижавий иш бу ишларнинг айирмасига, яъни *асвеа* 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 муҳитда 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 тенг бўлади, яъни $dU = 0$. Шундай экан, системанинг цикл мобайнида бажарган иши термодинамиканинг биринчи қонунига кўра, ташқаридан олинган иссиқлик миқдорига тенгдир, яъни

$$dQ = dU + dA = dA. \qquad (42.1)$$

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 устида 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, $\frac{mv^2}{2}$ кинетик энергияси ортиб боради. Жисм ерга келиб тушгач, механик энергиянинг ҳар иккала кўриниши нолга айланиб, урилиш нуқтасида қандайдир Q иссиқлик миқдори ажралиб чиқади.

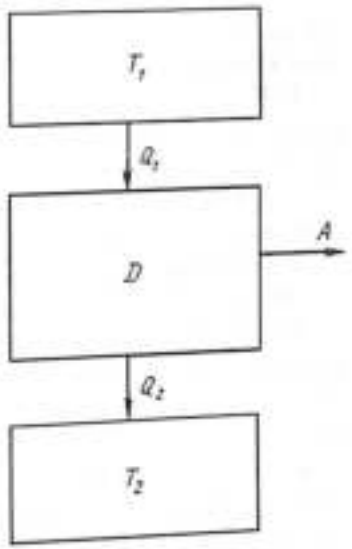
Тажрибанинг тескарисини қилиб кўрайлик. Ер сиртида турган m массали жисмга Q иссиқлик миқдори берайлик. Табиийки, бу энергияни олган жисм ҳеч қачон h баландликка кўтарилмайди. Шундай экан, бу йўналишда термодинамиканинг биринчи қонуни бажарилмайди. Демак, термодинамиканинг биринчи қонуни жараёнларнинг юз бериш йўналишини кўрсата олмас экан. Бу муаммони термодинамиканинг иккинчи қонуни ҳал қилади.

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_1 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. Иситкичдан 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

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \qquad (42.2)$$

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 машинанинг ФИК бирдан катта бўла олмаслиги (42.2) ифодадан кўриниб турибди. ФИК $\eta = 1$ бўлган двигателлар доимий двигателлар ёки иккинчи тур *перпетуум мобиле* деб аталади.



93-расм.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни олимлар томонидан турлича таърифланган.

Клаузиус 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 температураси юқори бўлган резервуарга иссиқлик миқдорини ўтказиш жараёнини ҳеч қандай йўл билан амалга ошириб бўлмайди.

Томсон (Кельвин) таърифи: табиатда ҳеч қандай ўзгариш ҳосил қилмай туриб совиш ҳисобига иссиқликни даврий равишда 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 равишда механик энергияга айлантириб берувчи қурилмалар *иссиқлик машиналари* дейилади. Иссиқлик машиналари газ ёки буғнинг кенгайи-

ши ҳисобига ишлайди. Амалда бундай машиналарнинг қуйидаги кўринишлари мавжуд:

1. Буғ машиналари — электростанцияларда, паровоз ва пароходларда ишлатилади. Бу машиналар ташқи ёнув двигателлари дейилади.

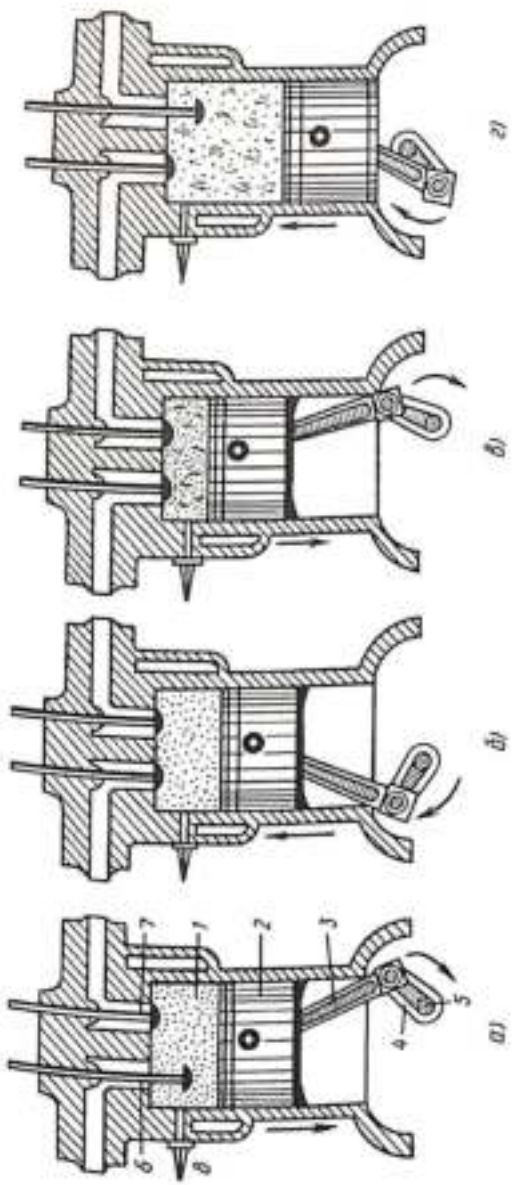
2. Ички ёнув двигателлари — автомобиль, трактор, танк ва самолётларни ҳаракатга келтиради.

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 қурилма олган иссиқлик миқдорининг қанчалик кўп қисмини ишга айлантирса, 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 ажралиб чиқадиган энергия ҳисобига ишловчи иссиқлик двигателлари мавжуд. Улар *атом двигателлари* дейилади. Иссиқ ўлкаларда Қуёш энергияси ҳисобига ишловчи двигателлардан фойдаланилади. Бундай двигателлар *қуёш элементлари* ёки *Қуёш двигателлари* дейилади.

Юқорида санаб ўтилган иссиқлик двигателлари ичида энг кўп қўлланиладигани тўрт тактли ички ёнув двигателидир (94-расм). Ички ёнув двигателларида ёқилғи ишчи цилиндрнинг ичини ўзида ёндирилади. Ички ёнув двигателининг асосий ишчи қисми (*1*) цилиндр ичида жойлаштирилган (*2*) поршень бўлиб, у (*3*) шатунь ва (*4*) кривошип ёрдамида (*5*) тирсакли валга уланган. Поршень цилиндр ичида 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 чиқариб юборишга хизмат қилади. Бундан ташқари цилиндрнинг юқори қисмида свеча (*8*) жойлаштирилган. Двигатель цилиндрлари сув ва ҳаво ёрдамида совитилади.

Тўрт тактли ички ёнув двигателининг ишлаши қуйидагича юз беради:



94-расм.

1. Сўриб олиш тактида (94-*а* расм) киритиш клапани очилади ва поршень пастга ҳаракатланганда цилиндрга ишчи аралашма киради. Бензин билан ишловчи двигателларда ишчи аралашма карбюраторлардаги бензиннинг буғланиб ҳаво билан аралашиши натижасида ҳосил бўлади.

2. Сиқиш 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, поршенни пастга томон ҳаракатлантиради ва иш бажарилади.

4. Чиқариб юбориш тактида (94-*г* расм) поршень юқори томон ҳаракатланиб, чиқиш клапани орқали ишлаб бўлган аралашмани йўқотади.

Кўриб ўтилган жараён тўрт цилиндрли двигателларнинг қолган учта цилиндрида ҳам худди юқоридагидек юз беради. Тўрт тактли ички ёнув двигателлари фақат бензинда эмас, балки нефтнинг арзонроқ 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 белгилайди. 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 қайтма-илгариланма ҳаракатини валнинг айланма ҳаракатига ўтказиш учун ротор-поршенли двигателлардан ҳам фойдаланилади. Бундай двигателларда поршень вазифасини уч қиррали ротор бажаради.

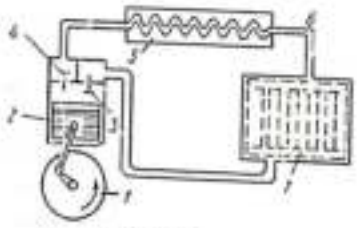
Газнинг исиши ва совиши ҳисобига ишлайдиган ташқи ёнув двигателлари ҳам мавжуд. Буларда юқори босим остидаги гелий ёки водород гази ишчи жисм вазифасини бажаради. Ишчи жисмнинг даврий равишда исиши ва совиши поршеннинг ҳаракатини таъминлайди.

Термодинамиканинг 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 двигателнинг ФИК камаяди. Циклик жараёнларда совиткичга қанча кам иссиқлик берилса, ФИК шунчалик юқори бўлиши маълум.

Кейинги йилларда двигателлар ясашда металл ўрнида махсус сополлан ҳам фойдаланилмоқда. Сопол двигателлар юқори температурага (1300—1500°С) чидамли бўлади. Сополнинг юқори температурага чидамлилиги ва иссиқликни кам ўтказиши туфайли двигателни сув билан, совитиш заурати қолмайди. Шунинг учун радиатор, сув насоси каби қурилмаларга ҳожат қолмайди ва двигателнинг массаси 20% гача камаяди. Термодинамик цикл температурасининг кўтарилиши ва совиткичда энергиянинг беҳуда сарф бўлишининг камайиши ҳисобига двигателнинг 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 қуйидаги формуладан топилади:

$$\frac{Q_2}{A}=\frac{T_2}{T_1-T_2},$$



95-расм.

бунда T_1 — иситкичнинг температураси; T_2 — совиткичнинг температураси.

Табиатда иссиқ жисмдан совуқ жисмга иссиқликни узатиш ўз-ўзидан юз берса, бу жараённи тескари йўналишда амалга ошириш учун маълум иш бажариш керак. Совуқлик машиналари ташқи кучларнинг бажарган иши ҳисобига совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқликни ҳайдаб туради. Бу қурилмаларнинг ишлаш жараёнида совиши махсус суюқликларнинг буғланиши ёки газларнинг кенгайишида иссиқликнинг ютилиши ҳисобига юз беради.

Рўзғорда 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 ажралиб чиққан иссиқлик миқдори атроф-муҳитга тарқалади. Конденсатордаги фреон суюқлиги капилляр найчалар орқали (*7*) буғлаткичга узатилади. Совиткичнинг совитиш камераси деворлари бўйлаб жойлаштирилган катта ҳажмли буғлаткичда босимининг камайиши ҳисобига фреон буғланади. Бу жараёнда иссиқлик ютилади ва маълум даражада совитишга эришилади.

Кейинги йилларда сиқилган азотнинг кенгайишида унинг совишига асосланиб ишлайдиган микросовиткичлар (6×1,4×0,2 см) яратилган. Улар ёрдамида — 190°C гача совитиш мумкин. Икки босқичли микросовиткичлардан фойдаланиб —250°C температура олинган. Паст температураларни ҳосил қилишда ишчи жисм сифатида газсимон гелийдан фойдаланиш зарур бўлади.

44-§. Карно цикли. Энтропия

1924 йили француз физиги Сади Карно томонидан термодинамиканинг иккинчи қонуни асосида энг юқори ФИК

га эга бўлган айланма цикл таклиф этилди. Айланма циклни амалга ошириш учун учта система бўлиши шарт:

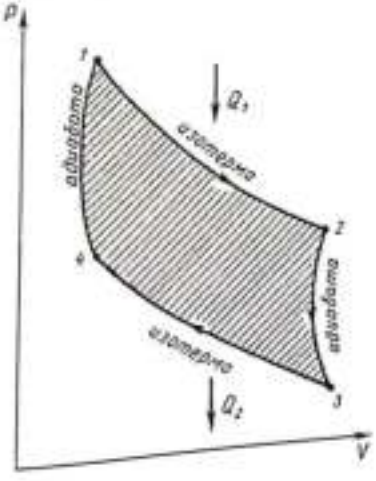
1) иссиқликни ишга айлантиришда воситачи вазифасини бажарадиган ишчи система;

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 тенг 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 тенг 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 адиабата (*2—3, 4—1*) дан иборат. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра цикл мобайнида бажарилган фойдали иш қуйидагига тенг:

$$A = A_{12} + A_{23} - A_{34} - A_{41} = Q_1 - Q_2. \qquad (44.1)$$

Юқоридаги циклни амалга оширган Карно ўзининг қуйидаги 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*

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \qquad (44.2)$$

бунда T_1 — иситкичнинг температураси; T_2 — совиткичнинг температураси.

Карно теоремасидан кўринадики, системанинг фойдали иш коэффициентини ошириш учун иситкичнинг температураси T_1 ни ошириб, совиткичнинг температураси 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 қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{Q_2}{Q_1}. \qquad (44.3)$$

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 цикларда ФИК иссиқлик машинасининг табиатига боғлиқ бўлади.

Қайтувчи жараёнлар учун ФИК

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (44.4)$$

Карнонинг иккинчи теоремасига кўра

$$\eta_{\text{қайтмас}} < \eta_{\text{қайтар}}. \qquad (44.5)$$

Охирги икки ифодадан қуйидагини ёза оламиз:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \le \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (44.6)$$

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. Иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга иш бажармай ўтсин, яъни $Q_1 - Q_2 = 0$ бўлсин, у ҳолда (44.6)дан

$$0 \le \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (44.7)$$

ёки $T_1 = T_2$. Бундан кўринадики, иккита турли температурали жисмлар контактга келтирилса, температураси юқори бўлган жисмдан температураси паст бўлган жисмга ана шу жисмларнинг температуралари 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

$$1 \le \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \qquad (44.8)$$

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:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \le 0. \qquad (44.9)$$

Агар ана шу цикл билан ишловчи машиналар бир нечта бўлса, (44,9) ни қуйидагича ёзилади:

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{dQ}{T} = 0 \text{ ёки } \oint \frac{dQ}{T} = 0. \qquad (44.10)$$

Интеграл остидаги ифодадан олинган интеграл ноль бўлиши учун у тўлиқ дифференциал бўлиши керак, яъни

$$\frac{dQ}{T} = dS, \qquad (44.11)$$

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 алмашиши юз бермаса (адиабатик бўлса), у ҳолда жараёнда қатнашувчи барча системалар энтропияларининг йиғиндиси ўзгармасдир.

3. Адиабатик қайтмас жараёнларда энтропия фақат ортса, адиабатик қайтар жараёнларда ўзгармасдан қолади, яъни

$$\Delta S \geq 0. \qquad (44.12)$$

Шунинг учун адиабатик қайтувчи жараённи кўп ҳолда изоэнтропик жараён деб юритилади.

4. Мувозанат ҳолатининг энтропияси энг катталдир. Демак, ҳар қандай система энтропияси катталроқ 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 хулосага келди. Бошқача айтганда, вақт ўтиши билан коинотдаги барча жисмларнинг температуралари тенглашиши ва барча жараёнлар тўхташи керак эмиш. Клаузиус томонидан талқин қилинган «коинотнинг иссиқлик ҳалокати» муаммоси нотўғри эканлиги кейинчалик фанда исбот этилди.

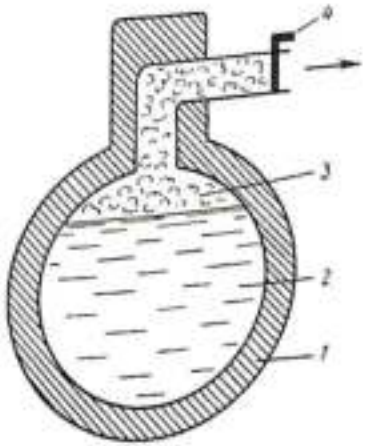
Термодинамиканинг иккинчи қонунини системанинг эришиши мумкин бўлган ҳолатлардан бирида бўлиш эҳтимолидан келиб чиқиб таърифлаш мумкин. Бирор идиш ичидаги газ молекулалари идиш ҳажми бўйича текис тақсимланган ва тартибсиз ҳаракатда бўлади. Шу газ молекулаларини идиш ҳажмининг бирор қисмида тўпланиб тартибли ҳолатга ўтиш эҳтимоли деярли нолга тенг. 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 логарифмига пропорционалдир:

$$S = k \ln W. \qquad (44.13)$$

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 тенг бўлган *(2)* сув билан деярли тўлдирилган. Сув устидаги (3) тўйинган буғнинг босими p_1 га тенг бўлсин. Жўмрак *(4)* очилса тўйинган буғнинг бир қисми иш бажарувчи машинанинг цилиндрига боради ва унинг босими p_2, температураси эса



97-расм.

T_2 гача камаяди. Бунда сувнинг яна қандайдир x қисми буғга айланади, конденсацияланган буғ эса яна сувга келиб қўшилади. Жараённи қайтар ва адиабатик деб ҳисоблаш мумкин. Бундай жараёнда сув ва буғ энтропияларининг йиғиндиси ўзгармас қолишидан фойдаланиб x ни қуйидагича формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$x = \frac{S_1 - S_2}{m} \cdot \frac{T_0}{r}, \qquad (44.14)$$

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 чиққан 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 жараёнларнинг фарқи нимадан иборат?
3. Идеал газнинг босими ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғими ҳажми ўзгармас ҳолдаги иссиқлик сиғимидан 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 тактли 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 боб. РЕАЛ ГАЗЛАР, СУЮҚЛИКЛАР ВА ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР

45-§. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир

Молекуляр-кинетик назарияда идеал газ деганда, молекулалари бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдиган ва уларнинг ўлчамлари ҳамда ҳажмлари ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлган молдий нуқталар тўплами тушунилади. Идеал газ молекулалари фақат тўқнашгандагина ўзаро таъсирлашади, деб ҳисобланади.

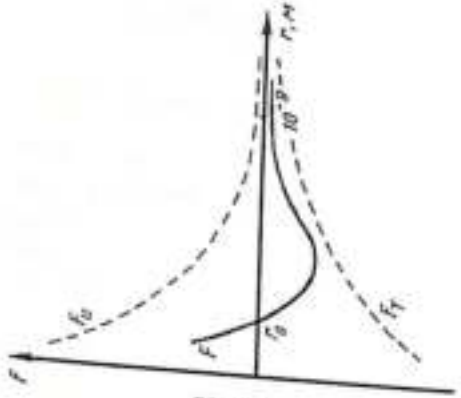
Идеал газ назариясига асос қилиб олинган юқоридаги соддалаштиришлар сийраклашган реал газларда етарлича паст босим ва нисбатан юқори температураларда тахминан бажарилади. Бироқ юқори босим ва паст температураларда идеал газ қонунларидан четлашиш кузатилади. Бу шароитда ҳар бир газ молекуласи тегишлича 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:

$$F = F_и - F_т = \frac{a_1}{r^{13}} - \frac{a_2}{r^7}, \qquad (45.1)$$

бунда $F_и$ — итаришиш кучи; $F_т$ — тортишиш кучи; F — натижавий 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 $F_т$ тортишиш кучлари $F_и$ 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 қийматларида кузатилади. Бошқача айтганда, ҳар бир молекула ўзининг маълум таъсир доирасига эга бўлиб, шу таъсир доирасига бошқа молекулаларининг киришига тўсқинлик қилади. 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 йўқолади ($F \to 0$), яъни реал газ идеал 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 қўяди.

46-§. Реал газнинг ҳолат тенгламаси. Ван-дер-Ваальс изотермалари

Газ молекулалари реал шароитда бир-бирига яқинлаштирилганда итаришиш кучлари, узоқлаштирилганда эса тортишиш кучларининг юзага келишини ўтган параграфда кўриб ўтдик. Бир моль идеал газнинг ҳолат тенгламаси

$$pV = RT \tag{46.1}$$

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:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \tag{46.2}$$

бунда a — ўзаро таъсир кучларини ҳисобга олувчи коэффициент, b — шахсий ҳажмни назарга олувчи 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 йиғиндиси 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 ҳажмининг квадратига тескари пропорционалдир, яъни

$$p' = \frac{a}{V^2}. \tag{46.3}$$

Ван-дер-Ваальс тенгламаси (46.2) даги a ва b коэффициентлар газнинг хусусияти ва ҳолати билан боғлиқ бўлган доимийлардир. Юқори температура ва паст босимларда $p' << p$ ва $b << V$ бўлиб қолади. У ҳолда (46.2) даги тузатмаларни тушириб қолдириш мумкин, яъни бу шароитда Ван-дер-Ваальс тенгламаси Менделеев — Клапейрон тенг-

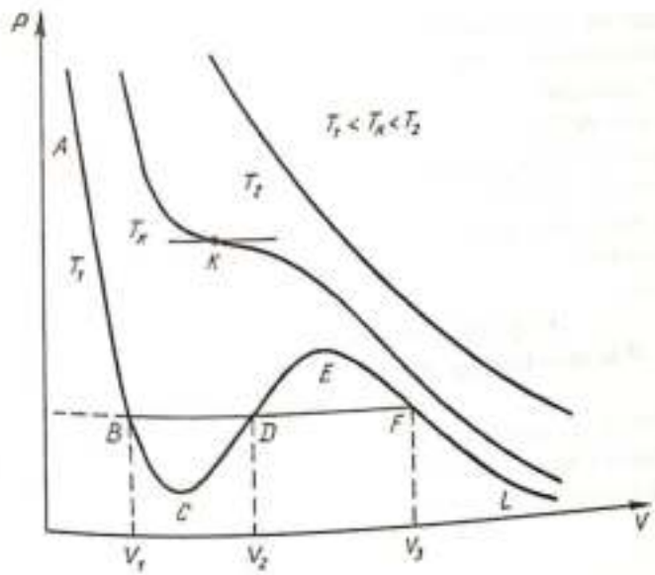
ламасига ўтади. Шуни таъкидлаш керакки, молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиатига қараб ҳар бир газ ўзининг ҳолат тенгламасига эга бўлади. Реал газлар учун универсал ҳолат тенгламаси мавжуд эмас.

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 мавҳум ва биттаси ҳақиқий бўлиши мумкин. Тенгламанинг мавҳум 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 эгрилиниши паст T_1 температураларда юз беради. Юқори T_2 температураларда изотерма идеал газ изотермасига яқинлашиб боради. Агар ҳажм ўқига параллел бирорта $p = \text{const}$ изобара чизиғини ўтказсак, 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 улгура олмаймиз. Ҳажмнинг камайишида F нуқтадан бошлаб модданинг вазиятни худди тўйинган буғнинг вазиятига ўтиб қолади ва шу газнинг суюқ томчилари ҳосил бўла бошлайди.

Модданинг беқарор CDE ҳолатида газ молекулалари бирларига шундай яқинлашадики, 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 хосдир. 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 ичида 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. $T_к$ температурага мос келувчи изотерма *критик изотерма* дейилади. Критик изотерманинг шу нуқтасида босимнинг битта қийматига ҳажмнинг битта қиймати мос келади. Босим, ҳажм ва температурани критик изотерманинг $к$ 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 қуйидаги ифодани олган эдик (39-§ га қ.):

$$E_a = \frac{i}{2} RT = c_v T. \qquad (47.1)$$

Реал газ молекулалари иссиқлик ҳаракатидан ташқари бир-бири билан ўзаро таъсирда бўлганлиги учун уларга бундай ифодани ёза олмаймиз. Реал газнинг ички энергияси молекулалар иссиқлик ҳаракат кинетик энергияси ва ўзаро таъсир потенциал энергияларининг йиғиндисидан иборат бўлади. Бу энергияларнинг турлича ўзгаришини ҳисобга олиб бир моль реал газнинг ички энергиясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E_p = c_v T - \frac{a}{V}. \qquad (47.2)$$

Бунда a — Ван-дер-Ваальс доимийси. (47.2) дан кўринадики, ҳажм ва температура ортиши билан реал газнинг ички энергияси ортиб боради, негаки бу параметрларнинг ортиши молекулаларнинг эркинроқ ҳаракат қилишига сабаб бўлади.

Идеал газ ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмаган ҳолда адиабатик ($dQ = 0$) кенгайганда бажарилган ташқи иш нолга тенг бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунига кўра, бундай адиабатик кенгайишда системанинг ички энергияси ўзгармайди, яъни

$$U_1 = U_2. \qquad (47.3)$$

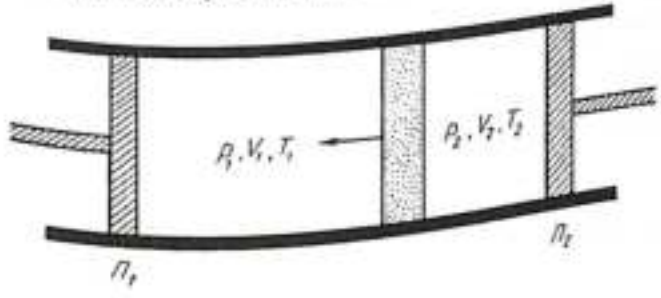
Идеал газларнинг адиабатик кенгайишида ички энергиядан ташқари температура ҳам ўзгармасдан қолади. Реал газлар ташқи босимга қарши иш бажармаган ҳолда кенгайтирилса, газ ё исиши, ё совиши мумкин экан. Реал газнинг адиабатик кенгайишида газ температурасининг ўзгариши *Жоуль — Томсон эффекти* дейилади.

100-расмда инглиз физиклари Жоуль ва Томсон тажрибасининг схематик тасвири берилган. Иссиқликни кам ўтказадиган цилиндр ичида ишқаланишсиз ҳаракатлана оладиган иккита $П_1$ ва $П_2$ поршенлар жойлаштирилган. Поршенлар 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.

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2. \qquad (47.4)$$

Демак, Жоуль—Томсон тажрибасида $U + pV$ катталик ўзгармай қолар экан. Бу катталик *газнинг иссиқлик функцияси* ёки *энтальпияси* деб аталади. Реал газларда энтальпиянинг тенг бўлиши температураларнинг тенглигини кўрсатмайди.

Жоуль—Томсон эффекти идеал газларда кузатилмасдан фақат реал газларда юз беришига сабаб, реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучларидир. Шунинг учун бу эффектни 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 ҳажмгача 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 исийди. Реал газнинг адиабатик кенгайиши натижасида унинг исиши кузатилса, бундай ҳодиса *манфий Жоуль—Томсон эффекти дейилади*. Жоуль—Томсон эффектини баҳолаш учун қуйидаги катталик киритилади:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta p}, \qquad (47.5)$$

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 қийматларида ўзаро таъсир кучи асосан тортишиш кучидан иборат бўлади: Шу газни $r >> r_0$ шарт бажарилгунча адиабатик кенгайишига имкон берайлик. Бу шарт бажарилганда тортишиш кучи молекулаларнинг бир-биридан узоқлашишига тўсқинлик қилади, яъни энди улар қаршиликли муҳитда ҳаракат қилади. Шунинг учун молекулаларнинг тезликлари камаяди, бошқача айтганда газ совийди ($\mu < 0$). Бундай ҳодиса *мусбат Жоуль — Томсон эффекти* дейилади.

Жоуль—Томсон эффектининг мусбат ёки манфий қисмини кузатиш учун температура ва босим махсус танланиши керак. Ҳатто берилган газ учун бу параметрларнинг бир қийматларида мусбат, бошқа қийматларида манфий эффект кузатилиши мумкин. Ҳар бир газ учун шундай бир температура мавжудки, бу температурада Жоуль—Томсон эффекти ўз ишорасини ўзгартиради. Температуранинг бу қиймати *инверсия температураси* дейилади. Мусбат Жоуль—Томсон эффектидан газларни суюлтиришда фойдаланилади.

Газларни суюлтиришнинг, асосан, иккита усули мавжуд:

1. Мусбат Жоуль—Томсон эффектига 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 К), азот (126,1 К) ва водород (33 К) 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 К) эга бўлган гелий газини суюқликка айлантиришга муваффақ бўлди. Агар суюқ гелий пасайтирилган босим остида қайнатилса, унинг температурасини 0,7 К 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, ажралиб чиққан 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}К) температуралар олишга эришилган.

Жуда паст температураларда суюқ гелий бошқа суюқликларда кузатилмайдиган бир қатор хусусиятларга эга. Суюқ гелий икки хил бўлади: 4,2 дан 2,18 К температура интервалда суюқ гелий ўзини одди суюқлик каби тутади ва уни гелий-I дейилади; температуранинг $T < 2{,}8$ К 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-I ва гелий-2 дан иборат бўлади. Гелий-I 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 ўтказувчанлиги 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 кўрғошиннинг электр қаршилиги тўсатдан нолгача камайишини тажрибада аниқлади. Бунда кўрғошиннинг 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 фойдаланишдаги энг асосий муаммо магнит ўрамларини критик температурадан паст температурада ушлаб туришдир. Яқинда необийнинг германий билан қотишмасида (Nb_3Ge) ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 23 К кузатилди. Бу эса суюқ гелий ўрнида суюқ водороддан (20 К) фойдаланиш имконини беради.

48-§. Ҳавонинг намлиги. Намликни ўлчаш

Ер шари атрофидаги ҳавода ҳар доим маълум миқдор сув буғлари мавжуд бўлиб, йилига унинг тахминан чорак қисми қуруқликка ёғингарчилик сифатида тушади. Қуруқликнинг денгиз, дарё ва океанларга яқин қисмида 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 таъсир кўрсатади. Маҳсулотларни қуритиш, сақлаш жараёнларида намликни меъёрида ушлаш катта аҳамиятга эга.

Қишлоқ хўжалик ўсимликларини кутилмаганда совуқ 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 ажралиб чиқади ва бу ҳодиса тупроқнинг ҳамда пастки ҳаво қатламларининг бир оз исишига олиб келади.

Намликнинг ортиши инсон саломатлигига ҳам салбий таъсир 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 қилмай 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°С 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 p_a орқали ўлчанади. *Берилган температурада ҳаводаги сув буғи порциал босимининг шу температурадаги тўйинган буғнинг эластиклигига нисбатининг фоизларда ифодаланган қиймати ҳавонинг нисбий намлиги* дейилади, яъни

$$B = \frac{p_a}{p_T} \cdot 100\%. \qquad (48.1)$$

Сув буғи босими унинг зичлигига пропорционал бўлганлиги учун (48.1) ни яна қуйидагича ёзиш мумкин:

$$B = \frac{\rho_a}{\rho_T} \cdot 100\%. \qquad (48.2)$$

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 махсус 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 термометр қуруқ термометрга нисбатан паст температурани кўрсатади. Ҳаво қанчалик қуруқ бўлса, термометрларнинг кўрсатишларидаги фарқ шунча катта бўлади. Термометрларнинг кўрсатишларини белгилаб, махсус жадвалдан ҳавонинг нисбий намлиги аниқланади.

49-§. Суюқликларда молекуляр ҳодисалар. Ҳўллаш ва капиллярликка оид амалий масалалар

Суюқликлар шу модданинг газ ва қаттиқ агрегат ҳолатлари орасида жойлашган бўлиб, юқори температуралар томонидан критик нуқта билан, паст температуралар томонидан эса қотиш нуқтаси билан чегараланган. Суюқ моддани ташкил этувчи зарралари ораларидаги тортишиш 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 фазаларининг асосий тафовутларидан бири шуки, ташқи куч таъсирида газлар сиқилувчан бўлади, суюқликлар эса деярли сиқилмайди. Шунинг учун Ер сиртида ҳаво зичлиги тоғ чўққиларидаги ҳаво зичлигидан катта. Аксинча, океан тубида сувнинг зичлиги сатҳидаги зичликдан унча катта эмас. Масалан, океаннинг 10 км чуқурлигида босим атмосфера босимидан 1000 марта катта бўлсада, зичлик бор-йўғи 5% катталар. Суюқ модда молекулалари орасидаги тортишиш 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 тортиниш кучларини енгиш учун етарлича энергияга эга бўлади.

Сувга сакраган киши сувнинг кўтариш кучини сезади. Қўлимизга бирорта гишт ёки тош бўлагини олиб сувгаботирсак, унинг енгиллашиб қолганини сезамиз. Қуйидаги тажрибани кўриб чиқайлик. Бironта баландлиги бўйича даражаланган 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 пасайганлигини аниқлаш

қийин эмас. Агар ёғоч бўлагини сувдан чиқариб олсак, сув сатҳининг 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 чўкади. Масалан, сувга ташланган тош.

3. Жисм оғирлиги у сиқиб чиқарган суюқлик оғирлигига тенг. Бунда кўтариш кучи жисм оғирлигига тенг 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 тенг 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 қўшимча сув сиқилган ҳаво ёрдамида чиқариб юборилади ва кема сув сиртига қалқиб чиқади.

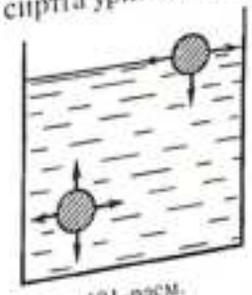
Архимед қонуни газлар учун ҳам ўринлидир. Масалан, ҳавода оғирликлари тенг бўлган пўкак ва қўрғошин бўлакларини олсак, вакуумдаги пўкак бўлаги оғирроқ бўлиб қолади. Бунга сабаб пўкак бўлагининг ҳажми катта бўлгани учун кўпроқ ҳавони сиқиб чиқариши ва шунга тенг ўз оғирлигини йўқотишидир.

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 орттирсак, бирлашган сув молекулалари яна ажраб кета бошлайди. Натижада суюқлик ҳажми яна орта бошлайди.

Бирор суюқликнинг иккита молекуласини фикран таллаб 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 таранглик кучи* дейилади. Бу куч ҳамма вақт суюқлик сирт пардасини кичрайтиришга интилади. 1807 йили Лаплас суюқлик сиртидаги босим суюқлик сирт парласининг кўринишига боғлиқ эканлигини кўрсатди:

$$p = p_0 + \frac{2\alpha}{r}. \qquad (49.1)$$



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 кенглигига қўйилган куч *сирт таранглик коэффициенти* деб юритилади. Сирт таранглик коэффициенти — α нинг катталиги суюқликнинг табиатига боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан α камайиб боради. Бунга сабаб температура ортиши билан суюқлик молекулалари иссиқлик ҳаракатининг жадаллашиши 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 буғ 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 камаяди.

Сирт таранглик кучлари таъсирида суюқлик ўз сиртини ҳамма вақт кичрайтиришга интилади, яъни суюқлик сирти энг кичик потенциал энергияга 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. Вазнсизлик ҳолатида эса суюқликнинг ҳар қандай томчиси аниқ шар шаклини олади.

Суюқлик зарраси қанча чуқур жойлашган бўлса, унга шунчалик катта босувчи куч таъсир этади. Бу куч таъсирида юзага келувчи босимга гидростатик босим дейилади:

$$p' = \rho g h, \qquad (49.2)$$

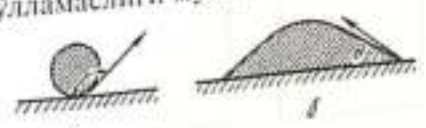
бунда ρ — суюқликнинг зичлиги; g — эркин тушиш тезланиши; h — суюқлик молекуласининг жойлашиш чуқурлиги.

Гидростатик босим ҳисобига босим жуда катта қийматларга эга бўлади. Масалан, 1 км денгиз чуқурлигида 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 говвослар ҳатто сув ўтказмайдиган махсус кийимларда 200 метрдан чуқурроққа туша олишмайди. Сув остининг чуқурроқ қатламларидаги тадқиқот ишлари батисфералар—махсус шарларга жойлаштирилган тадқиқотчи, илмий асбоблар, прожектор ва кинокаппаратлар 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 таъсир қилувчи умумий босим атмосфера босими p_0 гидростатик босим p' ва сиртнинг эгрилиги туфайли юзага келувчи $\frac{2\alpha}{r}$ босимларнинг йиғиндисидан иборат экан, яъни:

$$p = p_0 + \rho g h + \frac{2\alpha}{r}. \qquad (49.3)$$

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 ҳўлламайди, иккинчи ҳолда эса ҳўллайди. Ҳўллаш ва ҳўлламаслик тушунчалари нисбий тушунчалардир. Чунки битта суюқликнинг ўзи бир қаттиқ жисмни ҳўлласа, бошқасининг сиртни ҳўлламаслиги мумкин. Масалан, сув шиша сиртини ҳўлласа, парафин сиртини ҳўлламайди. Ҳаётдан яна шуни биламизки, кўп ҳолда цементга сув қуйилса



а *б*

102-расм.

аралашмайди, чунки ҳўлламайди. Цементга қум аралаштирилиб кейин сув қуйилса, ҳўлланади ва эритма ҳосил бўлади. Агар суюқлик молекулалари орасидаги ўзаро тутуниш кучлари шу суюқлик молекуласи билан қаттиқ жисм молекуласи орасидаги тутиниш кучидан катта бўлса, бундай суюқлик сиртни ҳўлламайди ва акс ҳолда ҳўллайди.

Бирор идишга суюқлик солганимизда унинг сирти қавариқ 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 $\frac{\pi}{2} \le \theta \le \pi$ ҳўллаш ҳолида эса бурчак ўткир бўлади, яъни $0 \le \theta \le \frac{\pi}{2}$.

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 махсус тайёрланган суюқликка солинади. Бунда шундай суюқлик танлаб олиниши керакки, у металлни ҳўллаб тоғ жинсларини ҳўлламаслиги керак. Шу йўл билан рангли металл рудаси бойитилади.

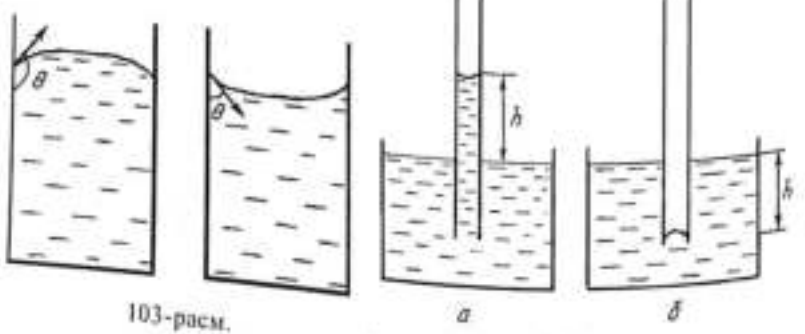
Кўриб ўтилган ҳўллаш ва ҳўлламаслик ҳоллари капиллярлик ҳодисасини юзага келтиради. Ичи ғовак қаттиқ жисмлар томонидан суюқликнинг шимилиши капиллярлик ҳодисага асосланган. Масалан, қанд, қоғоз, кум, бўр, ёғоч моддаларига сувнинг шимилиши. Бирор идишдаги суюқликка ингичка най (капилляр) тушурилса, най 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. Капилляр ичидаги суюқликнинг кўтарилиши (ёки пасайиши) сирт таранглик босими гидростатик босимга тенглашгунча давом этади, яъни

$$\rho g h = \frac{2\sigma}{r}, \tag{49.4}$$

бундан

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}. \tag{49.5}$$

Бунда h — найдаги суюқликнинг кўтарилиш баландлиги. Капиллярлик ҳодисаси табиатда кенг намоён бўлади. Масалан, тупроқдаги намликнинг алмашиниши ёки дарахт ва ўсимликларда сувнинг юқорига кўтарилиши жуда ингичка капиллярлар бўйича юз беради.



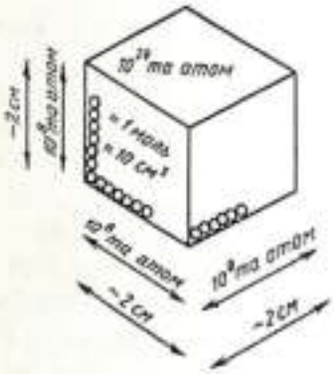
103-расм.

а *б*

104-расм.

50-§. Қаттиқ жисмнинг тузилиши

Суюқликдан 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 қилади. Бу кучлар қаттиқ жисм зарралари орасидаги масофани ҳар қандай ўзгаришига қаршилик қилиб, фақат яқин масофаларда унинг таъсири намоён бўлади. Шунинг учун иккита



105-расм.

бўлинган қаттиқ жисм бўлакларини бир-бирига текқизиб, яна битта яхлит бўлакка айлантиришга ҳар қанча уринмайлик, одатда бунинг иложи йўқ.

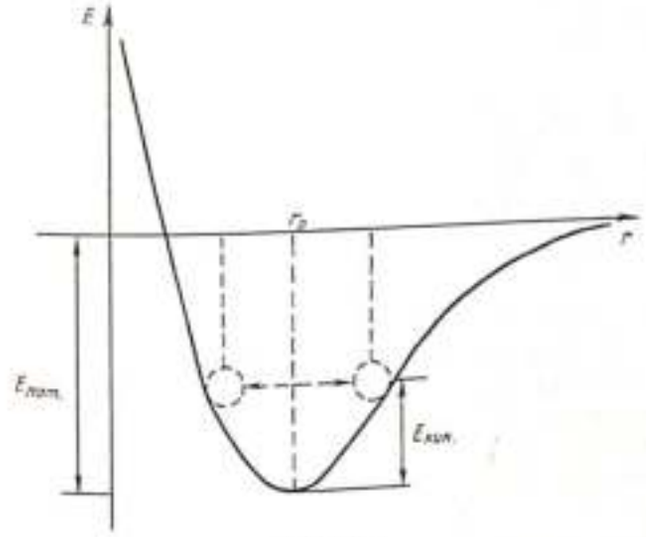
Қаттиқ жисм атомлари газ ва суюқликлардагига қараганда етарлича зич жойлашган. Бир моль модлардаги атомлар сони $6 \cdot 10^{23}$ га тенг. Шунча атом биророрта куб шаклидаги ҳажм ичида жойлашган бўлсин, у ҳолда кубнинг қирралари бўйлаб 10^8 дона атом жойлашади (105-расм). Ҳар бир атомнинг диаметри $2 \cdot 10^{-10}$ м десак, куб қиррасининг узунлиги $2 \cdot 10^{-2}$ м ёки 2 см эканлиги кўринади. Шундай қилиб, қаттиқ жисмда, 1 моль атомлар 10 см³ ҳажмни эгаллар экан.

Қаттиқ жисм атомлари орасида тортишиш кучлари мавжуд. Ҳар бир атомни қўшни атомлар томонидан ҳосил қилинадиган потенциал ўрада жойлашган, деб қараш мумкин (106-расм). Потенциал ўранинг тубида атом қўшни атомлардан r_0 масофада мувозанат ҳолатида жойлашади. Бу ҳолатда атомга таъсир этувчи натижавий куч нолга тенг. $E_{кин}$ энергияга эга бўлган атом мувозанат ҳолати атрофида тебранма ҳаракатда бўлади. Кинетик энергия $E_{кин}$ ўзаро таъсир потенциал энергияси $E_{пот}$ дан кичик бўлганда атом қўшни атомлар билан боғланганлигича қолади. Агар $E_{кин} = E_{пот}$ бўлиб қолса, атом эркин ҳолатга ўтиб, қўшни атомлардан узоқлаша олишига, етарли энергияга эга бўлади.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, битта атомга тўғри келувчи боғланиш энергияси тахминан 1 эВ га тенг. 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 ўралан чиқиб кета олмайди.

Қаттиқ жисмни ташкил этган зарралар орасида қандай химиявий боғланишлар бўлиши мумкинлигини кўриб чиқамиз.

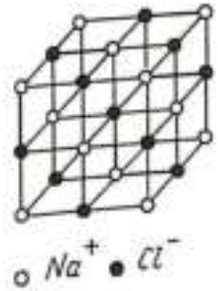
1. *Ион боғланиш.* Электроннинг бир атомдан иккинчи атомга ўтиши ҳисобига ҳосил бўладиган мусбат ва манфий ион-



106-расм.

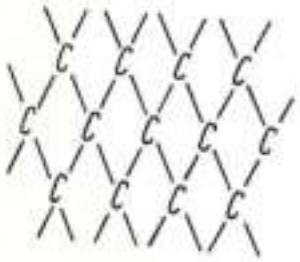
лар орасида юзага келадиган электростатик тортишиш *ион боғланиш* дейилади. Масалан, NaCl ош тузи иккита атом, Na металл атоми ва Cl газ атомларидан ташкил топган. Табиати жиҳатидан турлича бўлган бу икки атом бирикиб NaCl барқарор бирикмасини ҳосил қилади. Бу боғланиш асосида юзага келадиган бирикмалар *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 А бўлган куб шаклида эканлигини кўрсатди (107-расм). Расмдан кўринадики ҳар бир Na^+ иони 6 та Cl^- иони билан ўралган ва аксинча.



107-расм.

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 қилган атомлар орасидаги боғланиш *ковалент боғланиш* бўлиб, бун-



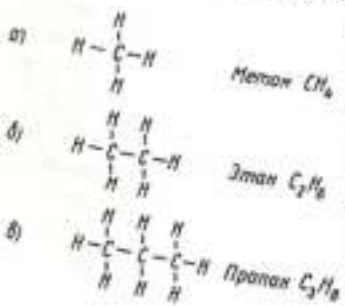
108-расм.

да электронлар ҳар иккала протон атрофида айланади. Масалан, сув, аммиак, графит ва олмос атомларини боғловчи кучлар асосан, ковалент кучлардир. 108-расмда олмос атомларининг кристалл структураси кўрсатилган.

3. *Молекуляр боғланиш.* 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 кетмакетликнинг биринчи тўрттаси газ, кейинги ўнтаси суюқлик, қолган оғирлари эса қаттиқ жисмлардир. Масалан, қаттиқ ҳолатдаги углеводородлардан бири парафиндир.

Ҳаётда учровчи органик моддаларнинг кўпчилигида 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 килиш мумкин. Бундай мураккаб ва узун молекулалар занжири *полимерлар* дейилади.



109-расм.

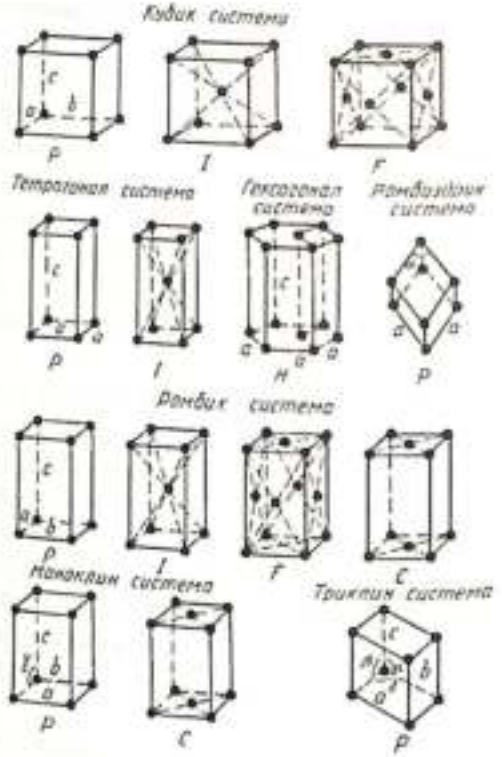
Молекуляр боғланиш ана шу макромолекулалар орасидаги боғланишдир.

4. *Металл боғланиш.* Ион ва ковалент кристалларда ҳар бир электрон маълум атом ёки атомлар жуфти билан боғланган. Металларда эса атомнинг ташқи қобиғида жойлашган электронлар ўз атомидан чиқиб кетиб ўрнида мусбат ион қолади. Ўз атомини тарк этган электрон металл ичида эркин ҳаракат қила олади. *Металл боғланиш* кристалл панжара учларида қолган мусбат ишорали ионлар билан улар орасида кезиб юрган эркин электронлар орасидаги боғланишдир.

Қаттиқ жисмни ташкил этган атом ёки молекулаларнинг жойлашиш тартибига қараб улар икки турга бўлинади: *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 қиррали геометрик шаклни эслатади. Маълумки, ҳар бир кўп ёқли шакл ўзининг текисликлари, қирралари ва бурчаклари билан характерланади.

Француз кристаллографи ва математиги Браве томонидан кристалл панжаранинг етти хил тасаввури берилган (110-расм). Кейинчалик Лауэ рентген нурларининг дифракцияси орқали ушбу тасаввурни тажрибада исботлади. Браве параллелопипединнинг ёнига ёки марказига қўшимча атомларнинг жойлаштирилиши панжаранинг симметриклигини ўзгартирмайди, фақат панжаранинг янги хилларини ҳосил қилади. Шунинг учун 14 хил Браве панжараси бўлиб, улар 7 хил кристалл системасида жойлашган. Кристалл панжаранинг характеристикалари 8-жадвалда берилган.

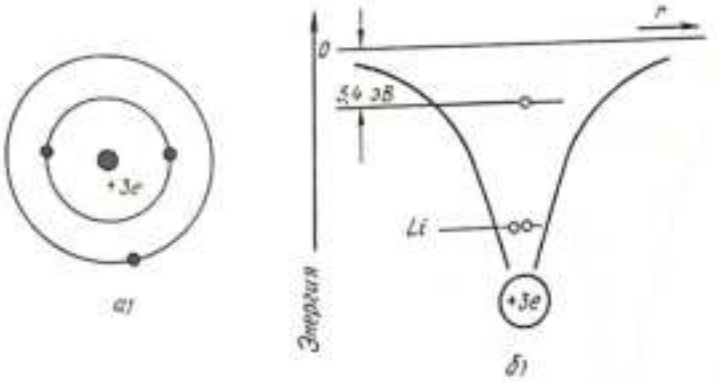


110-расм.

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	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$	$\alpha = \beta = 90^\circ \neq \gamma$
Ромбик	$a_1 \neq a_2 = a_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Тетрагонал	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Кубик	$a_1 = a_2 = a_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Ромбоэдрик	$a_1 = a_2 = a_3$	$\alpha = \beta = \gamma$, лекин $\angle 120^\circ$ ва $\neq 90^\circ$
Гексогонал	$a_1 = a_2 \neq a_3$	$\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$

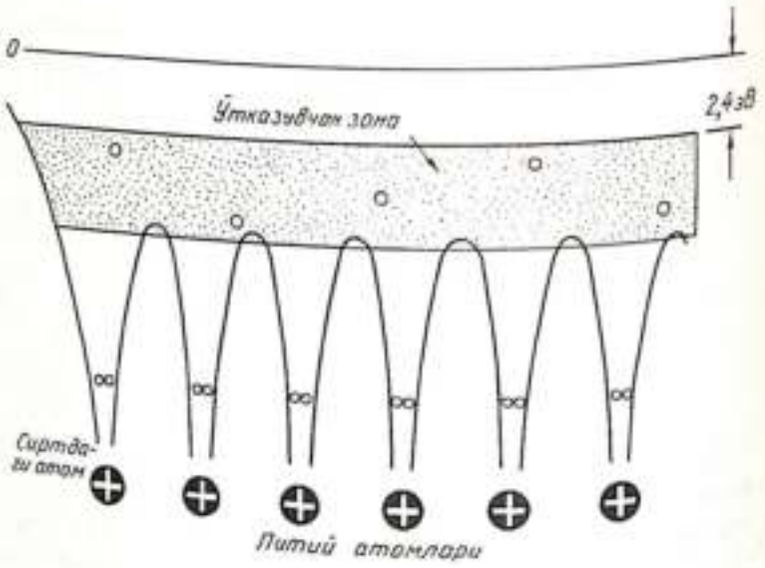


111-расм.

Изоляцияланган литий (Li) атомида электронларнинг энергетик қобиқларда жойлашишини (111-*а* расм) ва потенциал энергиянинг схематик диаграммасини (111-*б* расм) кўрайлик. Энг юқоридаги 0 билан белгиланган горизонтал чизиқ потенциал энергиянинг ноль қийматига тўғри келади. Пастроқдаги иккита горизонтал чизиқ электронлар жойлашган энергетик сатҳга мос келади. Энг ташқи қобиқда жойлашган валент электрониниг 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 таъсири боисидан кристаллнинг ҳажми бўйлаб потенциалнинг пасайиши юз беради (112-расм). Бунинг натижасида атомлаги боғланган электронлар эркин ҳолатга ўтиб қолади. Кристаллда эркин ҳолатга ўтиб қолувчи бундай электронлар сони жуда кўп бўлгани учун изоляцияланган атомдаги айрим энергетик сатҳлар ўрнига кристаллда энергетик зона ҳосил бўлади. Бу зона электронлар билан қисман тўлган бўлиб, унга ўтказувчан зона дейилади. Бу зонада ҳаракатланувчи электронлар *ўтказувчан электронлар* дейилади.

Металларнинг ўзидан электр токини яхши ўтказиши шу ўтказувчан зонадаги электронларнинг кўплиги ва уларнинг ташқи электр майдонидаги тартибли ҳаракати билан тушунтирилади. Диэлектрикларда зоналар электронлар билан бутунлай тўлган бўлиб, эркин ҳолатда электронлар бўлмайди.



112-расм.

Шунинг учун диэлектриклар ўзидан электр токини ўтказмайди. Айрим диэлектрикларда валент электронлар билан тўлган зонанинг энг юқори сатҳидан электронларга эга бўлмаган ўтказувчан зонагача бўлган энергетик оралиқ унча катта бўлмай, 1 эВ дан кичик қийматларга эга бўлади. Етарлича 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 тенг. Газларнинг молекуляр-кинетик назариясидан маълумки, ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{1}{2}kT$ энергия мос келади.

Шунинг учун тебранма ҳаракат кинетик энергиясига мос келувчи энергия $3/2\ kT$ га тенг бўлади. Газларнинг иссиқлик сиғимини 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 бирига бирдай миқдор энергия тўғри келади. Демак, қаттиқ жисмнинг бир атомига тўғри келадиган тўла энергия $3\ kT$ га тенг бўлар экан. Агар жисмда N та зарра бўлса, у ҳолда жисмнинг ички энергияси

$$U = 3NkT \tag{51.1}$$

Бу ифодани бир киломоль атомлар учун ёзсак, ички энергия учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$U_{км} = 3N_A kT = 3RT. \tag{51.2}$$

Жисмнинг иссиқлик сиғими деганда, шу жисм температурасини бир даража кўтариш учун унга бериш лозим бўлган иссиқлик миқдорини тушунар эдик, яъни

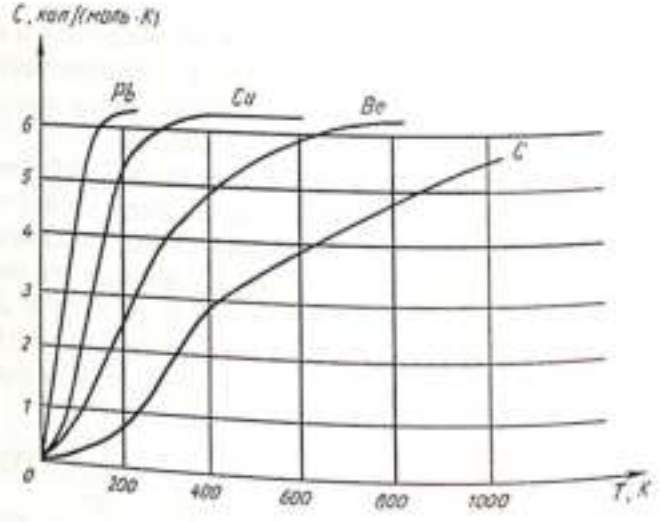
$$c = \frac{dQ}{dT}. \tag{51.3}$$

Жисмнинг ҳажми ўзгармас бўлганда берилган иссиқлик миқдори унинг ички энергиясига тенг бўлганлиги учун (51.2) ва (51.3) дан қуйидагини ёзамиз:

$$c_v = 3R \equiv 6\ \frac{\text{кал}}{\text{моль}\cdot\text{К}}. \tag{51.4}$$

бунда c_v — ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими.

Демак, *классик назарияга кўра кристалларнинг иссиқлик сиғими барча моддалар учун 3R га тенг 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 кўрғошин, мис, берилий ва олмослар иссиқлик сиғимларининг абсолют температурага боғланиши кўрсатилган. Тажриба натижаларидан кўринадики, хона температурасидан юқори температура-



113-расм.

ларда кўпчилик қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғимлари ҳақиқатан ҳам 6 кал/моль · К қийматга яқин ва температурага деярли боғлиқ эмас. Фақат олмоснинг иссиқлик сиғими 1800°К дан юқори температураларда $3R$ га тенг бўлади. Бироқ температуранинг пасайиши билан Дьюлонг—Пти қонунидан четлашиш бошланиб, иссиқлик сиғими 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 сурилган 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 сиғимининг экспоненциал камайишини кўрсатади ва бу тажриба натижаси T^3 билан мос тушмайди.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғими назарияси Дебай томонидан ривожлантирилди. Дебай Эйнштейннинг асосий ғоясини 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 қуйидаги ифодани олди:

$$U = aT^4, \tag{51.5}$$

бунда a — ўзгармас катталик.

(51.5) дан

$$C_v = \frac{dU}{dT} = 4aT^3. \tag{51.6}$$

(51.6) га Дебайнинг кублар қонуни дейилади ва у тажриба натижалари билан мос тушади. Ҳар бир қаттиқ жисмнинг иссиқлик сиғими бирор чегаравий T_D температурадан бошлаб температура пасайиши билан тез камая бошлайди. Бу температура Дебай температураси дейилади ва у қуйидаги шартдан топилади:

$$kT_D = h\nu_m \tag{51.7}$$

бунда h — Планк доимийси; ν_m — атомлар тебранишининг максимал частотаси (51.7) дан

$$T_D = \frac{h\nu_m}{k}. \tag{51.8}$$

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 буғланиш 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:

$$A = A_1 + A_2 \qquad (52.1)$$

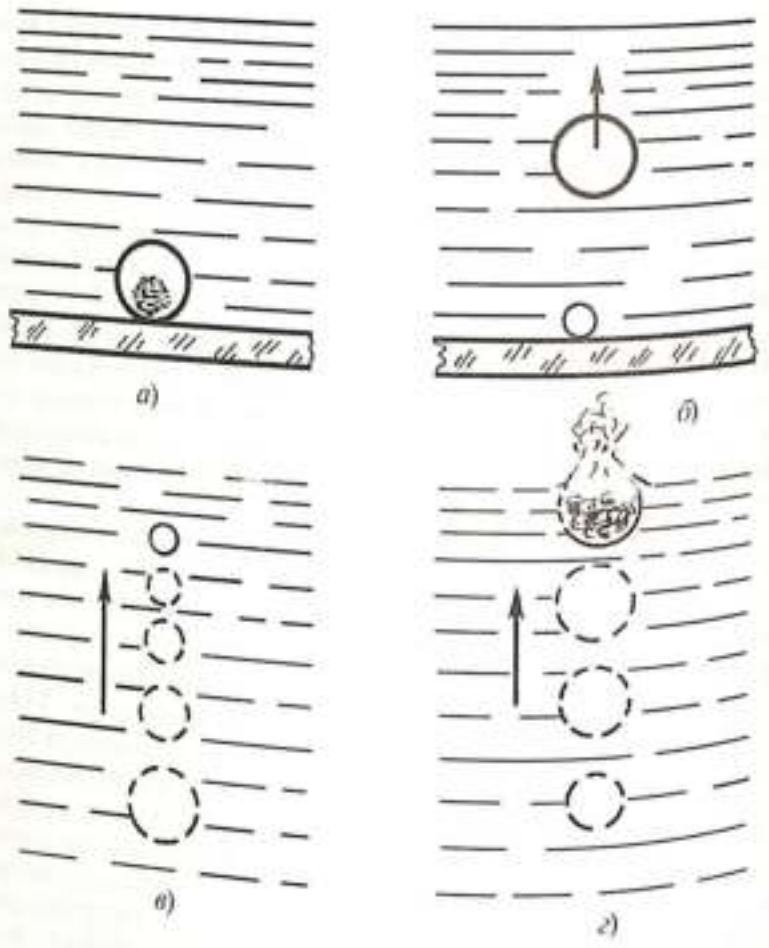
Бу ифоданинг кўрсатишича, суюқлик газ ҳолатига ўтганда унинг энергияси A миқдорга камаяди, яъни суюқлик совийди. Буғланиш вақтида суюқликнинг совишига сабаб, жараён мобайнида тобора кўпроқ катта тезликли молекулаларнинг чиқиб кетишидир. Масалан, сопол идишга солинган сувнинг идишни ғовак деворларидаги капилляр найчалар орқали буғланиши худди шундай темирдан ясалган идиш деворларида юз берадиган буғланишдан кўпроқ бўлади. Шунинг учун ёзда сополдан ясалган кўзачалардаги сув музлек сақланади. Берилган температурада суюқликнинг бирлик массасини суюқ ҳолатидан буғ ҳолатига ўтказиш учун зарур бўлган энергия катталиги *солиштирма буғланиш энергия иссиқлик* дейилади.

Суюқлик солинган идишнинг усти очиқ бўлса, буғга айланган молекулалар тўхтовсиз кетиб туради. Агар суюқлик устини ёпиб қўйсак, 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 қилади, буни биз ойна терлади, деб

ўрганганмиз. Буғнинг суюқликка айланиш ҳодисаси *конденсация* дейилади. Дастлабки вақтда конденсацияланувчи молекулалар сони буғланувчи молекулалар сонидан анча кам бўлади. Суюқлик буғининг зичлиги орта бориши билан суюқликка қайтиб тушаётган молекулалар сони тобора кўпайиб боради. Температуранинг бирор критик қийматида суюқликдан буғ фазасига ва буғ фазасидан суюқликка вақт бирлигида 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 ичида пуфакчалар ҳосил бўлади (114-*а* расм). Пуфакча ичидаги ҳавонинг зичлиги суюқлик зичлигидан кичик бўлгани учун Архимед кўтариш кучи таъсирида 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 ўзгармаслан қолади. Бу температура *суюқликнинг қайнаш температураси* дейилади. Ташқаридан иссиқлик берилганда бу температуранинг ўзгармаслигига сабаб, берилган энергияни молекулаларнинг суюқ фазасидан буғ фазасига узлуксиз ўтиб туришига сарф бўлишидир.

Қаттиқ жисм қиздирилса ё ёниб кулга айланади (масалан, қоғоз, 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.



114-расм.

Биринчи гуруҳ моддаларда босим ортиши билан эриш температураси ортса, иккинчи гуруҳ моддаларда аксинча, камаяди. Масалан, босим ортиши билан муз 0°С дан паст температураларда эрийди. Натижада муз билан коньки орасида юпқа сув қатлами ҳосил бўлади ва бу яхши сирпанишга 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 кўтарилмайди. Масалан, кўчадаги тоза қордан бирор идишга солиб уйга олиб кирайлик ва ичига термометр тушириб қўяйлик. Дастлаб термометр кўчадаги температурани кўрсатади. Температура аста-секин кўтарилиб, 0°С га келганда қор эрий бошлайди. Идишдаги қор эриб бўлгунга қадар термометрнинг кўрсатиши 0°С дан ўзгармайди. Эриш пайтида ютилган иссиқлик миқдори қаттиқ жисм заррачалари 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, аксинча, иссиқлик ажралиши юз беради. Одатда, ҳар бир моддани эриш ва қотиш температуралари устма-уст тушади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра эриш ва қотиш иссиқликлари ўзаро тенгдир. Масалан, 0°С температурада бир грамм сувни музга айлантириш учун 80 калория иссиқлик сарф бўлади. Бу иссиқлик музнинг кристалл панжарасини бузиш учун сарфланади. Сувнинг музлашида ажралиб чиққан иссиқлик ўзаро контактда бўлган ҳаво, муз ва сув ўртасида тақсимланиши керак эди. Лекин тажрибаларнинг кўрсатишича, бу иссиқлик асосан ҳавони иситишга сарф бўлар экан. Шунинг учун қишнинг совуқ кунлари музлаган денгиз ёки дарё устида қўниб турган гала-гала қушларни кўриш мумкин. Улар муз устида исинишади.

Сув музлаганда унинг ҳажми ортади. Шу сабабдан узоқ вақт совуқда қолган машина радиаторларининг ёки иситиш шохобчаларининг ёрилиши юз беради. 0°С да сувнинг зичлиги 0,999 г/см³ бўлса, музнинг зичлиги 0,917 г/см³. 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 жонзотнинг йўқолишига олиб келарди.

53-§. Фазавий ўтишлар. Учламчи нуқта

Одатда, водород деганда газни, сув деганда суюқликни, темир деганда қаттиқ жисмни тасаввур қиламиз. Бу тушунчалар хона температурасига мос келади. Кўпчилик моддалар температура ўзгариши билан қаттиқ, суюқ, газ ҳолатларда 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 *Б* буғ соҳалари кўриниб турибди. *(2)* эриш эгри чизиғи қаттиқ ва суюқ фазоларнинг мувозанат эгри чизиғидир. Худди шунингдек, *(1)* сублимация эгри чизиғи қаттиқ ва газсимон ҳолатлари мувозанат эгри чизиғидир. Бинобарин, *(1)* ва *(2)* эгри чизиқлардан чапдаги босим ва температураларнинг қийматлари модданинг қаттиқ ҳолатига тўғри келади. Бу эгри чизиқдан ўнгда параметрларнинг қийматлари суюқ ва газсимон ҳолатларга мос келади. *(3)* эгри чизиқ сув ва буғнинг мувозанатда бўлиш эгри чизиғидир. Бу учала эгри чизиқнинг *A* кесишиш нуқтаси модланинг 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.

Ҳолат диаграммасидан кўриниб турибдики, босимнинг 10^5 Н/м² 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 Н/м² 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 $22 \cdot 10^5$ Н/м² 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 босимига қараб ўзгаришини тахминан кузатиш мумкин. Қаттиқ ва суюқ фазалар орасидаги боғланишдан эриш температурасининг босимига қараб сезиларли камайиб бориши кўринади. Бунга сабаб сув музлаганда 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 чиқишлари учун сарф бўлади.

Сувнинг учта фазаси мисолида биз кўрган фазавий ўтишлар *I тур фазавий ўтиш 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 қуйидаги Клапейрон — Клаузиус формуласидан аниқланади:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}, \qquad (53.1)$$

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 ўтиш* дейилади. Бундай ўтишда ўтиш яширин иссиқлиги ажралиши ёки ютилиши кузатилмайди ва ўтиш бирданига бутун ҳажм бўйича юз беради. Масалан, суюқ гелийнинг гелий I ҳолатдан гелий 2 ҳолатга ўтиши, айрим металлар нормал ўтказувчанлигининг ўта ўтказувчанликка 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 сиғими чексиз катта миқдорга ўзгаради.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Реал газ молекулалари қандай шарт бажарилганида мувозанат ҳолатида бўлади?
2. Ван-дер-Ваальс изотермаларини чизинг ва тушунтиринг.
3. Мусбат ва манфий Жоуль-Томсон эффектларини тушунтиринг.
4. Ҳавонинг абсолют ва нисбий намлиги деганда нимани тушунасиз?

5. Жисм массасини аналитик тарозида тортишда қандай шарт бажарилганда Архимед кучлари ҳисобига оғирликнинг камайишини ҳисобга олмаса бўлади?
6. Сирт таранглик коэффициенти нима ва у температурага қандай боғланган?
7. Суюқликлардаги капиллярлик ҳодисасини ҳаётий мисоллар асосида тушунтиринг.
8. Қаттиқ жисмни ташкил этган зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиатини тушунтириб беринг.
9. Қаттиқ жисм иссиқлик сиғимининг температурага боғланишини 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?

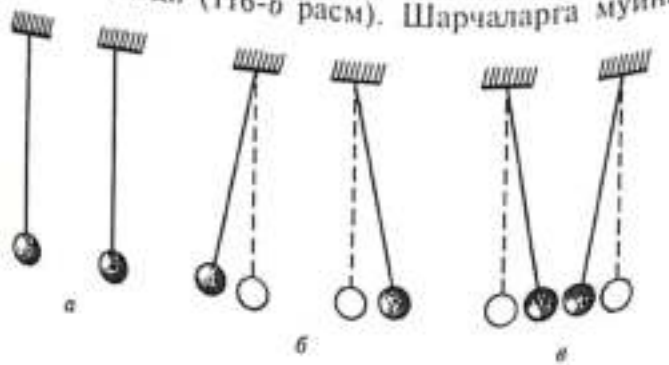
III ҚИСМ. ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

X боб. 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 кузатганмиз. 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 ипак ипларга осилган иккита енгил шарча билан қуйидаги тажрибаларни ўтказайлик (116-*а* расм). Шарчаларнинг ҳар иккаласига шойига ишқаланган шиша таёқчани теккизсак, улар бир-биридан қочади (116-*б* расм). Шарчаларга мўйнага



а *б* *в*

116-расм.

ишқаланган қаҳрабо таёқча теккизилганда ҳам юқоридаги ҳодиса такрорланади. 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 қилар экан. Уларни бир-биридан фарқлаш учун шартли равишда шишани шойига ишқалашда ҳосил бўладиган зарядларни *мусбат зарядлар*, қаҳрабони мўйнага ишқалашда юзага келадиган зарядлар эса *манфий 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 итаришади, ҳар хил ишорали электр зарядлар эса ўзаро тортишади.*

Жисмларнинг электрланганлигини аниқлашга имкон берувчи асбоблардан бири *электроскоп* (117-расм) бўлиб, унинг ишлаши зарядларнинг ўзаро таъсирлашишига асосланган. Электроскопларда шиша баллон ичига жойлаштирилган металл ўзак *2* нинг пастки учига металл ёки қоғоз 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.



117-расм.

Электр зарядлар эркин кўча оладиган моддалар *ўтказгичлар* (барча

металлар, туз, кислота ва ишқорларнинг эритмалари), зарядларнинг кўчиши кузатилмайдиган моддалар эса *изоляторлар* ёки *диэлектриклар* (шиша, чинни, қаҳрабо, парафин, қуруқ ёғоч, қоғоз) 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 миқлор 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 жойлашиши билан фарқ қилади. Ҳар қандай атом нормал ҳолатда бутунича олганда нейтрал, яъни атом ядросининг мусбат заряди ядро атрофида айланувчи электронларнинг манфий зарядларининг йиғиндисига 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 ишқаланганда 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 хулосага келамиз. Бу натижа зарядннинг сақланиш қонунининг асосини ташкил этиб, у қисқача қуйидагича таърифланади: *берк системадаги электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармасдир.*

Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсири уларда мавжуд бўлган заряд миқдоридан ташқари, жисмларнинг ўлчамларига ва шаклига ҳам боғлиқ бўлади. Агар зарядланган жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофалардан жуда кичик бўлса, бундай жисмлар нуқтавий зарядлар дейилади. Бундай зарядларнинг ўзаро таъсирини ўрганишга бағишланган тажриба 1785 йили француз физиги Кулон (1736-1806) томонидан ўтказилган ва натижа қуйидагича ифодаланган:

$$F = f\frac{q_1 q_2}{r^2}, \qquad (54.1)$$

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 қуйидагича таърифланади: *икки нуқтавий заряд орасидаги ўзаро таъсир кучи зарядларнинг кўпайтмасига тўғри пропорционал, улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, уларни бирлаштирувчи тўғри чизиқ 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 мобайнида 1 ампер (А) ўзгармас ток кучи (амперни аниқлаш токларнинг магнит таъсирига асосланган учун бир оз кейинроқ кўрамиз) ўтса, у ҳолда ўтказгичдан оқиб ўтган заряд миқдори 1 Кл га тенг бўлади, яъни 1 Кл = 1А · с.

Электр ва магнетизм бўлимининг кўпчилик ифодаларида 4π кўпайтма қатнашади. Шу коэффициентдан қути-

лиш учун Кулон қонунига олдиндан $\frac{1}{4\pi}$ кўпайтма киритиб олинади. Шунинг учун СИ бирликлар системасида Кулон қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}. \qquad (54.2)$$

(54.1) ва (54.2) ифодаларни солиштириб пропорционаллик коэффициенти f ўрнида $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ 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

$$\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot 10^{-12}\ \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}^2}$$

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 қуйидаги кўринишни олади.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{r^2}. \qquad (54.3)$$

Бу ерда ε — таъсирлашувчи зарядлар жойлашган диэлектрикнинг хусусиятларига боғлиқ катталик бўлиб, унга муҳитнинг *диэлектрик киритувчанлиги* дейилади. Вакуум учун $\varepsilon = 1$, қолган барча диэлектриклар учун $\varepsilon > 1$. 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 учқун-чақмоқ кузатилади. Чақмоқ чаққанда чиққан товушнинг акс садосидан момақалдироқ ҳосил бўлади. Булутлар билан ер орасида чақмоқ чаққан ҳолда ерни яшин "уради". Айрим ҳолларда бу ҳодиса катта ёнғин ва вайронгарчиликларга олиб келиши мумкин.

Тирик организмда (масалан, одам ва бақада) электр зарядларининг мавжудлиги ва уларга чақмоқнинг таъсири 1790 йилдаёқ итальян биологи Л. Гальвани (1737-1798) томонидан ўрганилган. Бундан кейинги тадқиқотларда тирик организм орқали электр зарядларнинг оқиши аниқланган. Инсон организмида кузатиладиган ҳар бир жараён электр зарядларнинг маълум йўналишда юз берадиган оқими-биологик микротоклар 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 қўлланилмоқда.

55-§. Электр майдон. Остроградский—Гаусс теоремаси

Электр зарядларнинг бир-бирлари билан таъсирлашишларини 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 таъсирлашади. Агар электр майдон ҳаракатсиз зарядлар томонидан ҳосил қилинса, бундай электр майдон *электростатик электр майдон* дейилади. Электр майдон-материянинг бир кўринишидир.

Электр майдонни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун электр майдон кучланганлиги тушунчаси киритилади. Бунинг учун мусбат нуқтавий зарядлан фойдаланилади ва бу зарядниинг 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,

$$\frac{\vec{F}}{q_0} = \vec{E} \qquad (55.1)$$

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

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q}{r^2} \qquad (55.2)$$

ифода ҳосил бўлади, яъни нуқтавий зарядниинг 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 зарядниинг электр майдони зарядлан ташқарига, манфий зарядниинг 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 зарядлан бошланиб манфий зарядда тугайди ва улар ҳеч қачон кесишмайди.

Электр майдон кучланганлиги барча нуқталарда бирдай қийматга ва бирдай йўналишга эга бўлган майдон *бир жинсли электр майдон* дейилади.

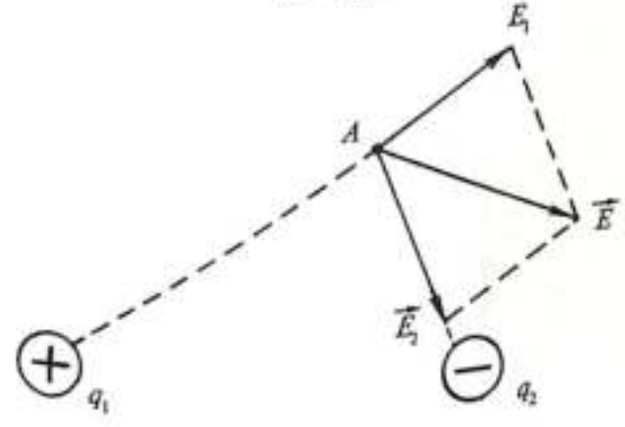
Фараз қилайлик бизга иккита нуқтавий мусбат ва манфий зарядлар берилган бўлсин. Уларнинг фазони A нуқтасида ҳосил қиладиган электр майдонини топайлик (118-расм). А нуқтада q_1 зарядниинг (q_2 йўқлигида) ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги $\vec{E}_1$ га тенг бўлсин. q_2 зарядниинг шу нуқтада ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги $\vec{E}_2$ га тенг бўлсин. Натижавий майдон кучланганлигини топиш учун бу векторларни параллелограмм қоидаси асосида қўшиш керак. Параллелограмминнинг диагонали натижавий вектор $\vec{E}$ ни беради. Агар ҳаракатсиз зарядлар сони n та бўлса, у ҳолда натижавий электр майдон кучланганлиги:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \ldots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i. \qquad (55.3)$$

Шундай қилиб, натижавий электр майдон кучланганлиги айрим зарядлар томонидан ҳосил қилинган электр майдон кучланганликларининг геометрик йиғиндисига тенг экан. Электростатик майдонни топишниинг бу усули *суперпозиция усули* дейилади.

Вакуумда *электр силжиши* деганда қуйидаги катталик тушунилади:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}. \qquad (55.4)$$



118-расм.

Бунда $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ векторларнинг йўналишлари мос тушади. Агар электр майдон битта нуқтавий заряд томонидан ҳосил қилинаётган бўлса, у ҳолда зарядлан r масофадаги электр силжиш қуйидагига тенг бўлади:

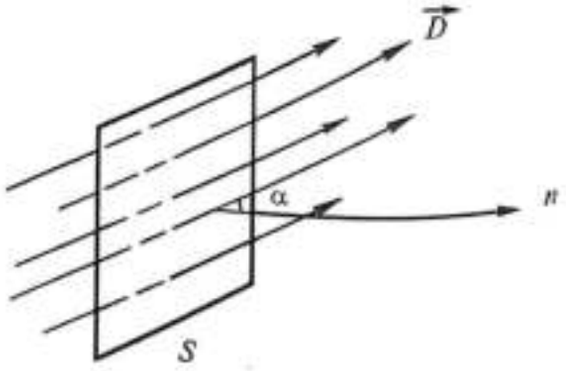
$$|\vec{D}| = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}. \qquad (55.5)$$

$\vec{D}$ ни чизмада тасвирлаш учун электр силжиш чизиқларидан фойдаланамиз. Бир жинсли электр майдонда S ясси сирт жойлашган бўлсин (119-расм). Электр силжиш чизиқлари сиртга туширилган $\vec{n}$ нормал йўналиши билан α бурчак ҳосил қилсин. У ҳолда S сирт орқали ўтувчи электр силжиш вектор оқими:

$$N = SD\cos\alpha = SD_n \qquad (55.6)$$

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 қуйидагига тенг бўлади:

$$N = \int_S D_n dS. \qquad (55.7)$$



119-расм.

Сферик сиртнинг марказида q мусбат нуқтавий электр заряди жойлашган бўлсин (120-расм). Шу зарядниинг S сферик сирт орқали ҳосил қиладиган электр силжиш вектори оқимини ҳисоблайлик. Сферанинг барча нуқталарида $\cos\alpha = 1$ бўлганлигидан (55.5) ва (55.6) ифодалардан қуйидагини ҳосил қиламиз:

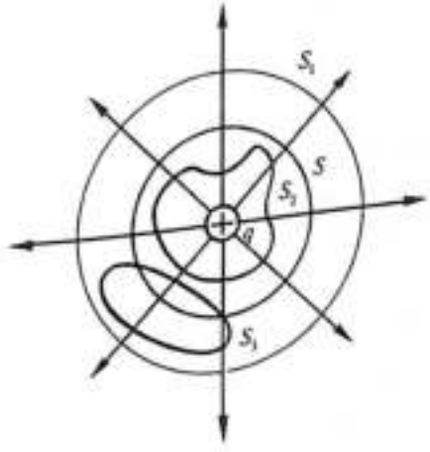
$$N = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}4\pi r^2 = q. \qquad (55.8)$$

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 хулосага келамиз.

Шундай қилиб, ҳар қандай берк сирт орқали ўтувчи электр силжиш вектори оқими умумий ҳолда қуйидагига тенг бўлади:

$$N = \int_S D_n dS = q. \qquad (55.9)$$

Берк сирт ичида заряд бўлмаса (120-расмда масалан S_3 сирт) сиртга кирувчи ва сиртдан чиқувчи оқимлар бир хил бўлганлигидан $N = 0$ бўлади. Агар берк сирт ичида бир эмас, балки бир нечта заряд жойлашган бўлса, (55.9) ифоданинг ўнг томонида зарядларнинг алгебраик йиғиндиси қатнашади. (55.9) формула *Остроградский-Гаусс теоремасининг* ифодаси бўлиб, у қуйидагича таърифланади: *берк сирт орқали ўтувчи электр силжиш векторнинг оқими шу сирт ичида жойлашган зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир.*



120-расм.

Электр зарядлар бирор жисмнинг ҳажми бўйича тарқалган ҳолда зарядлар тақсимотининг ҳажмий зичлиги тушунчаси киритилади:

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta \tau}. \qquad (55.10)$$

бу ерда $\Delta\tau$ — кичик элементар ҳажм, Δq — шу кичик ҳажмдаги заряд миқдори. Бирор S сирт бўйлаб q заряд жойлашган бўлса, у ҳолда зарядниинг сирт зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\rho = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta S}. \qquad (55.11)$$

бу ерда ΔS жуда кичик сирт бўлаги.

56-§. Электростатик майдон потенциали

Электр майдонда жойлашган ҳар қандай q зарядга электростатик майдон томонидан

$$\vec{F} = q\vec{E} \qquad (56.1)$$

куч таъсир этади. Шунинг учун q зарядни майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчиришда

$$A = q\varphi \qquad (56.2)$$

иш бажарилади, бу ерда φ катталик майдон потенциали дейилади ва шу нуқталаги электр майдон кучланганлигини 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 тенг бўлади.

Электр майдонда электр зарядларнинг кўчиши потенциаллари тенг бўлмаган исталган икки нуқта орасида юз бериши мумкин. У ҳолда (56.2) ифодани қуйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2). \qquad (56.3)$$

бу ерда φ_1 — бошланғич нуқта потенциали, φ_2 — охирги нуқта потенциали. $\varphi_1 - \varphi_2$ катталикка *потенциаллар фарқи* дейилади. Агар $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ белгилаш киритсак, у ҳолда

$$A = qU, \qquad (56.4)$$

бу ерда U — икки нуқта орасида *кучланиш*.

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 нуқтага кўчиришда 1Ж иш бажарилса, шу нуқтанинг потенциали 1В га тенг деб қабул қилинган.

Электр майдонни характерлаш учун кўп ҳолларда энергия бирлиги-электронвольт ишлатилади. Электронвольт деганда 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:

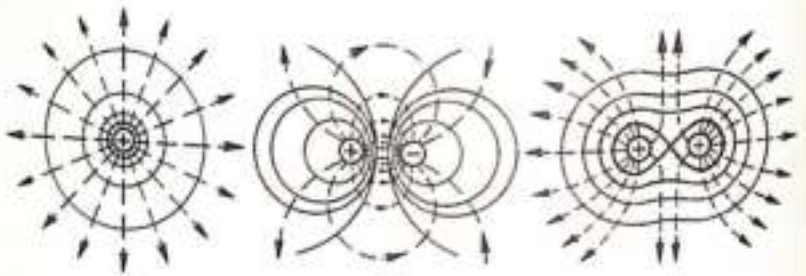
1 КэВ (килоэлектронвольт) = 10^3эВ,
1 МэВ (мегаэлектронвольт) = 10^6эВ,
1 ГэВ (гигаэлектронвольт) = 10^9эВ.

Бир жинсли электр майдон учун

$$E = \frac{U}{d} \qquad (56.5)$$

ифодани ёза оламиз. Бу ерда d кучланиши ўлчанаётган нуқталар орасидаги масофа. (56.5) формуладан электр майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги В/м эканлиги кўриниб турибди. Демак, 1В/м *майдонга* 1Кл *заряд киритилса, унга* 1Н *куч таъсир қилади.*

Электр майдонни куч чизиқлари орқали ифодалаганимиз сингари, потенциаллар фарқи ёки кучланишни ҳам график равишда тасвирлаш мумкин. Бунинг учун эквипо-



а *б* *в*

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 кўчирилганда бажарилган иш нолга тенг бўлади. 121-*а* расмда мусбат зарядниинг, 121-*б* расмда ўзаро таъсирлашаётган 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 япроқча ёки кичик стрелка (*3*) осилган. Электрометр металл корпус ичига жойлашиши билан электроскопдан (117-расмга қ.) фарқ қилади. Ўлчаш вақтида металл корпус ерга уланб қўйилади. Шартли равишда Ернинг потенциали нолга тенг деб олинганлигидан бу уланишда электрометр корпусининг потенциали ҳам нолга тенг бўлади. Электрометрнинг ўзаги потенциали φ — бўлган зарядли жисмга уланганда ўзак ҳам ўша потенциални қабул қилади. Ерга уланган корпус билан ўзак орасида электр



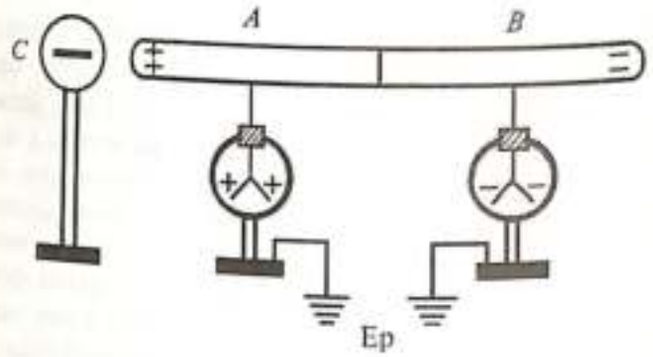
122-расм.

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 тенг 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 бошланиб, 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 *А* ва *В* ички бўш металл цилиндр олайлик (123-расм). Бир-бирига тегиб турган цилиндрлардан бирига, масалан, манфий зарядланган *С* шарни яқинлаштирайлик. У ҳолда *А* цилиндрда унга таъсир қилаётган шардаги зарядга нисбатан бошқа ишорали (яъни мусбат), *В* цилиндрда эса *С* шар билан бир хил ишорали манфий заряд ҳосил бўлади ва шунинг учун, электроскопларнинг япроқчалари очилади. Таъсир қилувчи *С* шар цилиндрлардан узоқлаштирилса, цилиндрлар зарядсизланади ва электроскопларнинг япроқчалари ёпилади.

Тажрибанинг иккинчи қисмида зарядланган *А* ва *В* цилиндрларни бир-биридан ажратиб, сўнгра таъсир қилувчи *С* шарни улардан узоқлаштирайлик. Бунда *А* ва *В* ци-



123-расм.

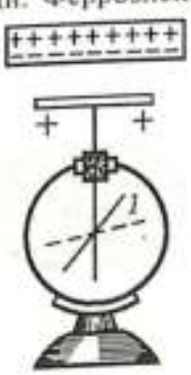
линдрлардаги зарядлар бир цилиндрдан иккинчисига ўта олмайди ва шунинг учун электроскоп япроқчалари очилганича қолади.

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 ичида 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 нолга тенг бўлади, яъни ўтказгич ичида 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 йиғиш мумкин. Электр зарядларнинг ўтказгични фақат ташқи сиртида тақсимланиш ҳодисасидан жуда юқори кучланиш олишга мўлжалланган электростатик генераторларда фойдаланилади. Электростатик генератор биринчи маротаба америкалик физик Ван-де-Грааф (1901-1961) томонидан таклиф этилган.

57-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши. Сегнетоэлектриклар. Пьезоэлектрик 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 яқинлаштирсак, 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 гуруҳга 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 ($\varepsilon \approx 10^4$) қийматларга эга. Бундан ташқари, ферроэлектрикнинг хусусияти унинг олдин қутбланган ёки қутбланмаганлигига боғлиқ бўлади. Ферроэлектрикларнинг хусусиятлари сегнетоэлектриклар мисолида шу мавзунинг охирида кўриб ўтилади.



124-расм.

Ташқи электр майдонда зарядланган ўтказгични бир-биридан ажратсак, ўтказгич бўлаклари зарядланганлигича қолар эди. (123-расм). Зарядланган диэлектрикни қар қанча бўлакка бўлмай-

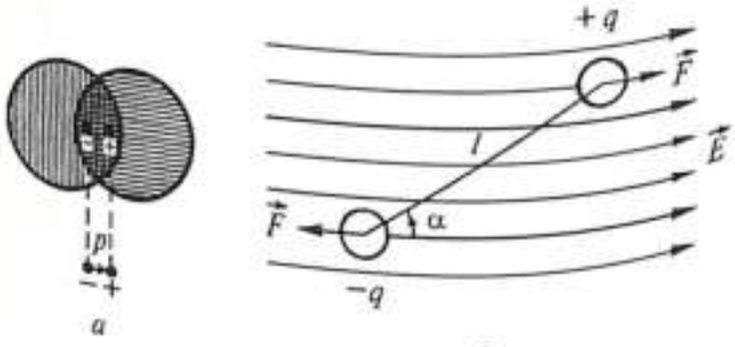
лик, ҳар бир бўлак электр майдоннинг таъсири йўқотилгач зарядсизланиб қолади. Бундан, диэлектрикларда қутбланган зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин эмас, деган хулосага келамиз. Металлар ва диэлектрикларда бундай фарқнинг кузатилишига сабаб, металларда электр майдон таъсирида қутбланган зарядлар (ўтказувчан электроплар) 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 диполь* дейилади. Диэлектрикларда қутбланган ҳар бир молекулани электр диполи деб қараш мумкин. У ҳолда ҳар бир молекула электр моментига эга бўлади:

$$\vec{p} = q \cdot \vec{l}. \qquad (57.1)$$

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



а *б*

125-расм.

$\vec{F} = q\vec{E}$ жуфт куч таъсир этади. Бу куч таъсирида диполь электр майдон йўналиши бўйлаб жойлашишга интилади. (125-*б* расм), лекин молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати бунга тўсқинлик қилади. Электр майдон кучланганлиги қанча катта бўлса ва диэлектрикнинг температураси қанча кичик бўлса электр диполь шунчалик электр майдони йўналишида жойлашади.

Диэлектрикнинг бирлик ҳажмида жойлашган молекулалар электр моментларининг вектор йиғиндиси *қутбланиш вектори* дейилади:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i. \qquad (57.2)$$

Агар қутбланиш $\vec{P}$ бутун диэлектрик бўйича бирдай қийматга эга бўлса, бундай қутбланиш бир жинсли қутбланиш дейилади. Вакуумда электр силжиши $\varepsilon_0\vec{E}$ бўлгани учун диэлектриклаги электр силжишни

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P} \qquad (57.3)$$

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 $\varepsilon_0\vec{E}$ га пропорционал деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$\vec{P} = \alpha\varepsilon_0\vec{E}. \qquad (57.4)$$

Бу ерда α — модданинг диэлектрик қабул қилувчанлиги. У ҳолда (57.3) ва (57.4) ифодалардан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \alpha\varepsilon_0\vec{E} = \varepsilon_0\vec{E}(1+\alpha) = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}. \qquad (57.5)$$

Бу ерда $\varepsilon = 1+\alpha$ модданинг диэлектрик киритувчанлиги. Ҳосил қилинган (57.5) ифодадан кўринадики, 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 ($NaKC_4H_4O_6 4H_2O$) кузатилганлигидан улар сегнетоэлектриклар деб ном олди. Сегнетоэлектриклар қуйидаги хусусиятларга эга:

1. Маълум температурада интервалида диэлектрик киритувчанлик ε жуда катта (10 000 гача) қийматларга эга бўлади.

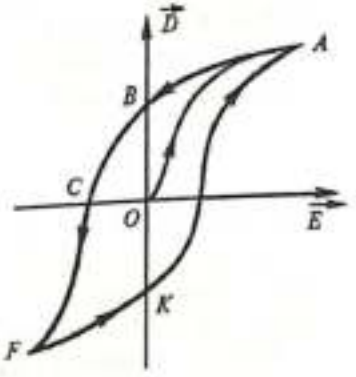
2. Диэлектрик киритувчанлик ε электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ га боғлиқ, шунинг учун, электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ ва электр силжиши $\vec{D}$ лар орасида чизиқли боғланиш кузатилмайди, яъни (57.5) ифода ўз кучини йўқотади.

3. Электр силжиши $\vec{D}$ нинг қиймати фақат электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ га эмас, балки диэлектрикнинг аввал қутбланган ёки қутбланмаганлигига ҳам боғлиқ бўлади. Бу ҳодиса *диэлектрик гистерезис* (грекча "гистерезис" - кечикиш) *ҳодисаси* дейилади. $\vec{E}$ даврий ўзгарганда сегнетоэлектрикда $\vec{D}$ нинг ўзгариш графиги гистерезис ҳалқасини ҳосил қилади (126-расм). Чизмадан кўринадики $\vec{E}$ нинг дастлабки орттирилишида $\vec{D}$ электр силжиши OA эгри чизиғи бўйича юз беради. A нуқтада тескари майдонни камайтирилса, $\vec{D}$ нинг камайиши *OA* бўйича эмас, балки *ABCF* чизиғи бўйлаб юз беради. *F* нуқтада тескари майдонни камайтирсак, *FKA* эгри чизиғи бўйлаб яна A нуқтага қайтиб келамиз ва ҳалқа ёпилади. *B* нуқтада майдон $\vec{E}$ нолга тенг, лекин силжиш $\vec{D}$ нолга тенг эмас ((57.5) ифодага қ.). Чизмадаги *OB* кесма қолдиқ қутбланиш дейилади, яъни ташқи электр майдон йўқотилса ҳам сегнетоэлектрик қутбланганлигича қолади. Сегнетоэлектрикдаги қолдиқ қутбланишини йўқотиш учун унга тескари йўналишда (*OC*) майдон бериш керак. Майдоннинг бу қиймати сегнетоэлектрикнинг *коэрцетив кучи* дейилади. Моддаларнинг сегнетоэлектрик хоссалари температура ортиши билан камайиб боради ва бирор $T_к$ 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 қиламиз. Ташқи электр майдон бўлмаганда турли доменларнинг электр моментлари тартибсиз йўналади ва шунинг учун натижавий момент нолга тенг 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. Сегнетоэлектрикка ташқаридан бундай энергия беришни тескари йўналишда электр майдон бериш, температурани орттириш ва бошқа усуллар билан амалга ошириш мумкин.

Ҳозирги вақтда сегнетоэлектриклар электротехника ва радиотехника соҳасида кенг қўлланилади: улардан катта сиғимли ва кичик ўлчамли конденсаторлар тайёрлашда (58-§), электромагнит тебранишлар частотасини модуляциялашда (93-§) фойдаланиш мумкин.



126-расм.

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

манфий қутбланган зарядлар ҳосил бўлади. Бу ҳодиса *пьезоэлектрик эффект* дейилади, бундай моддалар эса *пьезоэлектриклар* дейилади. Пьезоэлектрик 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. Пьезоэлектрик эффектидан микрофонларда ва адаптерларда (звукоснимател) фойдаланилади. Табиатда пьезоэлектрик эффектга тескари бўлган эффект ҳам мавжуд экан, яъни пьезоэлектриклар ташқи электр майдонда қутбланганда уларнинг механик деформацияланиши юз берар экан. Бу ҳодиса тескари пьезоэлектрик эффект дейилади. Бу эффектдан радиокарнай тебранишлари частотасини барқарорлаштиришда, ультратовуш олишда фойдаланиш мумкин.

58-§. Электр сиғим. 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 пластинкалаги зарядларда бошланиб, иккинчи пластинкалаги зарядларда тугайди. Конденсатор қопламаларидаги заряд миқдори q нинг улар орасидаги кучланиш U га нисбати билан ўлчанадиган физик катталик конденсаторнинг сиғими дейилади, яъни

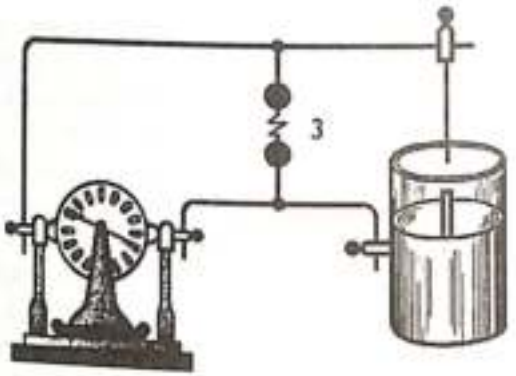
$$C = \frac{q}{U} \qquad (58.1)$$

Бу ифодада $U = 1$ бўлса, $C = q$ бўлади. Демак, конденсаторнинг сиғими деганда қопламалар орасида бир бирлик кучланиш бўлганда қопламаларда тўплана оладиган заряд миқдорини тушунар эканмиз.

Конденсаторнинг сиғимига атрофдаги жисмлар таъсир қилмаслиги учун икки ўтказгични иложи борича бир-бирига яқин ўрнатиб, уларнинг орасига диэлектрик жойлаштириш керак. Конденсатор қопламалари орасидаги диэлектрик икки хил вазифани бажаради: биринчидан, у электр сиғимни орттиради ва иккинчидан зарядларнинг бир ўтказгичдан иккинчисига сакраб ўтишига йўл қўймайди. Шунинг учун конденсатор тайёрлашда диэлектрик сингдирувчанлиги ва электр мустаҳкамлиги етарлича катта бўлган моддалар ишлатилади. Масалан, махсус керамик диэлектрик-барий титанат учун $\varepsilon \approx 1000$. Бу диэлектрикдан фойдаланиш геометрик ўлчамлари кичик бўлган катта сиғимли 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) ёпиштирилган 1 банкадан иборат (127-расм). Қопламалар орасидаги диэлектрик вазифасини шиша банка бажаради. Ҳозирги вақтда ишлаб чиқарилаётган қоғоз конденсаторларда станиол тасмалар қопламалар вазифасини, парафин шимдирилган қоғоз 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 оксиди қатламининг қалинлиги етарлича юпқа бўлгани учун конденсаторнинг сиғими жуда катта бўлади.

Лейден банкаси 1 ни электрофор машинаси 2 ёрдамида зарядлаб жуда кичик ток ва юқори кучланиш олиш мумкин (127-расмга қ.). Агар 30 с мобайнида 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 электр



127-расм.

рофор машинасидаги токдан $30/10^{-6}=3\cdot10^{7}$ 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 сиғимига таъсир этмайди.

Конденсаторлар ўзгармас ёки ўзгарувчан сиғимли қилиб тайёрланади. Конденсаторлар тузилишига қараб уч хил бўлади: ясси (128-*а* расм), цилиндрлик (128-*б* расм) ва сферик (128-*в* расм).



а *б* *в*

128-расм.

Фараз қилайлик, бирор конденсаторнинг қопламалари орасида вакуум бўлганда унинг сиғими C_0 бўлсин. Шу конденсатор қопламларининг ораси бирор бир жинсли диэлектрик билан тўлдирилганда унинг сиғими C бўлсин. У ҳолда

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0}. \qquad (58.2)$$

нисбат ўлчамсиз диэлектрик киритувчанлик бўлиб, вакуум учун $\varepsilon = 1$.

Тадқиқотларнинг кўрсатишича, ясси конденсаторнинг сиғими пластинкасининг юзи S га, диэлектрик сингдирувчанлик катталиги ε га тўғри пропорционал ва диэлектрикнинг қалинлиги d га тескари пропорционалдир, яъни

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}. \qquad (58.3)$$

Электр сиғимнинг бирлиги сифатида фарада (Ф) қабул қилинган. Агар конденсатор қопламаларининг ҳар бирида 1 Кл дан заряд бўлганда қопламалар орасидаги кучланиш 1 В га тенг бўлса, бундай конденсаторнинг сиғими 1 Ф га тенг бўлади, яъни

$$1\ \Phi = 1\ \frac{\text{Кл}}{\text{В}}.$$

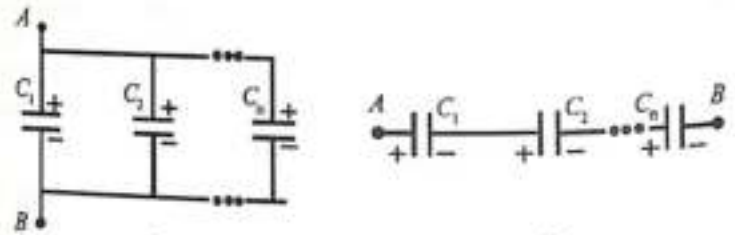
Фарада сиғимнинг жуда катта бирлиги бўлганлиги учун амалда майдароқ бирликлар ишлатилади:

миллифарада (мФ)$=10^{-3}$Ф,
микрофарада (мкФ)$=10^{-6}$Ф,
нанофарада (нФ)$=10^{-9}$Ф,
пикофарада (пФ)$=10^{-12}$Ф.

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 сиғим

$$C = C_1 + C_2 + \ldots + C_n = \sum_{i=1}^{n} C_i. \qquad (58.4)$$



а *б*

129-расм.

Демак, *параллел уланган конденсаторларнинг умумий сиғими айрим конденсаторлар сиғимларининг йиғиндисига 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 сиғими қуйидаги формуладан аниқланади:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \ldots + \frac{1}{C_n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i}. \qquad (58.5)$$

Шундай қилиб, *конденсаторлар кетма-кет уланса, конденсаторлар батареяси умумий сиғимининг тескари қиймати, айрим конденсаторлар сиғимлари тескари қийматларининг йиғиндисига тенг экан.*

Конденсаторлар аралаш уланган бўлса умумий сиғимни топиш учун охирги ҳар иккала ифодадан ҳам фойдаланилади.

Агар зарядланган конденсатор қопламалари бир-бирларига 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 қуйидагига тенг бўлади:

$$W = \frac{1}{2} CU^2. \qquad (58.6)$$

Ясси конденсатор учун ёзилган (58.3) формуладан фойдаланиб (58.6) ифодани қуйидагича ёза оламиз.

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 V. \qquad (58.7)$$

бу ерда $S \cdot d = V$ — ҳажм, $\frac{U}{d} = E$ — электр майдон кучланганлиги. (58.7) формуладан ҳисобланадиган электр майдон энергияси зарядланган конденсатор қопламалари орасида тўпланган дир. Шу боисдан конденсаторлар, энг авало, электр зарядлар ва электр энергияни тўпловчи қурилма сифатида ишлатилади.

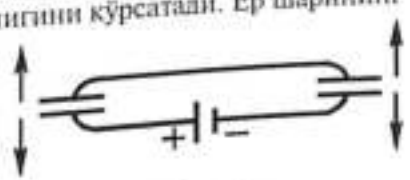
Иккита конденсаторни 130-расмда кўрсатилгандек, оддий схема бўйича улаб, ундан телефон сифатида фойдаланса бўлади. Занжирда ўзгармас кучланиш ҳосил қилиш учун у ток манбаига уланади. Конденсаторлардан бирининг пластинкалари орасидаги масофанинг ўзгариши шу конденсатордаги кучланишнинг ортиши ё камайишига олиб келади. Кучланишнинг бу ўзгариши иккинчи конденсатордаги кучланишни ё камайтиради, ё орттиради. Иккинчи конденсатордаги кучланиш ўзгаришга мос равишда 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 сиғими

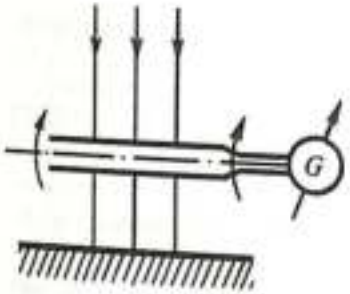
$$C = \varepsilon_0 4\pi r. \qquad (58.8)$$

формуладан аниқланади, яъни шарнинг сиғими унинг радиусига пропорционал. Ер шарининг радиуси $6{,}37 \cdot 10^6$ м бўлганлигидан унинг сиғими 708 мкФ га тенг бўлишини (58.8) дан топиш мумкин.

Ер шарининг электр сиғимига эга эканлиги унинг атрофида электр майдон мавжудлигини кўрсатади. Ер шарининг текис қисмида бу майдон горизонтга тик равишда юқоридан пастга йўналган. Бу майдонни ўлчаш учун горизонтал ўқ атрофида айлана оладиган 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 1м² га яқин бўлади. Конденсаторнинг ҳар бир пластинкаси ампер-секунд (кулон)ларда даражаланган гальванометр қисқичларига уланган. Конденсаторни горизонтал ўқ атрофида айлантириб, уни электр майдон куч чизиқларига гоҳ параллел, гоҳ перпендикуляр ҳолатга келтирамиз. Конденсаторнинг ҳар бир айланишида ток импульси юзага келиб, гальванометрдан 10^{-9} Кл га яқин заряд оқиб ўтади. Бу заряд миқдорини конденсаторнинг 1м² юзасига нисбатини олсак, у ҳолда электр силжиш $D = 1{,}15 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ ёки $E = \frac{D}{\varepsilon_0} \cdot 130 \frac{\text{В}}{\text{м}}$ га тенг бўлади.

Ер шарининг сирти $5{,}1 \cdot 10^{14}$ м² га тенг бўлганлигидан, унинг умумий зарядини топиш учун D электр силжишини 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 натижа мусбат зарядлар Ер шарини ўраб турган атмосфера зарраларида жойлашганлигини кўрсатади.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Табиатда қанақа электр зарядлари мавжуд ва улар ўзаро қандай таъсирлашади?
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. Қутбланган зарядлар деб қандай зарядларга айтилади?
8. Диэлектрикларда гистерезис ҳодисаси қачон кузатилади?
9. Конденсаторнинг сиғими нималарга боғлиқ?
10. Тўғри ва тескари пьезоэлектрик 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 эритмаларида, 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 $\vec{E}$ 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 қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$I = \frac{dq}{dt}. \qquad (59.1)$$

Шундай қилиб, ток кучи скаляр катталик бўлиб, ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан вақт бирлигида 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.* Кундалик турмушда истеъмол қилинадиган токнинг ўзгариши синусоида қонуни бўйича юз беради. Бу ток ўзгарувчан токнинг хусусий ҳолидир.

Токнинг йўналишига перпендикуляр бирлик юзага тўғри келувчи ток кучи ток зичлиги дейилади:

$$j = \frac{I}{S}. \qquad (59.2)$$

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:

$$dq = ne\vartheta Sdt, \qquad (59.3)$$

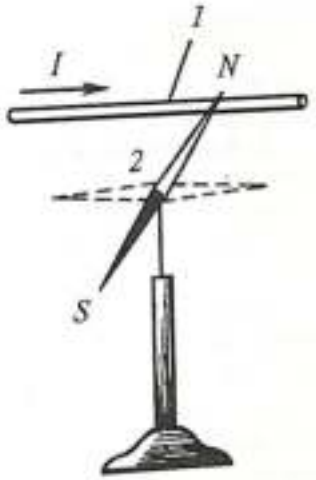
бундан ток кучи

$$I = \frac{dq}{dt} = ne\vartheta S, \qquad (59.4)$$

ток зичлиги

$$j = ne\vartheta. \qquad (59.5)$$

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 тенг бўлади, яъни А = Кл/с. Амалда ток кучининг майдароқ бирликлари — миллиампер (10^{-3}А) ва микроампер (10^{-6}А) лар ҳам ишлатилади. Ток зичлигининг ўлчов бирлиги А/м^2 бўлиб, у ўтказгичнинг 1 м^2 кесим юзасидан кучи 1 А га тенг бўлган ток текис тақсимланиб ўтишидаги зичликни кўрсатади.



132-расм.

Электр токининг қуйидаги таъсирлари 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 шунча 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 хулосага келди. Агар металл ўтказгич ўрнида электролит ёки газдан иборат ўтказгич олинса, яна юқоридаги ҳодисани кузатиш мумкин, яъни магнит майдоннинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг табиатига боғлиқ эмас экан.

2. Токнинг химиявий таъсири. $CuSO_4$ эритмасига иккита кўмир таёқчани тушириб ва электродларни ток манбаига улаб, маълум вақт ток ўтгандан сўнг электродларда модда ажралишини кузатамиз. Ток манбаининг манфий қутбига уланган электродда мис қатлами, мусбат электродда эса беқарор SO_4 қатлами ҳосил бўлади. Токнинг химиявий таъсири кузатиладиган бу ҳодиса *электролиз ҳодиса*

саси 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 таъсирларига асосланган бўлиши мумкин. Ток кучи ёки заряд миқдорини ўлчашда токнинг химиявий таъсирига асосланган кулонометрлардан фойдаланилади. Энг аниқ ишловчи кулонометр $AgNO_3$ эритмали кулонометрдир. 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:

$$I = 1{,}118\frac{m}{t},$$

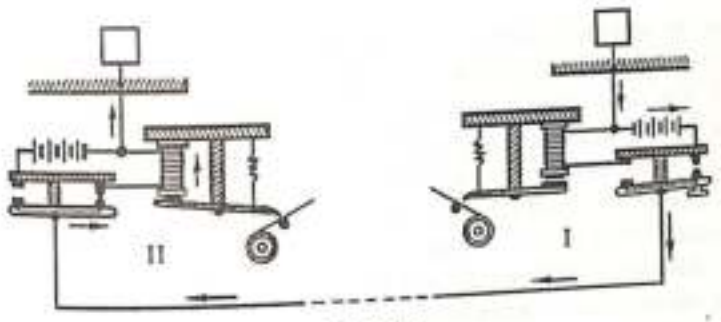
бу ерда m — ажралган кумуш массаси (миллиграммларда) t — токнинг ўтиш вақти (секундларда).

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 равишда ортиб боради.



133-расм.

Ток кучи ёки заряд миқдорини ўлчаш учун кўпроқ токнинг магнит таъсирига асосланган қурилмалардан фойдаланилади. Эрстед тажрибасига асосан ишлайдиган қурилма-



134-расм.

ларга электромагнит ўлчов асбоблари дейилади. Магнитоэлектрик ўлчов асбобларида магнит қўзғалмас ўрнатилиб, ўтказгич ғалтак 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 таъсир 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 *қутблар* дейилади. Занжирнинг ташқи қисмида 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. Шунлай 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 вольт-ампер характеристикаси деб аталади. Ток кучини I билан кучланишни U орқали белгиласак, бу боғланишни қуйидагича ёза оламиз:

$$I = \sigma_0 U. \qquad (60.1)$$



135-расм.

бу ерда σ_0 занжир қисмининг ўтказувчанлиги бўлиб, ток кучининг ўтказгич турига, унинг ўлчамларига ва ташқи 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 қўлласак

$$I = \frac{U}{R} \qquad (60.2)$$

ифодани ёза оламиз. Бу қонуният 1872 йили немис физиги Г.Ом (1787-1854) томонидан бир жинсли металл ўтказгичлар учун тажрибада аниқланган бўлиб, қуйидагича таърифланади: *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:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \qquad (60.3)$$

бу ерда ρ — ўтказгич қаршилигининг унинг материалига ва ташқи 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 *соли-*

тирма ўтказувчанлиги деб аталади ва σ билан белгиланади:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \qquad (60.4)$$

Солиштирма ўтказувчанлик ўлчов бирлиги 1 $Ом^{-1} \cdot м^{-1}$.

Ўтказгич электр қаршилиги учун ёзилган (60.3) ифодани Ом қонунининг (60.2) ифодасига қўйсак:

$$\frac{I}{S} = \frac{U}{\rho l} \qquad (60.5)$$

га эга бўламиз. Бунда $\frac{I}{S} = j$, $\frac{1}{\rho} = \sigma$, $\frac{U}{l} = E$ эканлигини ҳисобга олиб

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}. \qquad (60.6)$$

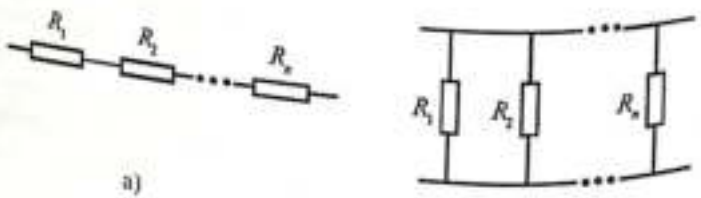
деб ёзамиз. Бу ифода Ом қонунининг дифференциал шакли бўлиб, ўтказгичнинг бирор нуқтасидаги ток зичлигини шу нуқтадаги электр майдон кучланганлиги билан боғлайди.

Қаршилик занжирга икки хил усулда уланади. Агар қаршиликлар кетма-кет уланса (136-*а* расм), умумий қаршилик алоҳида қаршиликларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$R = R_1 + R_2 + \ldots R_n = \sum_{i=1}^{n} R_i. \qquad (60.7)$$

Қаршиликлар ўзаро параллел уланганда (136-*б* расм) умумий қаршиликнинг тескари қиймати алоҳида қаршиликлар тескари қийматларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots \frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_i}. \qquad (60.8)$$



а)

б)

136-расм.

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 кузатилади:

$$R = R_0(1 + \alpha t) \qquad (60.9)$$

ёки

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \qquad (60.10)$$

бу ерда R_0, ρ_0 лар 0 °C температурадаги, R, ρ лар эса t °C температурадаги қаршилик ва солиштирма қаршиликлар, $\alpha = \frac{1}{R}\frac{dR}{dt}$ бўлиб, қаршиликнинг температура коэффициенти дейилади ва температура 1 бирликка ўзгарганда 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 ортганлиги 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

$$A = qU \tag{61.1}$$

га тенг бўлади. $q = It$ эканлигини ҳисобга олсак

$$A = UIt \tag{61.2}$$

ифодани ҳосил қиламиз, яъни ўзгармас токнинг бажарган иши ўтказгич учларидаги 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 $1000\text{Вт} = 1\text{кВт}$ бўлганлиги учун $1\text{Вт} \cdot \text{соат} = 3{,}6 \cdot 10^3\text{Ж}$, $1\text{кВт} \cdot \text{соат} = 10^3\ \text{Вт} \cdot \text{соат} = 3{,}6 \cdot 10^6\ \text{Ж}$.

Бир соат $3{,}6 \cdot 10^3$с 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:

$$P = \frac{A}{t} \tag{61.3}$$

(61.2) ва (61.3) ифодалардан

$$P = UI \tag{61.4}$$

ни ҳосил қиламиз, яъни ўтказгичнинг бирор бўлагидаги токнинг қуввати шу бўлакдаги кучланиш ва ток кучларининг кўпайтмасига тенг. (61.4) формуладан қувват ватт (Вт) ёки йириқроқ бирлик-киловатт (кВт) ларда ўлчаниши келиб чиқади. Ўзгармас ток занжирига амперметр ва вольтметрларни улаб, уларнинг кўрсатишларини кўпайтириб, занжирнинг шу қисмидаги қувватини топиш мумкин. Ток қувватини *ваттметр* деб аталадиган махсус 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:

$$Q = UIt. \tag{61.5}$$

Агар ўтказгич бир жинсли бўлиб, бу ўтказгич бўлаги учун $U = IR$ Ом қонуни бажарилса, (61.5) қуйидаги кўринишини олади:

$$Q = I^2Rt. \tag{61.6}$$

Бу ерда иссиқлик миқдори жоулда ифодаланган. Агар ишнинг ўлчов бирлигини жоулдан калорияга ўтказсак, у ҳолда (61.6) ни қуйидагича ёзамиз:

$$Q = 0{,}24 \cdot I^2Rt, \tag{61.7}$$

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 олими 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 ўтиш вақтига пропорционалдир.* Истеъмолчиларга ток келтирувчи симларнинг қизишига 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 ҳаракат қилинади. Бунда электр энергияни узатиш юқори кучланишда амалга оширилади.

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. Дастлабки Лодигин лампалари 30 минут давомида ишлаган бўлса, кейинги такомиллаштиришлар натижасида унинг ишлаш муддати 6 ойга чўзилди. 1875 йили Нева дарёси устига Литейний кўпригини қуришда 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-аргоннинг киритилиши вольфрам чўғламини температурасини 2400°С гача оширши имконини берди. Ҳозирги вақтда ичига азот қамалган вольфрам толали лампалар тайёрланади. Толанинг температураси бундай лампаларда 2800°С 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.

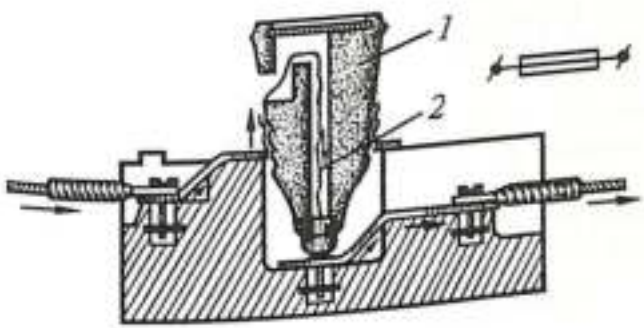


137-расм.

Баъзан электр қурилмаларининг бирор жойида симларининг изоляцияси шикастланиб, асосий симлар кичик қаршиликли

симларга уланиб қолиши мумкин. Бундай ҳолларда *қисқа туташув* юз беради. Генератор қутбларини жуда кичик қаршиликли ўтказгич билан туташиб қолиши *қисқа туташув* дейилади. Бу ҳолда ток кучи фақат генераторнинг г ички қаршилиги билан чекланади. Қисқа туташув вақтида бир неча минг ампер ток ўтади. 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 кўрғошин *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 солиштирма қаршилиги етарлича катта бўлган металларни (никель, тантал, молибден ва бошқаларни) пайвандлашда фойдаланиш мумкин. Бу ҳолда занжирнинг асосий қаршилиги пайвандланиши керак бўлган металлар қаршилигидан иборат бўлади. Мис контакт орқали улар уланганда Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралади, натижада металлар эрийди ва бирбирига эриш нуқталарида пайвандланади.



138-расм.

Солиштирма қаршилиги юқори бўлган ўтказгичлардан (масалан, нихром, молибден) электр токи ўтганда катта иссиқлик миқдори ажралиб чиқишидан қаршиликли электр печлар ясашда фойдаланилади. Бундай печларда 2000°С 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 зарарли газлар ажратиб чиқармаслиги сабабли амалда кенг қўлланилади. Чорвачилик билан шуғулланувчи хўжаликларда катта қаршиликка эга бўлган симлардан тайёрланган иситкичлар қишнинг совуқ кунларида молларга бериладиган сув ёки озуқаларни бир оз илитиш учун қўлланилади. Бунинг учун ё махсус иситкич озуқа ичига туширилади, ё озуқа орқали электр токи ўтказилади. Шунингдек, чорвачилик фермаларида қотиб қолган озуқаларни буғлатиб юмшатиш учун махсус буғ қозонларидан фойдаланилади.

Турли хил қишлоқ хўжалик маҳсулотлари етиштириб бериш билан шуғулланаётган хўжалик иссиқхоналарида ҳавонинг температурасини нормал ушлаб туриш учун ҳам электр иситкичлар ишлатилмоқда. Айрим иссиқхоналарда тупроқ сиртидан 25-30 см чуқурликда ичида спирали бўлган астбест трубалар ётқизилиб унинг ёрдамида тупроқ температурасини бир оз кўтарии ҳосилдорликни ошириш имконини беради.

Товуқ фермалари ва паррандачилик хўжаликларида иситкич-вентилятор қурилмалари ёрдамида қиш кунлари температурани 5-6°С да ушлаб, ҳавони доимий равишда тозалаб турилади. Инкубаторларда бир неча кун мобайнида температурани ўзгармас сақлаш учун терморегуляторлардан фойдаланилади. Инкубатордаги температура 38°С дан ошиб кетса, терморегулятор автоматик равишда токни узади. Температура 37,7°С дан пасайса у токни улайди. Бундан ташқари, инкубатор ичида 21 кун мобайнида тахминан 40000 та тухумни бирдай температурада ушлаш,

намликни сақлаш, ҳавони алмаштириб туриш, тухум солинган тарновларни айлантириб туриш учун бир неча электр двигателларидан фойдаланилади. Тухумдан чиққан жўжаларни тахминан 40 кун мобайнида ўзгармас илиқ температура шароитида ушлаб туриш учун ҳам махсус электр иситкичлар қўлланилади.

Дон ва бошқа қишлоқ хўжалик маҳсулотларини қуритишда ҳам ишлаш принципи токнинг иссиқлик таъсирига асосланиб ишловчи махсус 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 тенг бўлганда қаршилик деярли нолга тенг 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 ишқаланишсиз ҳаракатланиши мумкин. Заряд ташувчи зарралар ишқаланишсиз ҳаркатлангани учун ўта ўтказувчанлик ҳодисасида Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралмайди.

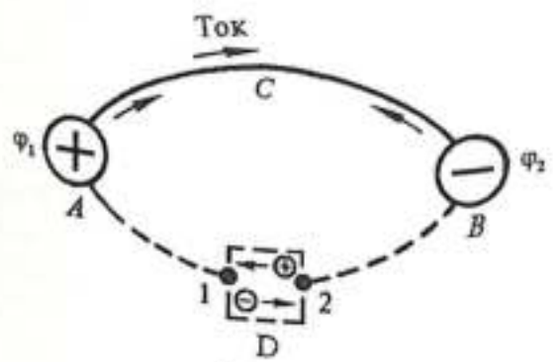
Ўта ўтказувчанлик ҳодисасидан турли магнит майдонларни ҳосил қилишда фойдаланиш мумкин. Юқори кучланганликли магнит майдон ҳосил қилиш учун электромагнит ўрамлардан катта ток ўтказиш зарур бўлади. Катта ток таъсирида қизиган ўрам, одатда, оқар сув ёрдамида совитилади. Ўта ўтказувчан моддалардан ясалган элек-

тромагнитлар сув билан совитиладиган электромагнитларга қараганда янада кучли магнит майдон ҳосил қилиш имконини беради. Бу усул иқтисодий томондан самарали бўлгани учун ўта ўтказувчан моддалар магнит майдон ҳосил қилувчи йирик қурилмаларда тобора кенг қўлланилмоқда.

Электр энергияни йўқотишсиз узатиш мақсадларида ҳам ўта ўтказувчанликдан 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 ўтказувчанлик хоссасига эга бўлган моддалар топилса, у ҳолда ўта ўтказувчанликдан фойдаланиш имкониятлари анча кенгаяр эди. Ҳозирги кунгача соф необийда 9 К да, необий-қалай қотишмасида 18 К да, необий-германий қотишмасида 23 К температураларда ўта ўтказувчанлик кузатилган. Юқори температурали ўта ўтказгичларни қидириш ва топиш улкан техник ўзгаришларга олиб келиши муқаррардир.

62-§. Электр юритувчи куч. Берк занжир учун Ом қонуни

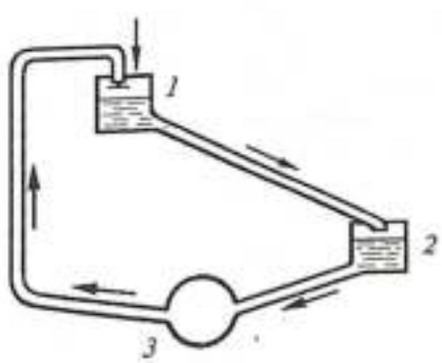
Потенциаллари φ_1 ва φ_2 бўлган иккита зарядланган A ва B жисмлар берилган бўлсин (139-расм). Агар бу жисмлар бирор C сим билан бир-бирига уланса A дан B га томон йўналган электр майдони ҳосил бўлади ва бу майдон таъ-



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 занжирда 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 манбаи дейилади ва унинг ёрдамида ўтказгичнинг A учини мусбат заряд билан ва B учини эса манфий заряд билан доимий таъминлаб турилади. Ток манбаи 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 манбаи ичида зарядларнинг ҳаракатини таъминловчи кучларга *чет кучлар* дейилади. Бу кучлар электростатик характерга эга бўлмасдан электр зарядларнинг бир-биридан ажралишига олиб келади.



140-расм.

Ток манбанинг ичида (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 манбанинг *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 кўчириш учун ток манбаи томонидан маълум иш бажарилиши керак. Берк занжир бўйлаб q заряд кўчирилаётган бўлса, у ҳолда бажарилган иш

$$A_{\text{т}} = \mathcal{E} q \tag{62.1}$$

га тенг бўлади. Бу ерда $\mathcal{E}$ ток манбанинг электр юритувчи кучи (Э.Ю.К) бўлиб, бирлик, мусбат зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарилган ишни англатади. (62.1) формулани (56.4) ифода билан солиштириб 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 қ.), у ҳолда катта A ва B нуқталарда мусбат ва манфий зарядлар тўпланиши электр ва чет кучлар тенглашгунча давом этиб, бу нуқталар орасидаги кучланиш ток манбанинг 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 манбанга уланади. Бунда ток манбаидан чет кучларга қарши йўналган ток оқади, яъни аккумулятор ичидаги химиявий реакция тескари йўналишида юз берали. Бошқача айтганда, аккумулятор зарядланади.

Ток манбаи томонидан бажарилган ишни ташқи ва ички занжирларда бажарилган ишларнинг йиғиндисидан иборат деб ҳисоблаб:

$$\mathcal{E} q = I^2 R t + I^2 r t \tag{62.2}$$

деб ёза оламиз. Бу ерда R ва r — занжирнинг ташқи ва ички қаршиликлари. Агар (62.2) ни $q = It$ га бўлиб юборсак, у ҳолда

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \tag{62.3}$$

ифодага эга бўламиз. Бу ифоданинг махражида 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 манбанинг 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 манбанда иссиқлик ажралишига сарф бўлади. Занжирда энергия ҳосил бўлмаганлиги ва йўқолмаганлигидан энергиянинг сақланиш қонуни асосида

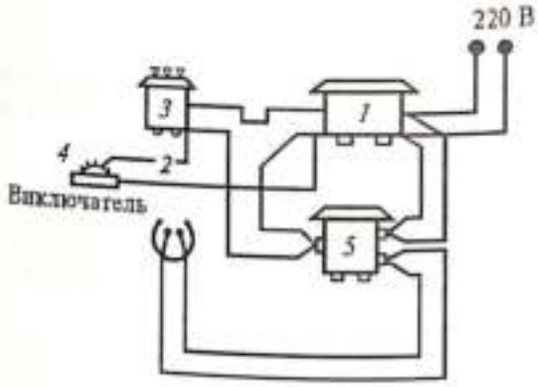
$$\mathcal{E} = U + Ir \tag{62.4}$$

деб ёза оламиз. Бундан

$$U = \mathcal{E} - Ir \tag{62.5}$$

Бу ерда $I \cdot r$ занжирнинг ички қисмидаги кучланиш бўлиб, занжирнинг ташқи қисмидаги кучланишининг Э.Ю.К. дан шу катталикка камлигини кўришимиз мумкин. (62.5) формуладан кўриналики, ташқи қаршилик (R) ички қаршилик (r) дан қанча катта бўлса, ток манбанинг ичидаги кучланиш тушуви $I \cdot r$ шунчалик кичик бўлади, яъни $R >> r$ бўлса, $U = \mathcal{E}$ бўлади. Бу ҳолда Э.Ю.К. «учлари очиқ» ўтказгич учларидаги кучланишга тенг бўлади. Агар ташқи қаршилик ички қаршиликлан жуда кичик бўлса, у ҳолда (62.5) да $U << \mathcal{E}$ бўлади. Бу ҳолат қисқа туташув ҳолати дейилади. Бунда $R << r$ бўлгани учун (62.3) дан

$$I_{\text{қ.т.}} = \frac{\mathcal{E}}{r} \tag{62.6}$$



141-расм.

деб ёза оламиз. $I_{к.т.}$ қисқа туташув токи дейилади. Шундай қилиб ток манбаининг 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 манбаи энергияси беҳуда сарфланиб, унинг қизиши ёки овоз чиқариши ва ҳатто ишдан чиқиши ҳам мумкин.

Техникада қисқа туташув ҳодисасидан металларни бирбирига 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 занжири 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

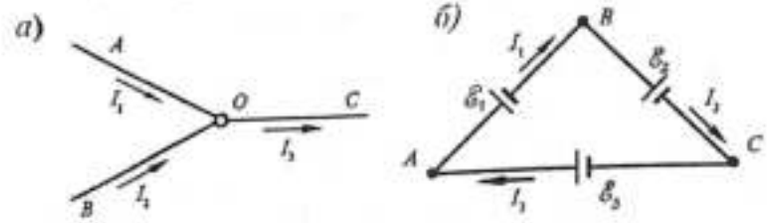
$$I_1 + I_2 - I_3 = 0 \qquad (63.1)$$

деб ёза оламиз. Бу ифода ихтиёрий тугун учун ўринли бўлганлигидан уни умумлаштирсак,

$$\sum_{i=1}^{n} I_i = 0 \qquad (63.2)$$

бўлади. Бу ифода тугунга келувчи токларнинг алгебраик йиғиндиси шу нуқтадан вақт бирлигида ўтувчи зарядлар оқимидан иборат эканлигини назарда тутиб ёзилди (63.2) формула Кирхгофнинг *биринчи қоидасини* ифодалайди: *тугунга келувчи ва тугундан чиқиб кетувчи токларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенгдир*. 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 *ABCA* 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 $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$, $\mathcal{E}_3$ 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, қуйидаги ифодаларни ёза оламиз:

$$\begin{aligned} U_A - U_B &= I_1R_1 - \mathcal{E}_1, \\ U_B - U_C &= I_2R_2 - \mathcal{E}_2, \\ U_C - U_A &= I_3R_3 - \mathcal{E}_3. \end{aligned} \qquad (63.3)$$

Бу тенгликларни ҳадма-ҳад қўшиб, чап қисмларининг йиғиндиси нолга тенг бўлганлиги учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

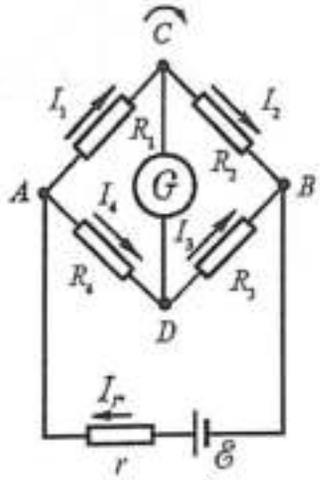
$$I_1R_1 + I_2R_2 + I_3R_3 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 \qquad (63.4)$$

ҳар қандай ёпиқ контур учун бу ифодани умумий кўринишда қуйидагича ёза оламиз:

$$\sum_{i=1}^{n} I_iR_i = \sum_{i=1}^{n} \mathcal{E}_i \qquad (63.5)$$

Бу формула Кирхгоф иккинчи қоидасининг ифодаси бўлиб, қуйидагича таърифланади: *тармоқланган электр занжир ихтиёрий берк контуридаги айрим қисмлар ток кучларининг шу қисмлар қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси ушбу контурдаги барча э.ю.к. ларнинг алгебраик йиғиндисига 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 манбаи, C ва D нуқталар орасига эса ички қаршилиги R_0 га тенг бўлган гальванометр уланган. A, B ва C тугунлар учун Кирхгофнинг биринчи қоидасини қўлласак



143-расм.

$$\begin{aligned} I_r - I_1 + I_4 &= 0, \\ I_2 + I_0 - I_r &= 0, \\ I_1 - I_2 - I_0 &= 0. \end{aligned} \qquad (63.6)$$

ACBEA, ACDA, CBDC контурлар учун Кирхгофнинг иккинчи қоидасини қўллаб,

$$\begin{aligned} I_rR_1 + I_1R_1 + I_2R_2 &= \mathcal{E}, \\ I_1R_1 + I_0R_0 + I_4R_4 &= 0, \\ I_2R_2 - I_3R_3 - I_0R_0 &= 0. \end{aligned} \qquad (63.7)$$

деб ёза оламиз. Агар барча қаршилик ва Э.Ю.К. лар маълум бўлса, у ҳолда охирги 6 та тенгламаларни ечиб, номаълум токларни топиш мумкин. R_1, R_2 ва R_4 қаршиликларни ўзгартириб гальванометр орқали ўтувчи токни нолга тенглаш мумкин. Яъни $I_0 = 0$, у ҳолда (63.6) дан

$$I_1 = I_2 \text{ ва } I_3 = I_4. \qquad (63.8)$$

(63.7) дан эса

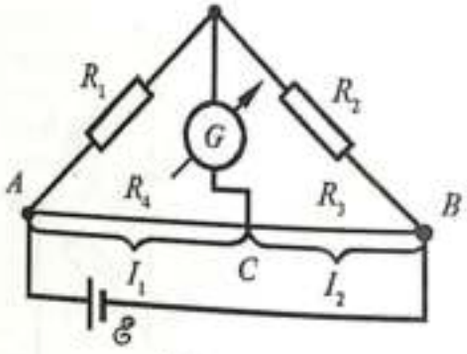
$$I_1R_1 = I_4R_4 \text{ ва } I_2R_2 = I_3R_3. \qquad (63.9)$$

Ҳосил қилинган (63.8) ва (63.9) формулалардан

$$\frac{R_1}{R_4} = \frac{R_2}{R_3} \text{ ёки } R_1 = \frac{R_2R_4}{R_3} \qquad (63.10)$$

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.

ликни аниқлашда ток манбаининг Э.Ю.К. ва қаршилиги, шунингдек, гальванометрнинг ички қаршилиги ҳисобга олинмайди. Кўп ҳолда номаълум қаршиликни аниқлаш учун реохордли Уитстон кўприги (144-расм) қўлланилади. Бу қурилмада R_3 ва R_4 қаршиликлар ўрнида катта солиштирма қаршиликка эга бўлган симлар (реохордлар) ишлатилади ва шунинг учун (63.10) ифодада $\frac{R_4}{R_3}$ ўрнига $\frac{l_4}{l_3}$ олинади, яъни

$$R_1 = R_2 \frac{l_4}{l_3}. \qquad (63.11)$$

бу ердаги l_3 ва l_4 ўтказгич узунликларини шкаладан олиб, R_2 маълум қаршиликни ҳисобга олган ҳолда номаълум R_1 қаршиликни (63.11) формуладан ҳисоблаб топилади.

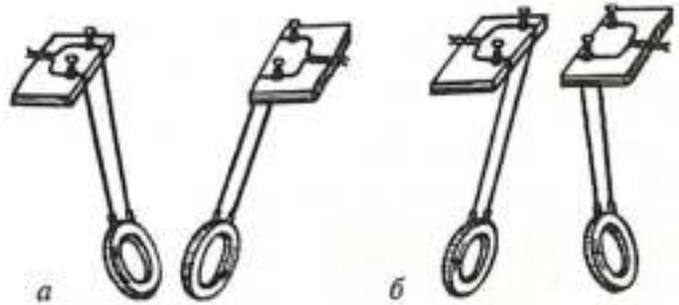
НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

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 ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори нималарга боғлиқ?
8. Электр занжирга кетма-кет уланадиган сақлагичнинг вазифаси нимадан иборат?
9. Тармоқланган занжирлар деганда қандай занжирларни тушунасиз?
10. Кирхгоф қоидаларини реохордли Уитсон кўпригига қўлланг.

XII боб. 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 аниқланганлигидан 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 ғалтак олайлик ва уларнинг ўқлари бир тўғри чизиқда жойлашадиган қилиб осиб қўяйлик (145-расм). Ғалтакларнинг учларини ток манбаларига улаб улардан бир хил йўналишда ток ўтказилса, ғалтакларнинг 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 солиштиринг). Демак, бир-биридан бирон масофада жойлашганда токли ўтказгичлар орасида ўзаро таъсир юз беради. Токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирига сабаб,



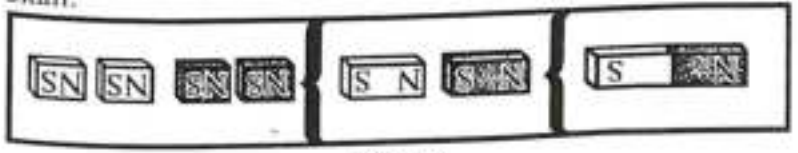
145-расм.

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 таъсир кузатилади. Шундай қилиб, *бир хил йўналишдаги токлар оқаётган ўтказгичлар ўзаро тортишади, қарама-қарши йўналишдаги токлар оқаётган ўтказгичлар эса бир-биридан қочади*, деган муҳим хулосага келамиз.

Турли токларнинг магнит майдонлари қўшилганда бирбирини 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 хулосаси 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 қилади 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 таъсир кўрсатади. Жисм молекулалари тартибсиз жойлашганда уларнинг майдонлари бирбирини 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 қуйидагича тушунтирилади: баъзи моддаларнинг атомларида, масалан, темир атомларида шундай электронлар ҳам бўладики, улар ядро атрофидаги орбиталарда ҳаракатланиш билан бирга худди пирилдоққа ўхшаб, ўз ўқи 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 ғалтак ичига жойлаб магнитлаш мумкин. Ташқи магнит майдонга киритилган пўлатнинг махсус 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 қутби шимолий (*N*) ёки *мусбат қутб* деб, жанубни кўрсатувчи учи жанубий (*S*) ёки *манфий қутби* 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-§ га 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

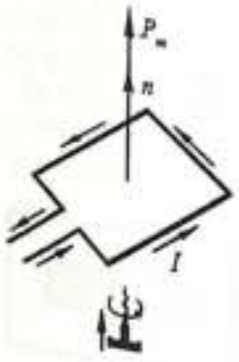
$$\vec{M} = IS\vec{B}\sin\alpha \qquad (64.1)$$

катталикдаги куч моменти таъсир этади. Бу ерда $\vec{B}$ 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 кўпайтмасига тенг бўлган ва контур юзига ўтказилган перпендикуляр бўйлаб йўналган

$$\vec{P}_m = IS\vec{n} \qquad (64.2)$$

вектор контурнинг магнит моменти дейилади, бу ерда $\vec{n}$ перпендикуляр йўналишдаги мусбат бирлик вектор. Магнит моментни рамка текислигига тик чизиқда жойлашган вектор деб қараш қулай бўлганлиги учун IS ни $\vec{n}$ га кўпайтириб 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 дастасини 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 қиладики, унинг магнит моменти $\vec{P}_m$ магнит майдон индукция вектори $\vec{B}$ бўйича жойлашишга интилади. Бу икки вектор орасидаги бурчак $\alpha = 90°$ 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

$$B = \frac{M_{макс}}{P_m}. \qquad (64.3)$$

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 чизиғи деб шундай чизиққа айтиладики, бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма магнит индукция векторининг йўналиши билан мос тушади. Электр майдон куч чизиқлари мусбат зарядлан бошланиб манфий зарядда тугар эди. Бироқ магнит майдон куч чизиқларининг бошланиши ҳам охири ҳам йўқ. Масалан, стержень шаклидаги ўзгармас магнитнинг куч чизиқлари шимолий қутбдан чиқиб, жанубий қутбга кирса ҳам, улар узилмайди ва магнитнинг ичида давом 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 айланиш йўналиши магнит майдон индукцияси чизиғининг йўналишини кўрсатади.*

Фазонинг ҳар бир нуқтаси орқали фақат битта индукция чизиғи ўтади. Шунинг учун индукция чизиқлари ҳеч қаерда бир-бири билан кесишмайди, индукция чизиқлари ҳар доим берк бўлган майдон *уюрмали майдон* дейилади.

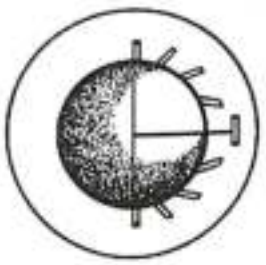
Табиатда электр токисиз магнит майдон ва магнит майдонсиз электр токи бўлмайди. Электр токи зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракатидан иборатлигидан, *магнит майдон ҳаракатдаги зарядлар атрофида юзага келади ва у фақат ҳаракатдаги зарядларга таъсир кўрсатади* деган муҳим хулоса чиқарамиз. Моддаларнинг магнит хусусиятлари уларни ташкил этган атомлардаги электронларнинг қўзғалмас ядро атрофида маълум орбиталар бўйича айланиш натижасида юзага келадиган микротоклар билан тушунтирилади.

Токли ўтказгичлар магнит майдонларининг кўринишн уларнинг шаклига боғлиқ бўлади. Етарлича узунликдаги ғалтак ичида магнит куч чизиқлари тўғри чизиқдан иборат бўлади ва бундай майдон бир жинсли бўлади. Кўп ҳолда бир жинсли магнит майдон олиш учун тўғри магнитни эгиб *С* шаклига келтирилади ва унинг учлари орасидаги магнит майдонни бир жинсли деб қабул қилинади. Тажрибани бир жинсли турли кучлангайликли магнит майдонида ўтказишга тўғри келса, *С* шаклидаги магнит устига сим ўралади ва ундан ток ўтказилади. Бунда ҳосил бўлган магнит майдоннинг катталиги ток кучига пропорционал бўлади. Электромагнитларнинг ишлаш принципи шунга асосланган.

65-§. Ернинг магнит майдони. Магнит бўрони

1600 йили Гильберт (1544-1603) Ер шарининг ҳар хил жойларида магнит стрелканинг жойлашиши турлича бўлишлиги Ернинг хусусиятлари билан боғлиқлигини кўрсатди. Меридиан текислиги бўйлаб тортилган темир симнинг магнитланиб қолишини аниқлаган Гильберт «Ер шар шаклидаги катта магнитдан иборат ва у ўзининг магнит майдони билан темир симни магнитлайди», деган хулосага 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 тушунтириш мумкин. Магнит стрелканинг экваторда меридиан 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* ўқ 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 қутблар 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 соҳала, овчиликда, сайёҳликда ва геология-қидирув ишларида қўлланилади.

Магнит стрелкасининг кўрсатиш йўналиши бўйича ўтувчи текислик *магнит меридиан текислиги* дейилади. Бу текисликнинг горизонтал текислик билан кесишишидан *магнит меридиан чизиғи ҳосил бўлади*. География ва магнит меридианлар орасидаги бурчак *оғиш бурчаги* дейилади. Кема ёки самолётни бошқаришда йўналишини тўғри танлаш учун компас кўрсатишига шу оғиш бурчагини тузатма сифатида киритилади.

Ернинг магнит майдони горизонтал текислик билан маълум бурчак ҳосил қилади. Бу бурчак *эгилиш бурчаги* дейилади. Агар магнит стрелкаси ҳам горизонтал, ҳам вертикал ўқлар атрофида айлана оладиган қилиб ўрнатилса, у ҳолда магнит стрелкаси Ер магнит майдонининг шу жойдаги йўналишини аниқ кўрсатади.

Магнит меридиан текислигида жойлашган Ер магнит майдон кучланганлиги H ни горизонтал $H_{\text{г}}$ ва вертикал $H_{\perp}$ ташкил этувчиларга ажратсак:

$$H = \frac{H_{\text{г}}}{\cos\alpha} \text{ ёки } H_{\perp} = H_{\text{г}} \cdot \text{tg}\alpha \qquad (65.1)$$

деб ёза оламиз, бу ерда α эгилиш бурчаги. Ер магнит майдонини характерлаш учун кўп ҳолда унинг горизонтал ташкил этувчиси ўлчанади. Ер магнит майдони кучланганлигининг горизонтал ташкил этувчисини аниқ ўлчаш темир-руда конларини топишда, авиация ва кемасозликда, космик аппаратлар ҳолатини аниқлашда катта аҳамиятга эга.

Ер магнит майдонининг кўриб ўтилган учта элементи: магнит майдоннинг 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 учида шимолий, юқори учида эса жанубий қутб юзага келади. Темирнинг бу хусусиятларидан ҳарбий соҳала магнит миналарни ишлатишда фойдаланилади. Бундай миналар сув сиртидан маълум чуқурликда жойлаштирилади. Ернинг магнит майдонида маълум магнитланиш олган темир корпусли кема сузиб 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.

Галактикадан 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, галактикадан 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 нейтриноларга 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 суткалаб катта миқдорга ортиб кетиши мумкин. Қуёшдан Ерга томон ҳаракатланувчи зарядланган зарралар оқими ҳосил қиладиган магнит майдонининг Ер магнит майдонига қўшилиши натижасида кузатиладиган бу ҳолиса «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 Қутб ёғдуси ва Қуёш сиртида қора доғларнинг ҳосил бўлиши каби ҳодисалар билан бир вақтда юз бериб, уларнинг такрорланиши даври тахминан 11,5 йилни ташкил этади. Қутб 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 қуйидаги натижаларни олишди:

1. Магнит майдон индукцияси $\vec{B}$ ток кучи I га пропорционал.

2. Магнит индукцияси ўтказгичнинг шаклига ва ўлчамларига боғлиқ.

3. Бирор нуқталаги 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 қиладиган магнит индукция $\vec{B}$ ҳар бирининг узунлиги $\vec{dl}$ бўлган элементар бўлакчалар магнит индукцияларининг вектор йиғиндисидан иборат деб олди, яъни

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{n} d\vec{B}, \tag{66.1}$$

Фикран ажратиб олинган ўтказгич элементи узунлигининг ток кучига кўпайтмаси Idl «ток элементи» деб аталади. Ток элементи ҳосил қилган магнит майдон индукцияси қуйидагига тенг:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I\left[\vec{dl}\vec{r}\right]}{r^3} \tag{66.2}$$

Бундан магнит индукция катталиги:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \tag{66.3}$$

(66.2) ёки (66.3) ифода Био-Савар-Лаплас қонуни деб юритилади. Бу ерда $\vec{r}$ ток элементидан магнит индукцияси аниқланаётган нуқтага ўтказилган радиус вектор. α — $\vec{dl}$ 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 $\vec{dl}$ 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 киритишимиз мумкин. Магнит майдоннинг бирор нуқтасидаги индукцияси $\vec{B}$ бўлса, унинг ўша нуқтадаги кучланганлиги деганда

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \qquad (66.4)$$

ни тушунамиз. Бундан, магнит майдоннинг кучланганлик вектори $\vec{H}$ магнит индукция вектори $\vec{B}$ билан бир хил йўналган, лекин ундан μ_0 марта фарқ қиладиган вектордир, деган хулоса келиб чиқади. (66.4) формулани ҳисобга олиб, Био-Савар-Лаплас қонуни ифодаларини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I\left[\vec{dl}\vec{r}\right]}{r^3} \qquad (66.5)$$

ёки

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \qquad (66.6)$$

Ҳар хил шаклдаги ток контурлари учун (66.6) формулага 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, масофада ётган нуқтанинг магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2\pi r_0} \qquad (66.7)$$

ёки радиуси R га тенг бўлган айлана шаклидаги ўтказгичнинг марказидаги майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2R} \qquad (66.8)$$

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

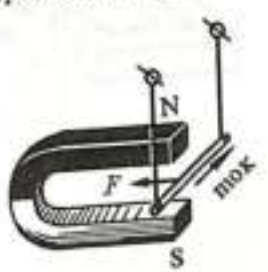
$$\Phi = BS \qquad (66.9)$$

га тенг бўлади. Магнит оқими СИ системасида вебер (Вб) да ўлчанади. Бир жинсли магнит майдонга перпендикуляр жойлашган $1м^2$ ясси юзадан 1 Тл магнит индукция ўтса, у ҳолда магнит оқими 1 Вб га тенг бўлади, яъни

$$1Вб = 1Тл \cdot м^2$$

67-§. Ампер қонуни. Параллел токларнинг ўзаро таъсири

Магнит майдоннинг ҳар хил токли ўтказгичларга таъсири 1820 йилиёқ Ампер томонидан ўрганилганлиги 64-§ да айтиб ўтилган эди. Масалан, узунлиги dl га тенг бўлган тасим ўтказгични магнит индукцияси $\vec{B}$ га тенг бўлган қасимон магнит ичига осиб қўямиз (150-расм). Агар ўтказгичдан расмда кўрсатилган йўналишда I ток ўтказсак, 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 хулосага келди: *магнит майдонда токли ўтказгичга таъсир этувчи $\vec{dF}$ куч магнит майдон индукцияси $\vec{B}$ га, ток кучи I га, ўтказгичнинг узунлиги dl га пропорционал бўлиб, ўтказгичнинг жойлашишига боғлиқ*, яъни



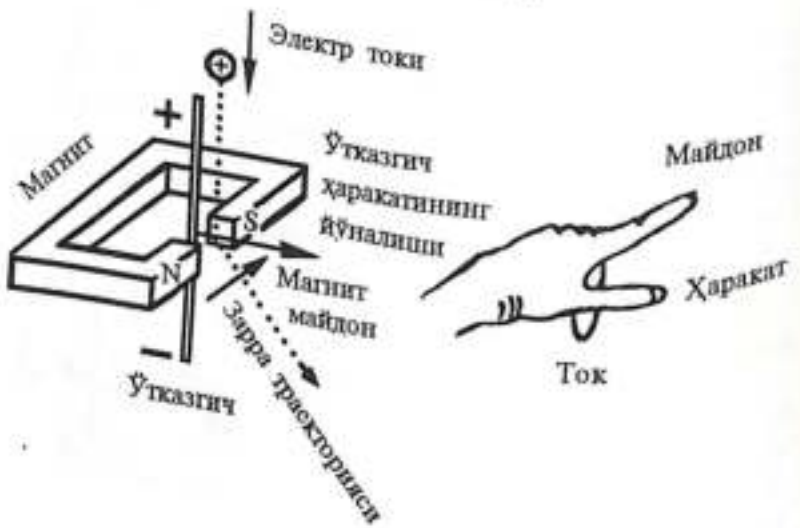
150-расм.

ёки

$$d\vec{F} = I\left[d\vec{l}\vec{B}\right] \qquad (67.1)$$

$$dF = IBdl\sin\alpha, \qquad (67.2)$$

бу ерда α вектор $\vec{dl}$ ва $\vec{B}$ лар орасидаги бурчак. (67.1) ва (67.2) формулалар Ампер қонунини ифодалайди. 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 зарранинг ҳаракат траекториясининг эгрилигини 151-расмда кўрсатилган (пунктир чизиқ). Ўтказгичнинг dF куч таъсиридаги ҳаракат йўналишини аниқлаш учун чап қўл қоидасидан фойдаланамиз: *агар чап қўлимизни кўрсаткич бармоғимиз майдоннинг 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

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0} \qquad (67.3)$$

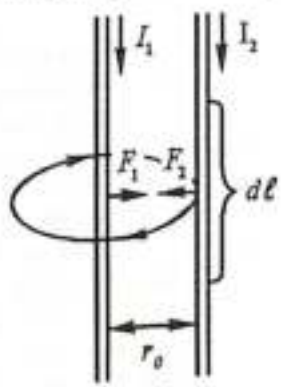
га тенг. Худди шунингдек, I_2 токли ўтказгичнинг магнит индукцияси

$$B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi r_0} \qquad (67.4)$$

га тенг. Бу ерда r_0 токли ўтказгичлар орасидаги масофа. Охирги икки ифодани Ампер қонуни формуласи (67.2) га қўйиб ва $\alpha = 90°$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда ўзаро таъсир кучларининг бир-бирига тенглигига ишонч ҳосил қиламиз, яъни:

$$dF = dF_{12} = dF_{21} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 dl}{2\pi r_0}. \qquad (67.5)$$

Шундай қилиб, *иккита чексиз узун ўзаро параллел токли ўтказгич орасидаги таъсир кучи, таъсирга учраётган ўтказгич узунлиги dl га ва ўтказгичлардан ўтувчи ток кучлари кўпайтмасига 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.



152-расм.

СИ системасида ток кучининг ўлчов бирлиги 1 ампер (А) эканлиги ва бу бирликнинг қабул қилиниши токларнинг магнит таъсирига асосланганлиги 54-§ да айтиб ўтилган эди. (67.5) ифодага асосла-

ниб амперга қуйидагича таъриф берамиз: *I* А *деб вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган чексиз узун параллел ўтказгичлар орқали оқаётган шундай ток кучига айтиладики, бу ток кучи ўтказгичлар орасида улар узунлигининг ҳар бир метрида* $2 \cdot 10^{-7}$ Н *га тенг куч ҳосил қилади.*

Ампер тажрибаларининг кўрсатишича, магнит майдонида жойлашган токли ўтказгич унга куч таъсир этганда силжир экан, демак, магнит майдон томонидан маълум иш бажарилади. Ишнинг таърифига кўра, бу иш таъсир этувчи dF кучнинг dx силжиш масофасига кўпайтирилганига тенг, яъни

$$dA = dFdx. \qquad (67.6)$$

(67.2) да $\alpha = 90°$ деб ҳисоблаб,

$$dA = IBdl\,dx \qquad (67.7)$$

деб ёзамиз. Бу ерда $dldx = dS$ токли ўтказгич ҳаракатланаётганда чизилган юза бўлганлиги учун

$$dA = IBdS. \qquad (67.8)$$

(66.9) формулага кўра, магнит оқими тушунчасини киритсак:

ёки

$$dA = Id\Phi \qquad (67.9)$$

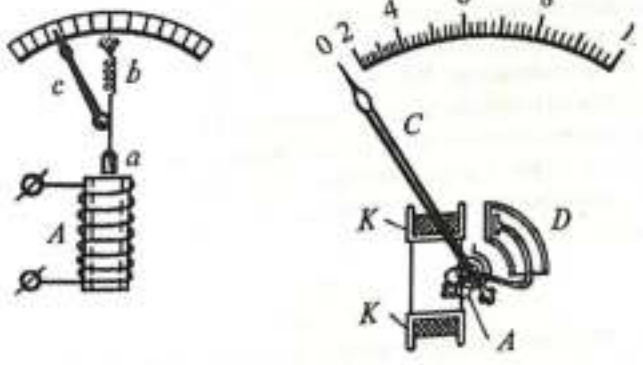
$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) \qquad (67.10)$$

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 қилади. 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 туғилганда 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 яproқча шаклида ясалади (153-*б* расм). *KK* ғалтакдан ток ўтганда *A* яproқча унга қараб тортилади.



а *б*

153-расм.

тилади ва стрелка c ўнга томон оғади. Асбоб занжирга уланганда юз берадиган стрелка тебранишни демпфер деб аталувчи ҳаво тормози (D) ёрдамида тинчлантирилади. Бу асбобларнинг аниқлиги ва сезгирлиги магнитоэлектрик асбобларникига қараганда камроқ, лекин у ҳам ўзгармас, ҳам ўзгарувчан токли занжирларда қўлланиши мумкин. Ҳозирги пайтда ишлатиладиган баъзи бир ўлчов асбобларида ғалтак ва темир ўзак олиниб, улардан бири қўзғалмас, иккинчиси қўзғалувчан қилиб жойлаштирилади. Бундай ўлчов асбобларининг ишлаш принципи ғалтакдан ток ўтганда унинг магнитланган темир ўзак билан ўзаро таъсирига асосланган. Электродинамик ўлчов асбобларида ўзгармас магнит бўлмасдан, уларнинг ишлаши бир-бирининг ичига жойлаштирилган иккита токли ғалтакнинг ўзаро таъсирига асосланган. Ҳар бир ўлчов асбоби ўзининг сезгирлиги билан характерланади. Сезгирлик деганда ўлчов асбоби стрелкасини битта бўлимга силжитиш учун зарур бўлган ток кучи тушунилади. Сезгирлиги юқори бўлган гальванометр ёки микроамперметрларда стрелка ўрнида кўзгу ишлатилади.

68-§. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонлари 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 l узунликдаги ўтказгичдан I ток ўтганда унинг атрофида ҳосил бўладиган магнит индукциянинг қиймати

$$B = \frac{\mu_0 I l \sin\alpha}{4\pi r^2} \qquad (68.1)$$

га тенг бўлади. Ток кучи ва ток зичлиги учун $I = jS$ ва $j = ne\vartheta$ ифодаларни ҳисобга олиб,

$$Il = jSl = ne\vartheta Sl = Ne\vartheta \qquad (68.2)$$

формулани ҳосил қиламиз. Бу ерда n — зарядланган зарралар концентрацияси, ϑ — уларнинг тезлиги, e — зарранинг заряди, S — ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи, N — ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан ўтаётган зарядланган зарраларнинг тўлиқ сони.

(68.1) ва (68.2) муносабатлардан:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Ne\vartheta\sin\alpha}{r^2}. \qquad (68.3)$$

Битта зарядланган зарра ҳосил қиладиган магнит индукцияни топиш учун (68.3) ифодани зарраларнинг тўлиқ сони N га бўлиб юборамиз, у ҳолда

$$B_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{e\vartheta\sin\alpha}{r^2}. \qquad (68.4)$$

Шундай қилиб, ϑ тезлик билан ҳаракатланаётган мусбат зарядли зарраларнинг магнит майдон индукцияси

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{e\left[\vec{\vartheta}\vec{r}\right]}{r^3}. \qquad (68.5)$$

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

$$F = IlB\sin\alpha \qquad (68.6)$$

га тенг, (68.2) дан фойдаланиб,

$$F = Ne\vartheta B\sin\alpha \qquad (68.7)$$

деб ёзамиз. Битта заррага таъсир этувчи кучни топиш учун бу ифодани зарраларнинг умумий сони N га бўлиб юборамиз:

$$F_1 = \frac{F}{N} = e\vartheta B\sin\alpha \qquad (68.8)$$

ёки

$$\vec{F}_л = e\left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right]. \qquad (68.9)$$

Бу формула биринчи маротаба Лоренц (1853-1928) томонидан олингани учун $\vec{F}_л$ куч Лоренц кучи дейилади. Бу кучнинг йўналиши $\vec{\vartheta}$ ва $\vec{B}$ векторлар ҳосил қиладиган текисликка перпендикуляр йўналган бўлиб (154-расм), унинг йўналиши чап қўл қоидаси ёрдамида топилади (67-§ га қ.). 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 керак.

Лоренц кучи $\vec{F}_л$ 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

$$e\vartheta B = \frac{m\vartheta^2}{r} \qquad (68.10)$$

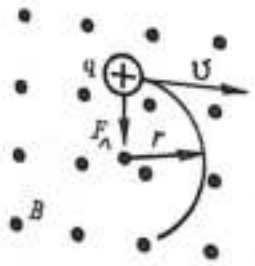
деб ёза оламиз. Бу шарт бажарилганда зарядланган зарра

$$r = \frac{m}{eB}\vartheta \qquad (68.11)$$

радиусли айлана бўйлаб ҳаракат қилади (154-расмга қ.).

Зарядланган зарраларнинг айланиш даври

$$T = \frac{2\pi r}{\vartheta} \qquad (68.12)$$



154-расм.

бўлгани учун (68.12) ифодага (68.11) ни қўйиб

$$T = \frac{2\pi m}{Be} \qquad (68.13)$$

ни ҳосил қиламиз. Демак, бир жинсли магнит майдонда зарядланган зарранинг айланиш даври солиштирма заряд миқдорига тескари бўлган катталик $\frac{m}{e}$ га ва магнит

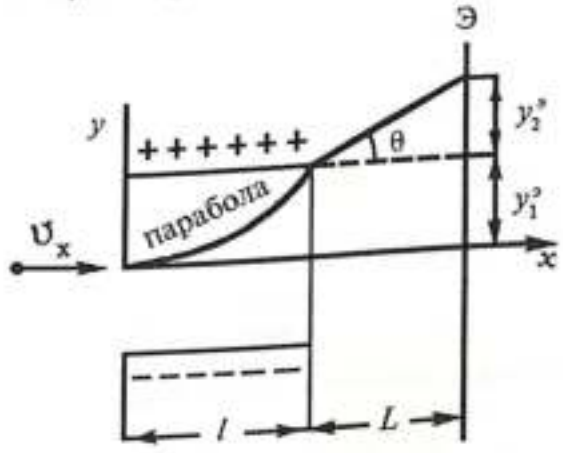
майдон индукцияси $\vec{B}$ га боғлиқ бўлиб, зарранинг тезлигига боғлиқ эмас. Агар индукция чизиқларига нисбатан тезликнинг йўналиши 90° дан фарқ қилса, у ҳолда зарядланган зарра индукция чизиғи атрофида винтсимон траектория (спираль) бўйлаб ҳаракат қилади. Циклик тезлатгичлар ёрдамида зарядланган зарраларни 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 йиғиндисидан иборат бўлади, яъни

$$\vec{F} = e\vec{E} + e\left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right] \qquad (68.14)$$

Бу муносабат *Лоренц формуласи* дейилади.

Электроннинг m массасини ёки массанинг заряд миқдорига нисбати $\left(\frac{m}{e}\text{ни}\right)$ 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 пластинкаларининг узунликлари орасидаги масофа d га, пластинкаларнинг узунлиги l га тенг деб олайлик. Ўнг томонга экран қўйилган бўлсин. Конденсатордан экрангача бўлган масофа L га тенг. Энди



155-расм.

электроннинг электр майдондаги ҳаракат траекториясини ўрганамиз.

Тезликнинг X ўқи бўйича ташкил этувчиси

$$\vartheta_x = \frac{l}{t} \tag{68.15}$$

электр майдонда ўзгармайди. У ўқи бўйича эса электр майдон таъсир қилади ва электрон бу йўналишда текис тезланувчан ҳаракатда бўлади, яъни

$$y_1' = \frac{a_y t^2}{2} = \frac{eEt^2}{2m} \tag{68.16}$$

(68.15) дан t ни (68.16) га қўйсак,

$$y_1' = \frac{eEl^2}{2m\vartheta_x^2} \tag{68.17}$$

ҳосил бўлади. Бу парабола тенгламасидир. Демак, электрон конденсатор пластиналари орасидаги бир жинсли электр майдонда парабола бўйича ҳаракатланиб, юқорига (мусбат пластинкага) тортилар экан. Электрон электр майдондан чиққандан кейин, унинг траекторияси тўғри чизиқдан иборат бўлади. Электроннинг экрандаги бу силжиши:

$$y_2' = L \operatorname{tg}\theta \tag{68.18}$$

Тўғри чизиқ параболага $x = l$ нуқтада уринма бўлганлиги учун

$$\operatorname{tg}\theta = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=l}, \tag{68.19}$$

ёки

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{eEl}{m\vartheta_x^2}. \tag{68.20}$$

(68.20) ни (68.18) га қўйсак,

$$y_2' = \frac{LeEl}{m\vartheta_x^2} \tag{68.21}$$

Электроннинг экрандаги тўла силжиши

$$y' = y_1' + y_2' = \frac{eEl}{m\vartheta_x^2}\left(\frac{l}{2} + L\right). \tag{68.22}$$

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) таъсир қилади ва у r радиусли айлана бўйлаб ҳаракат қилади. У ҳолда электроннинг магнит майдондаги силжиши

$$y_1'' = \frac{eHl^2}{2m\vartheta_x c} \tag{68.23}$$

га тенг бўлади. Бу ерда c-ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги. Электроннинг магнит майдондан чиққандан кейин силжиши

$$y_2'' = L \operatorname{tg}\theta \tag{68.24.}$$

ва

$$\operatorname{tg}\theta = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=l} = \frac{elH}{m\vartheta_x c} \tag{68.25}$$

бўлганлиги учун

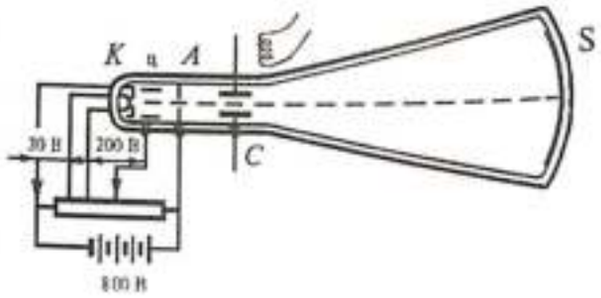
$$y_2'' = \frac{elHL}{m\vartheta_x c} \tag{68.26}$$

деб ёза оламиз. Шундай қилиб, электроннинг магнит майдондаги тўла силжиши ϑ_x га тескари пропорционал экан, яъни

$$y'' = y_1'' + y_2'' = \frac{elH}{m\vartheta_x c}\left(\frac{l}{2} + L\right). \tag{68.27}$$

Тажрибада электроннинг экрандаги тўла силжишини аниқлаб, (68.22) ёки (68.27) формулалар ёрдамида унинг массасини аниқлаш мумкин. Электроннинг $\frac{e}{m}$ солиштирма зарядини аниқлаш учун унинг бир вақтда ҳам электр, ҳам магнит майдондаги ҳаракатини ўрганиш лозим бўлади. Қуйида 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-

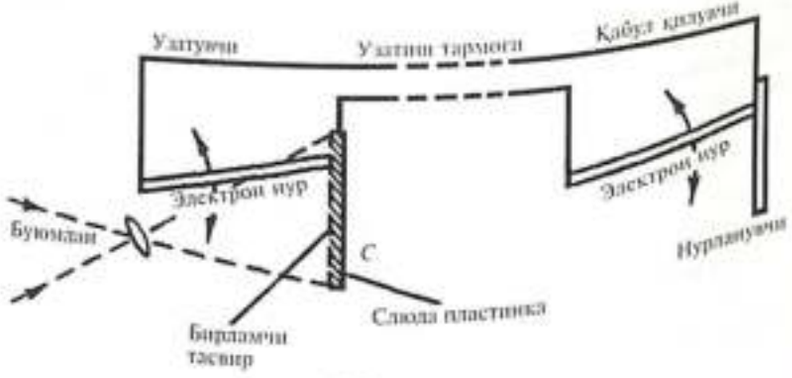


156-расм.

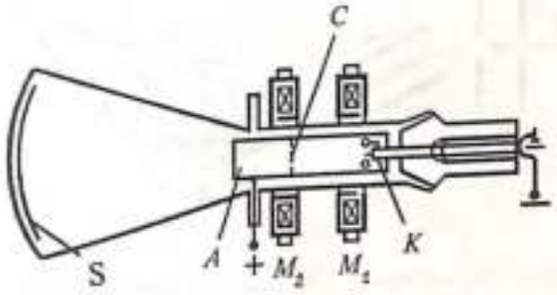
лиш йўналишини ўзгартириш учун шиша ёки кварц линзалар ишлатилса, электронларнинг ҳаракат йўналишини электр ёки магнит майдон таъсирида ўзгартириш мумкин. Бундай қурилмалар мос равишда электр ёки *магнит линзалар* дейилади.

Магнит линзалар, масалан, электрон нур трубкаларида, яъни осциллографларда қўлланилади. Ток ёки кучланишнинг тез ёки даврий ўзгаришларини қайд қилувчи қурилмалар *осциллограф* дейилади. Электрон осциллографлар ёрдамида секуднинг улушлари мобайнида юз берадиган жараёнларини ёзиб олиш мумкин. 156-расмда ҳаводаги сўриб олинган трубкадан иборат осциллографнинг содалаштирилган схемаси келтирилган.

Осциллограф трубкалари телевидение соҳасида кенг қўлланилиб, улардан узатиш пунктларида тасвирларни алоҳида нуқталарга ёйиш қабул пунктларида эса тасвирни қайта тиклаш амалга оширилади. (157-расм).



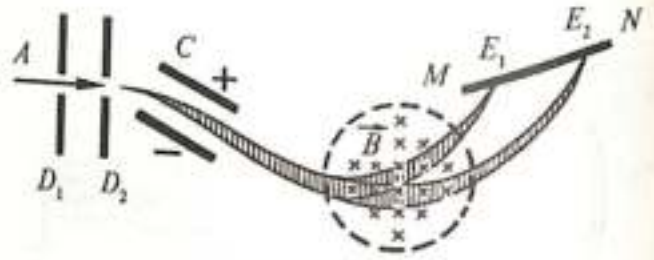
157-расм.



158-расм.

Электрон микроскоп. Оптик микроскопларда кичик буюмларнинг тасвирини катталаштириш учун ёруғлик нурларидан фойдаланилади. Электрон микроскопларда эса ёруғлик нури ўрнида вакуумда юқори энергияга эга бўлган электронлар оқимидан фойдаланилади. Бундай қурилмаларда катта тезликли электронлар олиш учун магнит линзалар қўлланилади. Магнит линза деганда, кичик тирқишли металл ғилоф ичига жойлаштирилган ва катта магнит майдонга эга бўлган соленоид тушунилади. Электрон микроскопнинг схемаси 158-расмда берилган бўлиб, унинг тархибий қисмлари: ток манбаи ёрдамида қиздирилувчи катод K, анод трубкаси A, назоратчи тўр C, иккита магнит линза M_1 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 тенг бўлади. Ҳозирги замон электрон микроскопларда буюмлар тасвирини 10^5 марта катталаштириш мумкин.

Астон масспектрографи. 1919 йили Астон (1877—1945) томонидан элементларнинг атом оғирлигини аниқловчи қурилма-масспектрограф яратилди. Бу қурилманинг сод-

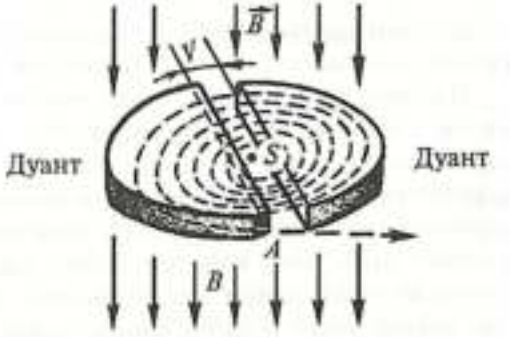


159-расм.

далаштирилган схемаси 159-расмда кўрсатилган. Мусбат ионлар дастаси A диафрагмалар D_1 ва D_2 ўртасидаги кичик тирқишлардан ўтиб, ясси 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 ўз ҳаракат йўналишидан оғиб четлашган ионлар чизма текислигига перпендикуляр бўлган бир жинсли магнит майдони $\vec{B}$ га келиб тушади ва Лоренц кучи таъсирида айланани бўлаги бўйлаб юқорига томон ҳаракатланади. Бу айланаларнинг радиуслари ионларнинг тезлигига тўғри пропорционал бўлса, уларнинг солиштирма заряд миқдорига тескари пропорционалдир ((68.11) формулага қ.). Магнит майдонда ионлар дастаси бир неча қисмга ажралади. Расмда ионларнинг иккита дастага ажралиши кўрсатилган. Магнит индукция $\vec{B}$ ни шундай танлаб олиш мумкинки, ажралган ионлар дастаси чизма текислигига перпендикуляр жойлашган MN экранда йиғилсин. Экраннинг E_1 чизиғида кичик массали, E_2 чизиғида эса катта массали ионлар тўпланади. E_1 чизиққа мос келувчи ионлар массасини, E_1 ва E_2 чизиқлар орасидаги масофани ва қурилманинг айрим параметрларини билган ҳолда E_2 чизиққа тўғри келувчи ионларнинг массасини ҳисоблаб топиш мумкин. Астон масспектрографи 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.

Қуйида биз циклик тезлатгичлардан бири-циклотроннинг тузилиши ва ишлаш принципи билан танишамиз. Циклотрон 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 $\vec{B}$ чизма текислигига перпендикуляр қўйилган. Дуантлар ўз-гарувчан U кучланишли, юқори частотали генераторга уланганлиги учун улар навбатма-навбат гоҳ манфий, гоҳ мусбат зарядланиб туради. Шунинг учун дуантлар орасидаги тирқишда ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлади.



160-расм.

Тезлатилиши зарур бўлган мусбат ишорали зарра махсус 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 айлана бўйлаб ҳаракатланади. Зарра дуантлар орасидаги тирқишга 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 тирқишга 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 айлана бўйича ҳаракат қилади. 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 электровольт 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 муҳитда жойлашган бўлса, у ҳолда магнит майдон ҳам ўзгаради. Ташқи магнит майдонга киритилган ҳар қандай модданинг озми-кўпми магнитланиши натижасида хусусий магнит майдон $\vec{B}'$ вужудга келади. Бу майдон ўтказгичдан ток ўтганда вакуумда ҳосил бўладиган магнит майдон $\vec{B}_0$ га қўшилади. Шундай қилиб, муҳитдаги натижавий магнит майдон $\vec{B}$ токли ўтказгич атрофида юзага келадиган ташқи магнит майдон $\vec{B}_0$ ва магнитланган муҳит ҳосил қиладиган ички $\vec{B}'$ майдон йиғиндисидан иборат экан, яъни:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1. \qquad (68.1)$$

Ташқи магнит майдонда магнитлана оладиган моддалар *магнетиклар* дейилади. Моддаларнинг магнитланишига сабаб улар ичида мавжуд бўлган молекуляр токлардир (64-§ га қаранг). Магнетикда ҳар қайси молекуляр ток маълум магнит моменти $\vec{P}_m$ га эга. Магнетикнинг бирлик ҳажмдаги магнит моментларининг вектор йиғиндиси магнитланиш вектори дейилади ва $\vec{J}$ билан белгиланади:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^{n} \vec{P}_m. \qquad (69.2)$$

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 қуйидагича боғланган дейиш мумкин:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \qquad (69.3)$$

бу ерда χ — модданинг магнит қабул қилувчанлиги бўлиб, модданинг табиатига ва ҳолатига боғлиқ бўлади. Агар

$$\mu = 1 + \chi \qquad (69.4)$$

белгилаш киритсак, у ҳолда μ — ўлчамсиз катталик бўлиб, муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги дейилади. μ — катталик магнетиклаги магнит майдон вакуумдаги майдондан неча марта фарқ қилишини кўрсатади. Магнит сингдирувчанлик тушунчасини киритиб, магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги орасидаги (66.4) муносабатни қуйидагича ёзамиз:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}. \qquad (69.5)$$

Шундай қилиб, изотроп магнетикларда $\vec{B}$ ва $\vec{H}$ векторлар бир хил йўналишига эга бўлиб, катталик жиҳатидан $\mu\mu_0$ катталикка фарқ қилар экан. (66.4) ва (69.5) ифодаларни бир-бирига солиштириб, 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 хулосага 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 қийматга эга бўлади ($\chi < 0$). Диамагнетиклар жумласига висьмут, сурьма, қўрғошин, 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 ташқи магнит майдон билан бир томонга йўналган бўлади. Шунинг учун ташқи 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:

$$\chi = \frac{C}{T}, \qquad (69.6)$$

бу ерда C — Кюри доимийси бўлиб, берилган модда учун ўзгармас катталикдир. Абсолют ноль температурага яқин температураларда Кюри қонунидан четга чиқиш кузатилади.

Магнит сингдирувчанлиги вакуумнинг магнит сингдирувчанлигидан кўп марта катта бўлган ($\mu >> 1$) моддалар *ферромагнетиклар* дейилади.

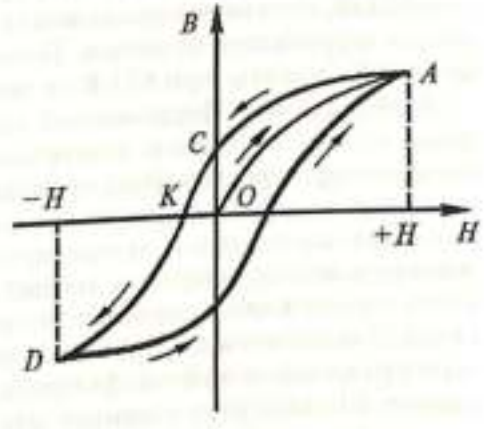
Бундай моддалар жумласига темир, чўян, пўлат, никель, кобальт ва бошқа бир қатор магнит қотишмалар

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 $\vec{H}$ орттириб борилса, магнитланиш вектори $\vec{J}$ ҳам тез суръатлар билан ортиб боради, кейин бу боғланиш заифлашади ва $\vec{H}$ нинг катта қийматларида $\vec{J}$ ўзгармай қолади, яъни тўйиниш юз беради.

2. Ферромагнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги жуда катта қийматларга эга бўлади (масалан, темир учун $\mu \approx 5000$). Бундан ташқари магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}$ ортиб борганда μ ҳам аввал ортиб бориб, максимумга эришади ва кучли майдонларда $\mu = 1$ бўлиб қолади.

3. Ферромагнетикларнинг энг асосий хусусиятларидан бири шуки, уларнинг магнитланиши аввал магнитланганлиги ёки магнитланмаганлигига боғлиқ бўлади. Магнит индукция $\vec{B}$ нинг магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}$ га боғланиши (69.5) ифодага кўра чизиқли кўринишга эга бўлиши керак эди. Бироқ тажриба $\vec{H}$ ва $\vec{B}$ лар орасида 161-расмда кўрсатилган боғланиш мавжудлигини кўрсатади. Аввал $\vec{H}$ орттанда $\vec{B}$ жуда тез ўсади, сўнгра унинг ўсиши секинлашади ва етарлича катта $\vec{H}$ да $\vec{B}$ 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 $\vec{H}$ аста-секин камайтирилса, магнитсизланиш AC эгри чизиқ бўйлаб боради. $\vec{H} = 0$ да ферромагнетик ичида қиймати OC га тенг бўлган магнит индукция сақ-



161-расм.

ланиб қолади. Бу ҳодиса *қолдиқ магнитланиш* дейилади. Қолдиқ магнитланишни йўқотиш учун тескари йўналишда *OK* магнит майдон бериш керак. *OK* кучланганлик ферромагнетикнинг *коэрцитив кучи* дейилади.

Шундай қилиб, кузатилган ҳодиса *магнит гистерезис* (кечикиш) ҳодисаси, ҳосил бўлган берк эгри чизиқ эса *гистерезис сиртмоғи* дейилади. Гистерезис сиртмоғининг юзи ферромагнетикни қайта магнитлаш жараёнида сарфланган энергияга пропорционал бўлади. Бу энергия ферромагнетикнинг ички энергиясига айланади. Шунинг учун даврий қайта магнитланишда ферромагнетикнинг қизиши кузатилади. Гистерезис сиртмоғининг юзи катта бўлган ферромагнетиклар *қаттиқ*, гистерезис сиртмоғининг 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 $T_к$ температурада парамагнетикка айланади. Магнит қабул қилувчанликининг температурага боғланиши Кюри қонунига бўйсинади:

$$\chi = \frac{C}{T - T_к}, \qquad (69.7)$$

Бу ерда $T_к$ — Кюри нуқтасига тўғри келувчи температура бўлиб, бу температурада модда ўзининг ферромагнетиклик хусусиятини йўқотади. Темир учун $T_к$ нинг қиймати 1043 К, никель учун 631 К га тенг.

Кўриб ўтилган ферромагнит хусусиятлар моддаларнинг 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 иккита ўзаро қарама-қарши параллел ва антипараллел йўналишга эга бўлиши мумкин. Электронларнинг магнит моментлари кўп ҳолларда жуфт-жуфт бўлиб, қарама-қарши йўналишгандир. Шунинг учун уларнинг магнит майдони компенсацияланган. Ферромагнетиклардаги кўшни атомлар валент

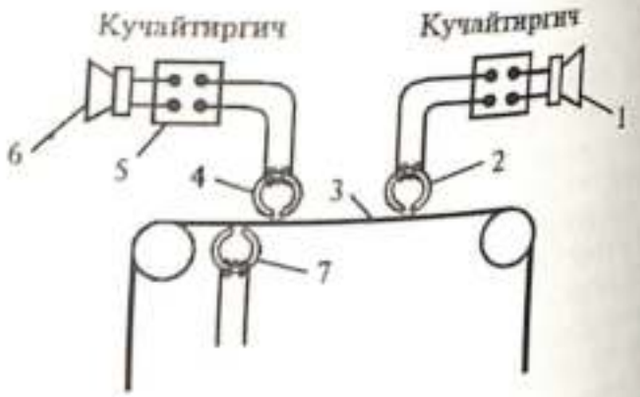
электронларини ўзаро алмаштирганликлари учун бу атомларнинг магнит моментлари параллел жойлашади, яъни моддада айрим соҳалар-доменлар ҳосил бўлади. Ташқи магнит майдони бўлмаган ҳолда турли доменларнинг магнит моментлари ҳар хил йўналишга эга бўлганлиги учун ферромагнит парчасидаги натижавий магнит моментларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг бўлади. Ферромагнетик ташқи магнит майдонга жойлаштирилганда, унинг доменлари шундай қайта магнитланадики, бунда уларнинг магнит моментлари ташқи майдоннинг индукция чизиқлари бўйлаб йўналади ва натижада ташқи майдонни кўп марта кучайтиради.

Қуйида 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 миқлордаги 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.

Ҳозирги 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 эшиттиришда фойдаланилади. 162-расмда товушни магнит тасмага ёзиб олиш схемаси кел-



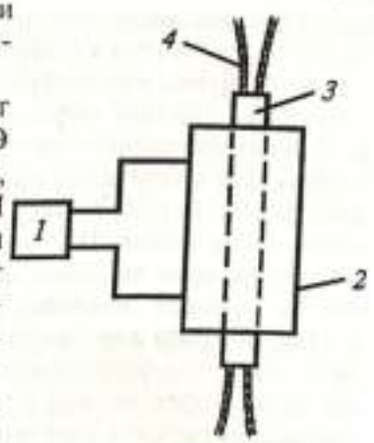
162-расм.

тирилган. Товуш микрофон *1* да электр сигналга айланиб, ёзиб олувчи каллак ўрами *2* га етиб келади. Ўрам атрофида юзага келган магнит майдон каллакни магнит тасма *3* билан контакта келтиради. Бунда тасмалаги ферромагнит зарраларида ёзиб олиниши керак бўлган товушга мос қолдиқ магнитланиш юзага келади. Шундай қилиб, магнит тасмада қолдиқ магнитизм кўринишида ёзиб олинган сигнални узоқ вақт сақлаш мумкин. Товушни эшиттириш учун магнит майдон таъсирида магнит каллак *4* магнит тасма билан уланади ва унда аввал ёзиб олинган сигнитга 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 тасмадан 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. Натижада товуш ўчирилади.

Ферромагнит магнитланганда ёки магнитсизланганда унинг ўлчамларининг ўзгариши *магнитострикция ҳодисаси* дейилади. Шу ҳодиса кузатиладиган ферромагнит материалларидан ультратовушни тарқатувчи ёки қабул қилувчи қурилмалар ясашда фойдаланилади. Бироқ, темир, никель, кобальт каби ферромагнитларда магнитострикция ҳодисаси натижасида юз берадиган узунликнинг ўзгариши жуда

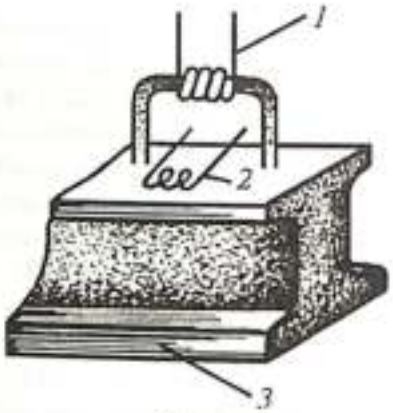
кичик миқдорни ташкил этади. Бу ҳодиса ишқорий-ер металларда кучлироқ кечади. Агар магнитланган ферромагнит моддаларга ташқи механик куч таъсир этса, у ҳолда ферромагнитикда қўшимча магнитланиш юзага келар экан. Бу ҳодиса тескари магнитострикция ҳодисаси дейилади.

Тўғри ва тескари магнитострикция ҳодисалари магнитострикцион ўзгарткичлар (преобразователлар) тайёрлашда қўлланилади. Бундай қурилмаларда юқори частотали ўзгарувчан ток генератори (*1*) дан ғалтак (*2*) га ток берилиши натижасида унинг ичида ўзгарувчан магнит майдони ҳосил қилинади (163-расм). Ғалтак 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 ўзгаради ва ўзгарувчан электр юритувчи куч юзага келади. Бундай қурилмалар *магнитострикцион қабул қилгувчилар* дейилади. Масалан, денгизлар чуқурлигини 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.



163-расм.

Магнит материалларнинг коэрцитив кучи 10^{-3} Э дан 10^5 Э гача бўлган интервалда бўлиб, улар жуда кичик ўлчамли ЭҲМ элементлари ва радиоэлектрон схемалардан тортиб, то гигант ўлчамли зарядланган зарра тезлаткичларида ва термоядро реакциялари юз берадиган қурилмаларда ишлатилади. Термоядро реакциясида газ зарралари жуда юқори температурагача



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 қидирув 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 ғилдираклари орасига электромагнит (*1*) ва унинг қутблари орасига индукцион ғалтак (*2*) жойлаштирилган (164-расм).

Агар текширилаётган рельс (*3*) да нуқсон бўлмаса, ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлмайди. Рельснинг нуқсонли жойига келганда ғалтак (*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 ғилоф ясалса, ташқи майдоннинг индукция чизиқлари қутичанинг деворлари бўйлаб ўтади, унинг ичидаги майдон йўқолади. Шундай йўл билан сезгир асбобларни Ернинг магнит майдони ва бошқа магнитланган жисмлар таъсиридан сақланади.

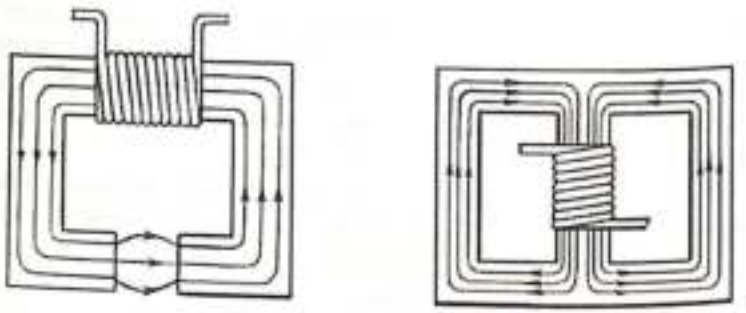
70-§. Магнит занжирлар ва уларнинг қўлланиши

Магнит индукция оқими ўтадиган магнетиклар тўплами *магнит занжири* деб аталади. Магнит оқими тармоқланмасдан бир муҳитдан иккинчи муҳитга тўлиқ ўтса, магнит индукция оқимлари кетма-кет йўналган дейилади. Магнит занжир ичида 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

$$Hl + H_1 l_1 = NI \qquad (70.1)$$

деб ёза оламиз. Бу ерда H — занжирнинг металл қисмидаги майдон кучланганлиги, H_1 — ҳаво оралиғидаги майдон кучланганлиги, l — металл занжирнинг индукция ўрта чизиғи бўйича узунлиги, l_1 — ҳаво оралиғи узунлиги, N — ўрамлар сони, I — ўрамдаги ток кучи.



а) *б)*

165-расм.

(66.9) ва (69.5) ифодалардан фойдаланиб, (70.1) ни қуйидагича ёзамиз:

$$\Phi = \frac{NI}{\frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S}}. \qquad (70.2)$$

Бу ифода берк занжир учун Ом қонуни (62.3) га ўхшайди. Шунинг учун

$$\mathcal{E}_m = NI \qquad (70.3)$$

ифода магнит юритувчи куч,

$$R_m = \frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l_1}{\mu_1\mu_0 S} \qquad (70.4)$$

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 йиғиндисига тенглигини 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 қуйидагича ёзамиз:

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}. \qquad (70.5)$$

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 тармоқланаётган ҳар бир жойда келаётган оқим катталиги шу ердан кетаётган оқимларнинг йиғиндисига тенг. Агар келаётган оқимларни мусбат, кетаётган оқимларни эса манфий деб ҳисобласак, у ҳолда ҳар бир тармоқланиш жойи учун

$$\sum_{i=1}^{k} \Phi_k = 0, \qquad (70.6)$$

деб ёза оламиз, яъни тармоқланиш жойида магнит оқимларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенгдир. (70.6) ифода тармоқланган электр занжир учун ёзилган Кирхгофнинг биринчи қондаси (63.2) ни эслатади.

165-*б* расмда келтирилган магнит занжирдан бирорта берк контурни (ўнг ёки чап қисми) ажратиб олиб, ундаги магнит оқимини ҳисобласак,

$$\sum_{i=1}^{k} \Phi_k r_{mk} = \sum_{i=1}^{k} \mathcal{E}_{mk} \qquad (70.7)$$

ифодани ҳосил қиламиз, яъни берк занжир учун магнит оқимлари билан магнит қаршиликлар кўпайтмаларининг йиғиндиси занжирдаги магнит юритувчи кучларнинг йиғиндисига тенг. (70.7) ифода Кирхгофнинг иккинчи қондаси (63.5) га ўхшайди.

Кўриб турибмизки, электр занжир учун ҳосил қилинган кўпгина қонунлар магнит занжирлар учун ҳам бажарилар экан. Бироқ бу қонунлар орасидаги ўхшашлик расрилар экан. Бироқ бу қонунлар орасидаги ўхшашлик 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 қуйидагилар билан фарқ қилади: 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.

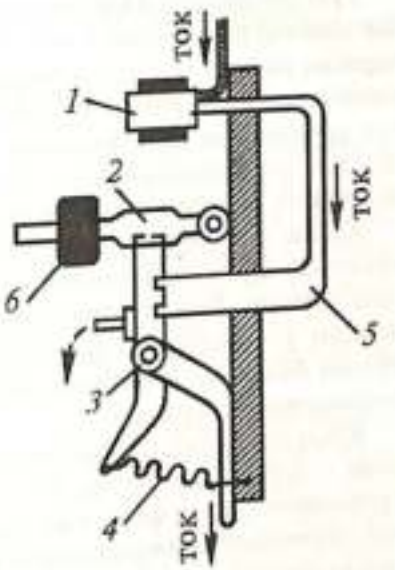
Электромагнитлар электр қўнғироқлар, телеграф аппаратлари, реле, электромагнит кранлар, динамомашиналар ,электр моторлар, электр ўлчов асбоблари, электр соатларда, шунингдек, электр станциялари, телефон ва телеграф станциялари, темир йўл линиялари, ҳамда гидростанциялардаги бир қатор автоматик бошқариш 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 бошқаришни автоматлаштириш.* Электр станцияларидаги мураккаб қурилмаларни автоматик аппаратлар ёрдамида тез ва тўғри улаш ёки қайта улаш мумкин. Автоматик бошқариш учун қуйидаги 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 бошқаришда реле энг муҳим роль ўйнайди, деган хулосага келамиз.

Мисол учун электр станцияларида қўлланиладиган максимал автоматик ўчиргичнинг тузилишини кўриб чиқамиз. Бу ўчиргич занжирда кетаётган ортиқ ток пайдо бўлганда занжирни узиб қўяди (166-расм). *4* пружина ҳамма вақт *3* пичоқни *5* вилкадан тортиб туради, бироқ *2* қулф пичоқни вилкада ушлаб туради. Қулф юмшоқ темирдан қилинган бўлиб, шундай *6* юк 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* пичоқ *5* вилкадан чиқиб кетади ва занжир узилади.



166-расм.

3. *Уруғ тозаловчи машина.* Конструкторлар томонидан яратилган электромагнит машина ёрдамида соатига 400 кг беда уруғини зарпечак уруғидан тозалаш мумкин (167-расм). Бу машинада уруғлар автоматик равишда темир кукуни билан аралаштирилади. Беданинг силлиқ уруғларига кукун ёпишмайди, сиртида майда чуқурчалари бўлган зарпечак уруғларига кукун ёпишади ва уруғлар металлашгандек бўлиб қолади.


167-расм.

Уруғлар икки новдан икки темир барабанга тушади. Бу барабанлар ичида кувватли электромагнитлар бўлиб, улар барабан тагига қўйилган идишларга барабандан эркин сирғалиб тушади. Зарпечакнинг темир кукуни 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.

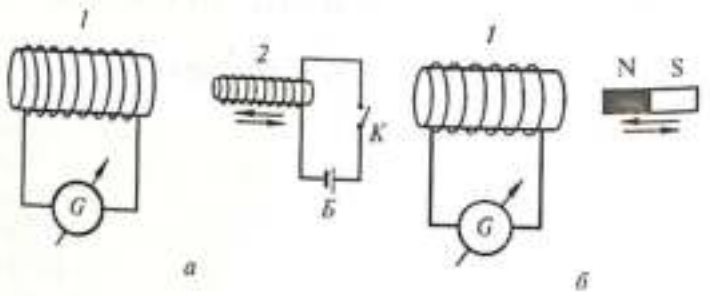
XIII боб. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ.

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 ғалтак олинади (168-*а* расм). Биринчи ғалтак (*1*) гальванометрга, иккинчи ғалтак (*2*) ток манбаига уланган бўлсин. Ғалтаклар бир-бирига нисбатан қўзғалмаса, биринчи ғалтак уланган занжирда ток ҳосил бўлмайди. Энди *2* ғалтакни *1* ғалтак ичига киритга бошлаймиз. Бунда гальванометр биринчи ғалтак занжирида ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Ғалтаклар бир-бирига нисбатан қанча тез ҳаракат қилса, ток ҳам шунчалик катта бўлади. ғалтаклар ҳаракатдан тўхтаганда ток ҳам йўқолади. Ғалтаклар бир-бирига кийдирилганида ва чиқарилганда ҳосил бўлган токларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлишини гальванометр стрелкасининг ўнгга ёки чапга оғишидан кўриш мумкин. Тажриба вақтида ғалтакларнинг қайси бири ҳаракатланиши аҳамиятга эга бўлмай, балки уларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракати муҳимдир. Ҳар иккала ғалтакни бир-бирига кийгизилган ҳолатда ҳаракатсиз қолдириб, *2*-ғалтакдаги токни *K* калит ёрдамида узиб уласак (ёки реостат қўйиб, токни ўзгартирсак), *1*-ғалтакда ток ҳосил бўлганлигини кўрамиз. Бунда *K* калитни улаш вақтида ток бир йўналишда ҳосил бўлса, калитни узишда у бошқа йўналишда бўлади. Биринчи ғалтак ичида ҳаракатсиз турган иккинчи ғалтак ичига темир ўзак киритиш ёки чиқариш вақтида ҳам *1*-ғалтакда ток ҳосил бўлганлигини кўриш мумкин.

Тажрибани бир оз ўзгартирайлик. Ток манбаига уланган иккинчи ғалтак ўрнида тўғри доимий магнит олай-



168-расм.

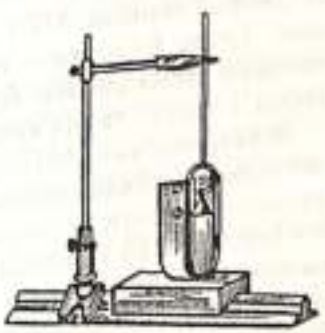
лик (168-*б* расм). Доимий магнитнинг бир учини ғалтакка кирита бошласак, гальванометр ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Магнит ҳаракатдан тўхтаганда ток йўқолади. Магнитни ғалтакдан чиқара бошласак, ғалтакда аввалги токка тескари йўналган ток ҳосил бўлади. Магнитни ҳаракатсиз қолдириб, ғалтак ҳаракатга келтирилганда ҳам юқоридаги ҳодиса такрорланади. Магнитнинг қутби 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 хулоса чиқарди. Ҳосил бўладиган индукцион токнинг катталиги магнит индукция оқими қайси йўл билан ўзгартирилганлигига боғлиқ 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 хулосага келди.

Индукцион токнинг йўналишини аниқлаш бўйича кўплаб ўтказилган тажриба натижаларини умумлаштириб, Петербург университетининг профессори Ленц 1933 йили қуйидаги қонунини яратди: *индукцион ток шундай йўналганки, унинг хусусий магнит майдони бу токни вужудга келтираётган магнит оқимининг ўзгаришига тўсқинлик қилади.* Бошқача айтганда, индукцияловчи магнит оқими кўпаяётганда индукцион токнинг хусусий магнит оқими уни камайтиришга ва аксинча, камаяётганда 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. Тақасимон магнит қутблари орасига индукцион ғалтак вазифасини бажарувчи алюминий ҳалқа маятникка ўхшатиб осиб қўйилган. Агар магнитни ҳалқага яқинлаштирсак, ҳалқа магнитдан қочади, аксинча, магнит узоқлаштирилганда ҳалқа унга эргашади. Магнит ва ҳалқанинг бир-биридан ажралишига ҳалқада юзага келган индукцион ток, Ленц қоидасига кўра, тўсқинлик қилади.

Магнит майдонда жойлашган алюминий ҳалқани бирор бурчакка оғдириб қўйиб юборсак, у худди ёпишқоқ муҳитда тебранаётгандек бирикки тебраниб мувозанат ҳолатида тўхтайди. Ленц қоидасига кўра, ҳалқанинг тебранишига индукцон кучлар халақит беради. Тебранишнинг бундай сўниши *индукцион сўниш* ёки *демпфирлаш* дейилади ва ундан кераксиз тебранишларни сўндиришда фойдаланилади. Индукцон демпфирлаш, энг аввало, кўплаб ўлчов асбобларида стрелка ёки кўзгунинг



169-расм.

вақтни кўп оладиган кераксиз тебранишларини йўқотишда қўлланилади.

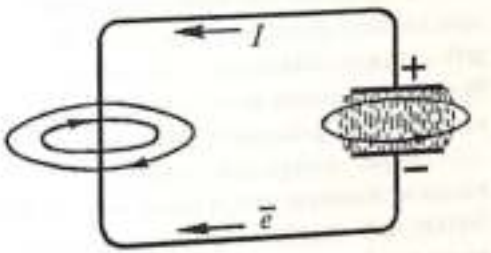
72-§. Электромагнит индукциянинг асосий қонуни

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 чизиқлари 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 оқимининг вақт бўйича ўзгаришига пропорционал эканлигини топди, яъни:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (72.1)$$

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, $\mathcal{E}_i < 0$ ва $I < 0$ бўлади. СИ бирликлар системасида Э.Ю.К. — вольтларда вақт-секундларда ва магнит оқими — веберда (66-§) ўлчанади. (72.1) ифодага кўра, магнит оқимининг 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 ўзгармас ток ўтмайди. Ўзгарувчан токнинг 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 чизиқлари ҳосил бўлади (170-расм). Максвелл назариясига 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 *силжиш токи* дейилади. Ўтказгичдаги ўзгарувчан ток конденсатордаги силжиш токи билан уланади ва занжир ёпилади. Шунинг учун электр токининг бошланиши ҳам, охири ҳам бўлмаслан, табиатда фақат берк токлар мавжуд бўлади.



170-расм.

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 қилади (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.

$$\mathcal{E}_i = \oint_L \vec{E}_B d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (72.2)$$

ифода билан аниқланади.

Электр ва магнит майдонлар бир-бири билан узвий боғланганлиги учун умумий майдон *электромагнит майдон* деб аталади. Масалан, конденсатор ва ғалтаклан иборат бўлган тебраниш контурида электр ва магнит майдонлар кетма-кет бир-бирига ўтиб туради (88-§ га 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 олими номи билан *Фуко* (1819-1868) *токлари* деб аталади. Ленц қоидасига мувофиқ, уюрмали токларнинг 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 миқдорда Жоуль-Ленц иссиқлиги (61-§ га қ.) ажралади ва бу ҳол энергиянинг беҳуда исроф бўлишига сабаб бўлади. Бундай исрофга 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 куритишда 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 қилади. 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 ўтказгич кўндаланг кесим юзаси бўйича бундай нотекис тақсимланиши *скин-эффект* ёки *сирт эффекти* дейилади. Ўтказгичнинг диаметри қанчалик катта бўлса ва ундан оқувчи токнинг частотаси қанчалик юқори бўлса, сирт эффекти шунчалик сезиларли бўлади. Жуда юқори частоталарда ток асосан ўтказгичнинг сирти бўйлаб оқади. Бу ҳолда ток оқувчи ўтказгичнинг эффектив юзаси камайганлигидан унинг қаршилиги ортади. Ўта юқори частотага мўлжалланган 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. Генераторнинг ишлаш принципи 171-расмда кўрсатилган. Фараз қилайлик, бир жинсли (B = const) магнит майдонда ясси рамка ташқи механик куч таъсирида ω = const бурчак тезлик билан ҳаракатга келтирилсин. У ҳолда (66.9) ифодага кўра юзаси S бўлган рамка орқали ўтувчи магнит оқими

$$\Phi = B_n S = BS\cos\alpha = BS\cos\omega t \qquad (72.3)$$

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:

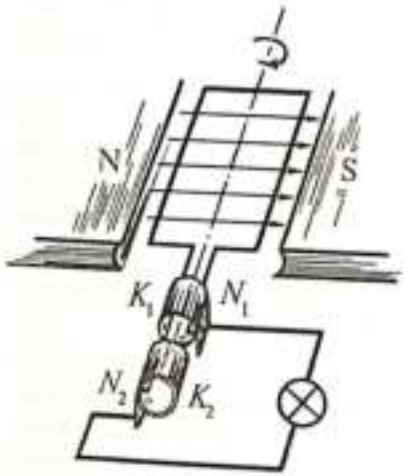
$$\mathcal{E}_n = \frac{d\Phi}{dt} = BS\sin\omega t. \qquad (72.4)$$

Агар $\sin\omega t = 1$ бўлса, Э.Ю.К. ўзининг энг катта қийматига эришади, яъни:

$$\mathcal{E}_m = BS\omega. \qquad (72.5)$$

Охирги икки ифодадан қуйидагини ёзамиз:

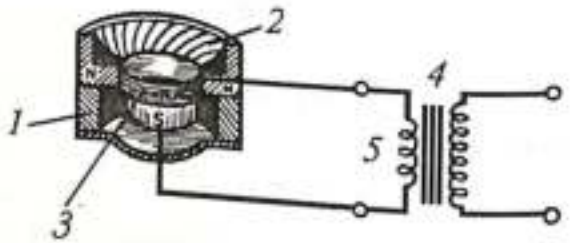
$$\mathcal{E}_n = \mathcal{E}_m \sin\omega t. \qquad (72.6)$$



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 қ.). 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* қўзғалувчан ғалтакдан иборат бўлади. Ғалтак чулғамининг учлари *4* трансформаторнинг *5* бирламчи чулғамига уланади. Товуш тўлқинлари микрофоннинг мембранасига тушганда у қўзғалувчан ғалтак билан биргаликда пастга сурилади ва магнит чизиқларини кесиб ўтади, натижада мембранада Э.Ю.К. индукцияланади. Бу Э.Ю.К. туфайли трансформаторнинг бирламчи чулғами орқали ток ўтади. Товуш



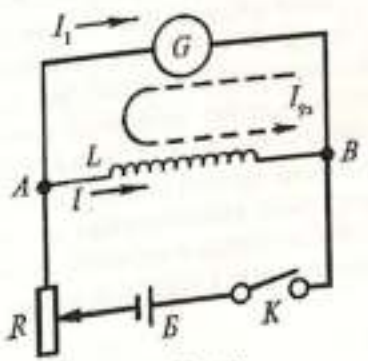
172-расм.

тўлқинлари мембранага келиб урилмаган пайтда мембрана қўзғалувчан ғалтак билан биргаликда юқорига сурилади, бунда ғалтакда Э.Ю.К. индукцияланади. Бу Э.Ю.К. трансформаторнинг бирламчи чулғамида қарама-қарши йўналишда оқадиган ток ҳосил қилади. Шундай қилиб, микрофон мембранаси товуш тўлқинлари таъсирида тебранма ҳаракатга келади. Магнит майдонда жойлашган қўзғалувчан ғалтак 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 ғалтак олинганди (168-*а* расмга қ.). Ғалтакларни бир-бирига кийдириб, токли ғалтак занжиридаги калитни узиб-улаш вақтида биринчи ғалтакка уланган гальванометр ток ҳосил бўлганлигини кўрсатарди. Индукцияловчи ғалтакдаги токни узиб-улаш вақтида магнит оқимининг ўзгариши шу ғалтак ичида 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 *Б* — ток манбаи, *R* — реостат, *K* — калит, *G* — гальванометр ва ўрамлар сони кўп бўлган *L* — ғалтакдан ташкил топган. *K* калит ёпиқ бўлганда *A* тугунда ток икки қисмга (*I* ва I_1 ларга) тармоқланади. Калит узилса, ғалтакда-



173-расм.

ги магнит оқими йўқола бошлайди ва ўзиндукция экстратоки пайдо бўлади. Бу ток *узилиш экстратоки* дейилади ва у Ленц қоидасига кўра I ток билан бир хил йўналган бўлади ва калит узоқ бўлгани учун ўзиндукция экстратоки I_1, I_2 токка қарама-қарши йўналишда гальванометрдан ўтади. Шунинг учун гальванометр стрелкаси тескари томонга оғади. Калит уланганда ҳам ғалтакда экстраток пайдо бўлади. Бу ток *уланиш экстратоки* дейилади. Уланиш экстратокининг йўналиши I токнинг йўналишига қарама-қарши бўлади. Шунинг учун бу ҳолда гальванометр стрелкасининг кўрсатиши секин-аста ошиб боради.

Ғалтакка темир ўзак киритилса, экстратоклар ортади. Бу ҳолда гальванометрни кичик лампочка билан алмаштириш 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 қиладиган магнит майдон ҳам ўзгарувчан бўлади. Бошқача айтганда, ўзгарувчан магнит индукция оқимини ўзгараётган токнинг ўзи ҳосил қилади.

Био-Савар-Лаплас қонунига кўра (66-§) берк контур бўйича оқувчи электр токини ҳосил қиладиган магнит оқими (Ф) ток кучига пропорционал, яъни

$$\Phi = LI. \qquad (73.1)$$

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 ўзага келадиган магнит оқимини тушунар эканмиз. Индуктивлик контурнинг шакли, ўлчамлари ва контур жойлашган муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ. Бирор ғалтак вакуумда жойлашганда индуктивлиги L_0, унинг ичи бир жинсли модда (масалан, темир) билан тўлдирилганда индуктивлиги L бўлса, у ҳолда

$$\mu = \frac{L}{L_0} \qquad (73.2)$$

нисбат шу муҳитнинг магнит сингдирувчанлигини беради (69-§га 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 ўзага келса, бундай контурнинг индуктивлиги 1 Гн га тенг бўлади.

Ўзиндукция ҳодисасида контурдаги токнинг ўзгариши ўзгарувчан магнит индукция оқимини ўзага келтиради. Бунинг натижасида контурда Э.Ю.К. пайдо бўлади ва у қўшимча ток ҳосил қилади. Ўзиндукция Э.Ю.К.нинг қийматини топиш учун (72.1)га асосланиб, (73.1)дан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила оламиз, яъни

$$\mathcal{E}_{i1} = -\frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dI}{dt}. \qquad (73.3)$$

Бу ифодадан контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлса, контурда ҳосил бўладиган ўзиндукция Э.Ю.К. токнинг вақт бўйича ўзгариш тезлигига пропорционал эканлиги кўриниб 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 ўзиндукция 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

$$d\Phi_{21} = L_{21}\, dI_1 \qquad (73.4)$$

катталикка ўзгаради ва иккинчи контурда

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt}. \qquad (73.5)$$

индукция Э.Ю.К.ни юзага келтиради. Худди шунингдек, иккинчи контурда токнинг dI_2 га ўзгариши биринчи контур орқали ўтувчи оқимни

$$d\Phi_{12} = L_{12}dI_1 \qquad (73.6)$$

га ўзгартиради, натижада

$$\mathcal{E}_1 = \frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt} \qquad (73.7)$$

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 муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлади.

74-§. Трансформаторлар

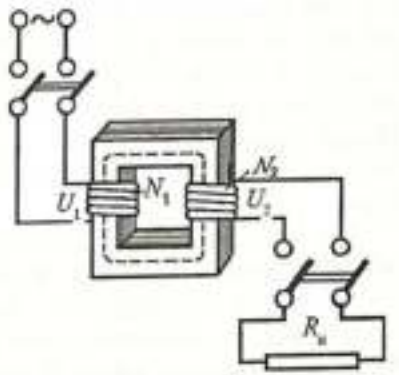
Ўзаро индукция ҳодисасига асосланиб ишлайдиган қурилмалардан бири трансформаторлардир. Трансформатор деганда, ўзгарувчан ток кучланиши ва ток кучини қайта ўзгартирадиган, икки ёки ундан ортиқ чулғамли электромагнит асбоб тушунилади. Трансформатор биринчи бўлиб 1876 йили П.Н. Яблочков (1847—1894) томонидан 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, $R_н$ истеъмолчига уланган 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 қилади. Бу оқимнинг ўзгариши иккиламчи ғалтакда $\mathcal{E}_2$ ўзаро индукция Э.Ю.К. ни, бирламчи ғалтакда эса, $\mathcal{E}_1$ ўзиндукция Э.Ю.К. ни юзага келтиради. Шундай қилиб, биринчи ғалтакдаги Э.Ю.К.:

$$\mathcal{E}_1 = \frac{d\Phi}{dt}\cdot N_1, \qquad (74.1)$$

иккинчи чулғамдаги Э.Ю.К. эса:

$$\mathcal{E}_2 = \frac{d\Phi}{dt}\cdot N_2 \qquad (74.2)$$



174-расм.

га тенг. Трансформаторнинг чулғамларига Э.Ю.К. ли участка учун Ом қонунини татбиқ қилиб кириш кучланиши учун

$$U_1 = I_1 r_1 - \mathcal{E}_1 = I_1 r_1 - \frac{d\Phi}{dt}N_1 \qquad (74.3)$$

ва чиқиш кучланиши учун

$$U_2 = I_2 r_2 - \mathcal{E}_2 = I_2 r_2 + \frac{d\Phi}{dt}N_2 \qquad (74.4)$$

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 ишлайди, шунинг учун $I_2 = 0$ ва $I_1 r_1 << \mathcal{E}_1$ деб ҳисоблаймиз. У ҳолда охирги икки ифодани ҳадма-ҳад бўлиб

$$\frac{U_2}{U_1} = -\frac{N_2}{N_1} \qquad (74.5)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Демак, иккиламчи чулғам ўрамлари сонининг бирламчи чулғам ўрамлари сонига нисбати қанча бўлса, трансформатор кучланишни шунча марта орттирар 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 деб, аксинча бўлса, *пасайтирувчи* трансформатор деб аталади. Ҳар қандай трансформаторни кучайтирувчи ҳамда пасайтирувчи трансформатор сифатида ишлатиш мумкин. Минус ишора бирламчи ва иккиламчи чулғамлардаги кучланишларининг фазалари қарама-қарши эканлигини кўрсатади.

Трансформатор ишлаши мобайнида қувватнинг қисман исроф бўлиши кузатилади. Қувват асосан Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралиб чиқишига, магнит индукция чизиқларининг ўзакдан ташқарига сочилиб чиқиб кетишига, ўзакда Фуко токларининг ҳосил бўлишига ва гистерезис туфайли ўзакнинг қайта магнитланишига сарф бўлади. Кейинги икки сабабининг ролини камайтириш учун трансформатор ўзаклари 4%гача кремний қўшилган олий даражадаги лигерланган юпқа пўлат пластинкалардан тайёрланади. Бунда пластинкалар бир-биридан лак ёки қоғоз билан изоляцияланади. 50 Гц частотали токда ишлайдиган транс-форматорларнинг ўзаги қалинлиги 0,35 ёки 0,5 мм бўлган пўлат пластинкалардан йиғилади. 500 Гц ва ундан ортиқ частоталарда ишлайдиган трансформаторларда эса пўлат пластинкаларнинг қалинлиги ~1 мм атрофида бўлади. Лигерланган пўлатнинг қаршилиги оддий пўлат қаршилигидан тахминан тўрт марта катта бўлгани учун уюрмали токларга кетадиган энергия анча камаяди.

Ҳозирги пайтда ишлаб чиқарилаётган трансформаторларнинг фойдали иш коэффициенти 98% гача боради. Шунинг учун трансформаторнинг бирламчи ва иккиламчи чулғамларидаги қувватларни бир-бирига тенг, деб ҳисоблаш мумкин, яъни:

$$U_1 I_1 = U_2 I_2 \qquad (74.6)$$

(74.5) формулани ҳисобга олсак

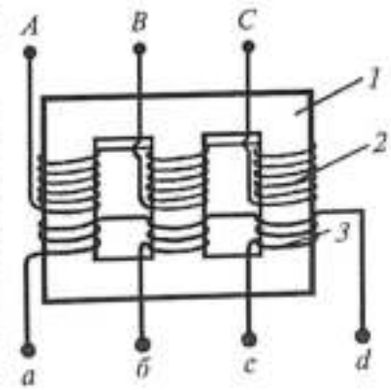
$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{N_1}{N_2} \qquad (74.7)$$

демак, трансформаторнинг иккиламчи чулғами салт ҳолатда ишлаганида бирламчи ва иккиламчи галтакларидаги ток кучи чулғамлардаги ўрамлар сонига тескари пропорционал экан.

Трансформатор иккиламчи чулғамининг тўлиқ нагрузкада берадиган қуввати трансформаторнинг *номинал қуввати* дейилади. Номинал қувват вольт-ампер ёки киловольт-ампер ҳисобида ўлчанади. Трансформаторнинг актив қуввати, яъни механик, иссиқлик, химиявий ва бошқа тур энергияларга айлантириладиган электр қуввати ватт ва киловатт ҳисобида ўлчанади. Кам қувватли трансформаторларни ҳавода совитиш етарли бўлса, катта қувватли трансформаторлар вентиляторлардан келадиган ҳаво оқими, мой ёки сув оқими ёрдамида совутилади. Трансформаторлар ишлатилишига қараб турли-туман бўлиши мумкин.

Паст кучланишли чулғами юқори кучланишли чулғамининг бир қисми бўлган трансформатор *автотрансформатор* дейилади. У пасайтирувчи ва кучайтирувчи трансформатор бўлиши мумкин. Автотрансформатор контактларидан бирининг қўзғалувчан қилиб ясалиши чиқиш кучланишини текис ўзгартириш имконини беради.

Уч фазали токни трансформациялашда қўлланиладиган трансформаторлар уч фазали трансформаторлар дейилади (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 яхшилаш мақсадида у пўлат гилоф ичидаги махсус мойга солиб маҳкамланади.



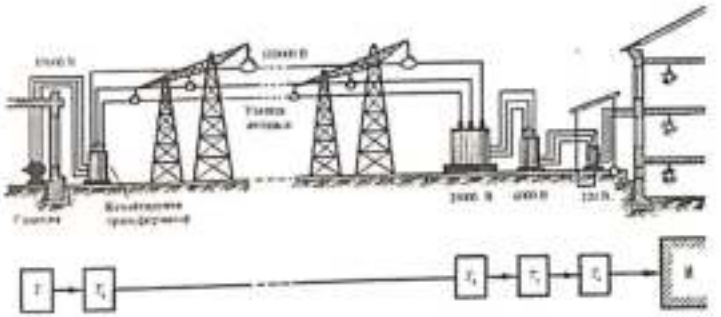
175-расм.

Радиотехникада ва автоматикада кириш ва чиқиш ғалтаклари битта эмас, балки бир нечта бўлган кичик қувватли трансформаторлар ишлатилади. Пасайтирувчи трансформаторлар электр пайвандлаш ишларида қўлланилади. Бундай трансформаторларнинг иккиламчи чулғамида қисқа туташув

токи бир неча юз амперга етиши мумкин. Иккиламчи чулғамига токни бир йўналишда ўтказадиган тўғрилагичлар уланган трансформаторлар *тўғрловчи* 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-§ охирида кўрган эдик. Механик энергия манбаи 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 узатишда маълум қийинчиликлар мавжуд. Бунда Жоуль—Ленц иссиқлиги (61-§га қ.) ажралиши 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 қиймати энергияни тежашда самара бермайди.

Электр энергияни узоқ масофаларга узатишда энергиянинг беҳуда йўқолишини камайтиришнинг иккинчи усули 1874 йили Д. А.Лачинов (1842—1902) томонидан назарий асослаб берилган эди. Бу назарияга кўра, муайян қувватни узатишда 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 қуйидагича узатиш назарда тутилган (176-расм). Ўзгарувчан ток генераторидан келаётган ток T_1 кучайтирувчи трансформаторга киради, сўнгра жуда катта кучланиш остида узатиш тармоғи бўйлаб кетади. Линиянинг иккинчи учида қўйилган бир нечта T_2, T_3, T_4 пасайтирувчи трансформаторлар ёрдамида кучланиш 127, 220 ёки 380 В гача пасайтирилади ва истеъмолчиларга узатилади. Шундай қилиб, трансформаторлар электр энергияни олис масофаларга узатиш ва бу энергияни истеъмолчиларга тақсимлашда бебаҳо қурилма экан. Ҳозирги вақтда электр энергия худди шу тарзда узатилади.

Электр энергияни саноатда қўллаш жуда юқори температуралар, ўта катта босимлар, юқори вакуум олишга ёрдам беради, буларсиз саноатнинг муҳим соҳаларидаги техник тараққиётни белгиловчи янги материаллар яратиш мумкин эмас. Саноатнинг бу соҳалари денгиз туби, ер ости, ер юзи ва космосда ишлатиладиган машина, механизм ва асбоблар яратишга имкон беради.

75-§. Генераторлар ва двигателлар

Механик энергияни электр энергияга айлантириб берувчи қурилмалар *генераторлар* дейилади. Генераторнинг ишлаш принципи электромагнит индукция ҳодисасига асосланган. Агар магнит майдонда ҳаракатлантирувчи ўтказгич бирор истеъмолчига улаб қўйилса, бу ўтказгичда ву-

жудга келган Э.Ю.К. ёпиқ занжирда ток ҳосил қилади. 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 силжиганда ўзида Э.Ю.К. ҳосил қиладиган ўтказгичлар бўлиши шарт. Шунинг учун ҳар қандай генератор икки индукцияловчи ва индукцияланувчи қисмлан 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-§ да ўзгармас магнит майдонда айланаётган рамка энг содда ўзгарувчан ток генератори эканлиги ва рамка (ўрам)да ҳосил бўладиган Э.Ю.К.нинг катталиги ва йўналиши синусоида қонунига бўйсуниши кўрсатилган эди. Ўрамда индукцияланадиган Э.Ю.К.нинг частотаси унинг магнит майдонлаги 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 кетма-кет уланади.

Биз юқорида кўриб ўтган синхрон генератор (171-расмга қ.) 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 занжирда сирпанма контактлар энергияни анчагина исроф қилади, юқори кучланишларда бундай контактларнинг 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 жойлаштирилади. 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 галтаклардан иборатдир. Одатда, уйғотиш манбаи сифатида синхрон генератор билан битта валга ўрнатилган ўзгармас ток генераторлари кенг ишлатилади ва уларда қолдиқ магнит оқимидан фойдаланилади. Ротор айланганда бу магнит оқими статор чулғамида Э.Ю.К. ҳосил қилади. Бу Э.Ю.К. статор чулғамига уланган тўғрилагич ёрдамида ўзгармас токка айлантирилиб, уйғотиш чулғамига узатилади.

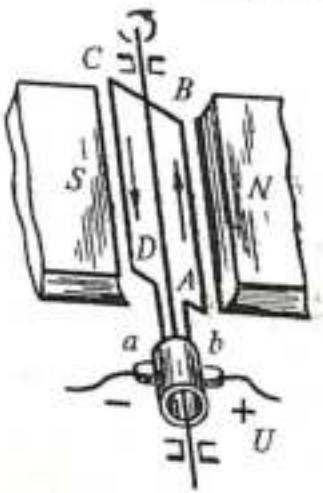
Синхрон генератор ротори ё очиқ қутбли, ё ёпиқ қутбли қилиб ясалади. Айланиш тезлиги нисбатан кичик бўлган генераторларнинг қутблари очиқ қилиб ясалади. Одатда, очиқ қутбли синхрон генераторларнинг бирламчи (уни ҳаракатга келтирувчи) двигатели сифатида секин юрувчи машиналар ҳисобланган гидравлик турбиналар хизмат қилади. 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 турзилишга 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 буғ турбиналари бажаради. Буғ 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 уйғотиш чулғами ташқи ўзгармас ток манбаига (масалан, аккумуляторлар батареясига) уланади. Ташқи энергия манбаидан 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 ҳолларгагина қўлланилади.

Ўз-ўзидан уйғонувчи генераторларда уйғотиш токини генераторнинг ўзи беради, қўшимча энергия манбаи талаб қилинмайди. Генераторда ўз-ўзидан уйғониш жараёни қолдиқ магнетизм ҳисобига юз беради. Уйғотиш чулғамининг 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.



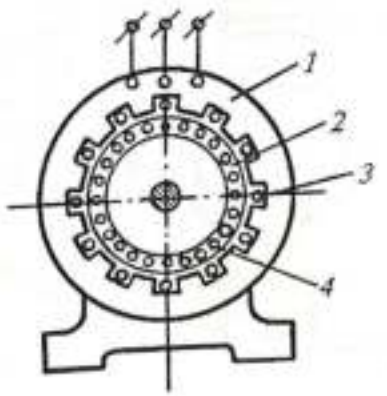
177-расм.

1834 йили Якоби (1801—1874) томонидан жаҳонда биринчи бўлиб якори айланадиган электр двигатели яратилди. Яратилган электр мотор бугмашиналаридан анча арзон 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 қайиққа ўрнатилиб, Нева дарёсида синаб кўрилган.

Электр двигателининг ишлаш принципи 177-расмда кўрсатилган. Кучли магнит (ёки электромагнит) қутблари орасидаги ўқда эркин айлана оладиган тўғри бурчакли *ABCD* рамка кўринишида ўтказгич жойлаштирилган. Ўққа бир-биридан изоляцияланадиган *a* ва *b* мис ярим халқалар маҳкамланган бўлиб, улар қўзғалувчан рамканинг учларига уланган. Ток ярим халқаларга ёпишиб турувчи икки металл пластинка (чўткалар) орқали ўтади. Токнинг магнит майдони билан доимий магнитнинг (ёки электромагнитнинг) магнит майдони ўзаро таъсирлашганда 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 қилади (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

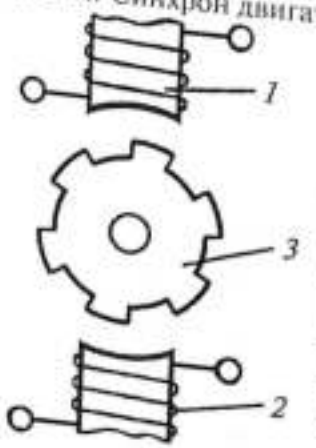


178-расм.

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 айланишлари сони n_2 магнит майдонининг айланишлари 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 айланиш 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 иборатдир.

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 тармоққа улаб бўлмайди. Двигателни ишга тушириш учун унинг роторини синхрон ёки унга яқин тезликка эришгунча тезлатиш лозим. Синхрон двигателларнинг асосий камчилиги уларга ҳам ўзгарувчан, ҳам ўзгармас ток манбалари керак бўлишидир. Ўзгармас ток ёрдамида уйғотиладиган кичик қувватли синхрон двигателлар кам қўлланилади. Кичик қувватларда ўзгармас айланиш тезлигига эришиш учун (автоматика, телемеханика, овозли кино қурилмалари ва ҳ.к.ларда) реактив синхрон двигателлар кенг қўлланилади. Бундай двигателнинг ротори очиқ қилиб ясалади.

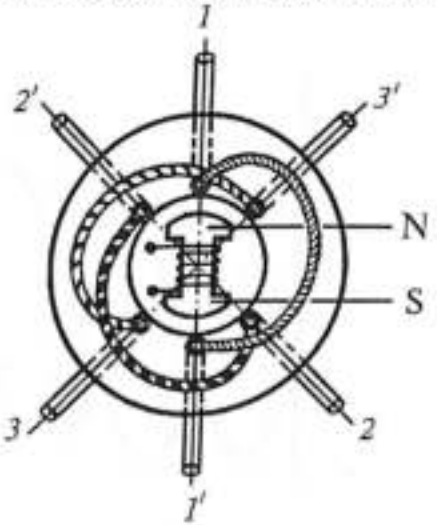


179-расм.

Уч фазали реактив двигателлар билан бир қаторда бир фазали реактив двигателлар ҳам кенг қўлланилади (179-расм). Пўлат пластинкалардан йиғилган *1* ўзакка бир фазали ўзгарувчан ток тармоғига уланадиган ва ўзгарувчан магнит оқими ҳосил қилувчи *2* уйғотиш чулғами ўралади. Ротор сиртида тишлари бўлган *3* пўлат диск шаклида ясалади. Роторнинг тишлари қутблари ролини ўйнайди, айланиш тезлиги тишлар сонига боғлиқ бўлади. Бир фазали реактив двигателни 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.



180-расм.

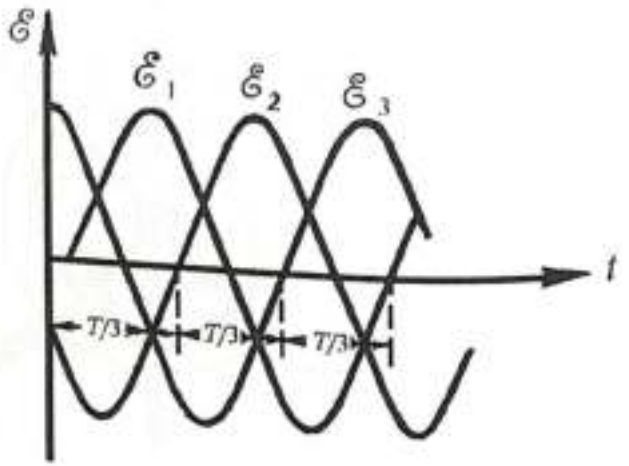
Ҳозирги вақтда электростанцияларда ўрнатилган генераторларнинг деярли ҳаммаси уч фазали генераторлардир. 180-расмда энг оддий уч фазали генераторнинг тузилиш схемаси келтирилган. Статорнинг ариқчала-

рига фазода бир-бирига нисбатан 120° силжиган учта 1 — 1′, 2 — 2′ ва 3 — 3′ галтаклар жойлаштирилган. Статорнинг ичига ўзгармас ток билан таъминланадиган икки қутбли электромагнитдан иборат ротор жойлаштирилган. Роторни бирор двигатель айлантиради. Ротор айланганда, электромагнит индукция ҳодисасига кўра, галтакларда $\mathcal{E}_0$ амплитудали ва ω доиравий частотали синусоидал ўзгарувчи Э.Ю.К. индукцияланади (72-§га қ.). Галтаклардаги Э.Ю.К.ларнинг синусоидалари бир-бирига нисбатан 120° га силжиган бўлади:

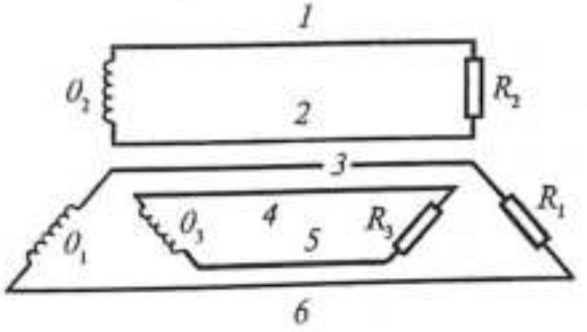
$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= \mathcal{E}_0 \sin\omega t, \\ \mathcal{E}_2 &= \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 120^\circ), \\ \mathcal{E}_3 &= \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 240^\circ). \end{aligned} \qquad (76.1)$$

Учта чулғамдаги Э.Ю.К. ларнинг вақт бўйича ўзгариши 181-расмда тасвирланган. Уч фазали генераторнинг ҳар бир ўрами ток манбаи бўлганлиги учун уларни R_1, R_2 ва R_3 ташқи қаршиликларига улаш мумкин (182-расм). Бундай уйғунлашган 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 генератор чулғамларини ва R_1, R_2, R_3 нагрузка қаршиликларини юлдуз шаклида улашдир (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 $U_л$ линия кучланиши дейилади. Учта фазанинг охирлари бирлаштирилган умумий нуқтадан (юлдузнинг ноль нуқтасидан) чиққан тўртинчи сим *ноль сим* дейилади. Учта линия симининг ҳар қайсиси билан ноль сим орасидаги $U_ф$ кучланиш *фаза кучланиши* деб аталади.

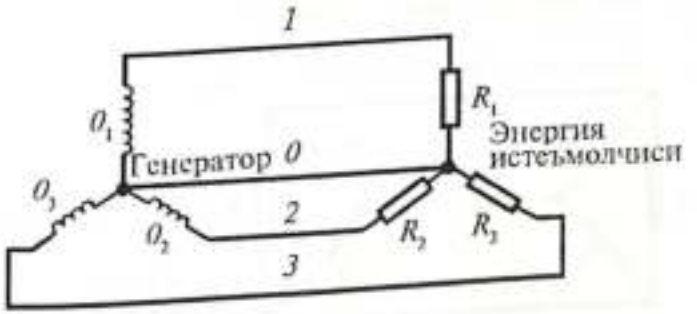


181-расм.



182-расм.

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 ($U_{ч} = \sqrt{3}U_{ф}$). $I_{ч}$ линия токи ва $I_{ф}$ фаза токи ўзаро тенг бўлади.

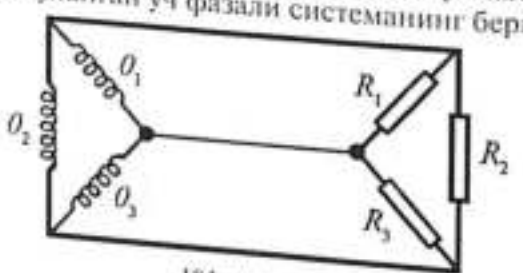
Кирхгофнинг биринчи қоидасига мувофиқ, ноль симдаги ток генератор фазаларидаги токларнинг геометрик йиғиндисига тенг бўлади. $R_1 = R_2 = R_3$ шарт бажарилганда, генератор фазаларидаги токлар ўзаро тенг ва фаза бўйича 1/3 даврга силжиган бўлади. Бу ҳолда учта фаза токларининг геометрик йиғиндиси нолга тенг бўлади:

$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3 = 0 \qquad (76.2)$$

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 бўлмаганда 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 қилади: бу контурда генератор фазаларида индукцияланган Э.Ю.К.ларнинг геометрик йиғиндисига, 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 йиғиндиси нолга тенг бўлади. Демак, ташқи нагрузка бўлмаганда учбурчак усулида уланган уч фазали системанинг берк контурида ҳеч қандай ток бўлмайди.



184-расм.

Учбурчак усулида уланганда линия симлари бир фазанинг боши бошқа фазанинг охирига бирлаштирилган нуқталарга уланади. Линия симлари орасидаги кучланиш бир фазанинг боши ва охири орасидаги кучланишга тенг бўлади. Шундай қилиб, генератор чулғамларини учбурчак усулида уланганда линия кучланиши фаза кучланишига тенг бўлади, яъни $U_{ч} = U_{ф}$. Генератор чулғамларига уланган қаршиликлар бир хил бўлганда линия токи фаза токидан $\sqrt{3}$ марта катта бўлади, яъни $I_{ч} = \sqrt{3}I_{ф}$.

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 ҳаракатидан 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 воситa тажрибаларда тасдиқлаш мумкин. 1901 йили Рике (1845— 1915) томонидан ўтказилган тажрибала 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 $3{,}5 \cdot 10^7$ 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 америкалик физиклар Тольмен (1881—1948) ва Стюарт (1828—1887) томонидан ўтказилган тажрибада жуда кўп ўрамлар сонига эга бўлган галтак махсус мослама ёрдамида айлантирма ҳаракатга келтирилган ва тўсатдан тўхтатилган. Бу вақтда гальванометр қисқа муддатли ток ҳосил бўлганлигини кўрсатган. Бунга сабаб металл ўтказгич ичида эркин ҳаракат қила оладиган зарядланган зарралар мавжуд бўлиб, галтак 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. Галтакнинг тормозланишида оқиб ўтган заряд миқдори

$$q = \frac{m}{e} \frac{\vartheta_0 l}{R} \qquad (77.1)$$

формуладан аниқланади. Бу ерда l — симнинг узунлиги, ϑ_0 — галтакнинг бошланғич 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 миқдорининг 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 хиллигидан 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 хулоса 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 ядроси, массаси $m_p = 1{,}672 \cdot 10^{-27}$ кг ва заряди электрон зарядига миқдоран тенг, лекин мусбат ишорали протон ҳамда массаси деярли протон массасига тенг, лекин зарядсиз бўлган нейтронлардан ташкил топган. Протон ва нейтронларнинг бундай тўплами *нуклонлар* дейилади. Протонлар сони бир хил бўлиб, нейтронлари билан фарқ қилувчи атомлар *изотоплар* дейилади. Бошқа атомлар билан ўзаро таъсирда бўлмаган атомдаги электронлар сони ядродаги протонлар сонига тенг бўлганлиги учун атомдаги мусбат ва манфий зарядлар миқдори бир хил бўлади. Шу сабабли, атом нейтрал система ҳисобланади. Агар атомдан бир ёки бир нечта электрон чиқиб кетса, унда мусбат заряд ортиб қолади ва шунинг учун атом мусбат ионга айланади. Аксинча, нейтрал атомга бир ёки бир неча электрон келиб қўшилса, у манфий ионга айланади.

Алоҳида олинган металл атомларининг тартибли жойлашишидан иборат бўлган кристалл панжаранинг ҳосил бўлишида ҳар бир атомнинг ташқи қобиғидаги валент электронлар ўзаро таъсирлашиб, 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 тугунларидаги 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 қонуниятларига ва идеал газ учун чиқарилган барча қонунларга 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 $1/2\ kT$ энергия мос келади. Эркин электрон учта эркинлик даражасига эга. Шунинг учун битта электронга тўғри келувчи тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{1}{2} m\overline{\vartheta_x^2} = \frac{3}{2} kT, \tag{78.1}$$

бу ерда $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К — Больцман доимийси, T — газнинг абсолют температураси, $\overline{\vartheta_t^{-2}}$ — иссиқлик ҳаракати тезлиги квадратининг ўртача қиймати.

Металларнинг классик электрон назарияси асосида ўзгармас ток учун аввал кўрилган бир қатор қонуниятларни 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 йўл узунлиги.

2. Ҳар бир тўқнашишда электрон ўзидаги энергияни кристалл панжарага тўлиқ берсин ва кейинги ҳаракатини бошлангич тезликсиз бошласин.

Металл ичида кучланганлиги E га тенг бўлган электр майдон вужудга келтирилса, ҳар бир электронга майдон томонидан

$$F = eE \tag{78.2}$$

куч таъсир қилади ва бу куч таъсирида Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра электрон

$$a = \frac{eE}{m} \tag{78.3}$$

тезланиш олади. Шунинг учун электроннинг тўқнашишдан олдинги максимал тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\vartheta_m = a\bar{t} = \frac{eE}{m}\bar{t}, \tag{78.4}$$

бу ерда $\bar{t}$ — тўқнашишлар орасидаги ўртача вақт.

Электр майдонда ҳаракатланаётган электрон бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача текис тезланувчан ҳаракат қилганлигидан унинг ўртача тезлиги максимал тезлигининг ярмига тенг бўлади:

$$\bar{\vartheta} = \frac{1}{2} \cdot \frac{eE}{m}\bar{t} \tag{78.5}$$

Иссиқлик ҳаракати ўртача тезлигининг

$$\bar{\vartheta}_t = \frac{\bar{l}}{\bar{t}} \tag{78.6}$$

ифодасидан $\bar{t}$ ни (78.5)га қўйсак

$$\bar{\vartheta} = \frac{e\bar{l}}{2m\bar{\vartheta}_t} E \tag{78.7}$$

ни ҳосил қиламиз. Агар бу ифоданинг электр майдон кучланганлигига боғлиқ бўлмаган қисмини

$$b = \frac{e\bar{l}}{2m\bar{\vartheta}_t} \qquad (78.8)$$

деб белгиласак, у ҳолда

$$\bar{\vartheta} = bE \qquad (78.9)$$

бўлади. Бу ерда b — электронларнинг бирлик электр майдонда оладиган тезлиги бўлиб, у *электронларнинг ҳаракатчанлиги* деб аталади. (78.7) муносабатни ток зичлиги учун ёзилган (59.5) ифодага олиб бориб қўйсак, қуйидагини оламиз:

$$j = \frac{ne^2\bar{l}}{2m\bar{\vartheta}_t} E \qquad (78.10)$$

Агар

$$\sigma = \frac{ne^2\bar{l}}{2m\bar{\vartheta}_t} \qquad (78.11)$$

деб белгилаш киритсак, у ҳолда

$$j = \sigma E \qquad (78.12)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бу ерда σ — металлнинг *солиштирма электр ўтказувчанлиги*. (78.11) формуладан кўринадики, металларнинг σ солиштирма электр ўтказувчанлиги уларнинг n концентрациясига ва $\bar{l}$ ўртача эркин югуриш йўл узунлигига тўғри пропорционал бўлиб, $\bar{\vartheta}_t$ иссиқлик тезлигининг ўртача қийматига тескари пропорционал экан. Температура ортиши билан заряд ташишда қатнашаётган электронлар тезлигининг тартибсиз ташкил этувчиси $\bar{\vartheta}_t$ ортиб борганлиги сабабли, металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги камайиб боради. (78.12) ифода 60-§да 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 ўтказувчанлиги σ уларнинг солиштирма иссиқлик ўтказувчанлиги 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 етарлича 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 ўтказувчанлик коэффициентининг σ солиштирма электр ўтказувчанликка бўлган нисбати ўзгармас катталик бўлиши керак. Бу қонуният 1853 йили Видеман ва Франклар томонидан тажрибада топилган бўлиб, қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \beta T, \qquad (78.13)$$

Металларнинг классик электрон назарияси асосида β коэффициентни топиш мумкин. Металларда эркин электронлар концентрацияси катта бўлганлиги учун кристалл панжара тугунларидаги ионларнинг тебранма ҳаракати тўсиқ бера олмаймиз. Бу ҳолда иссиқлик миқдори фақат эркин электронлар томонидан ташилади ва шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\chi = \frac{1}{2} nk\bar{\vartheta}_t \bar{l} \qquad (78.14)$$

(78.11) ва (78.14) ифодалардан χ/σ ни ҳисобласак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{km\bar{\vartheta}_t^2}{e^2}. \qquad (78.15)$$

Электроннинг ўртача ҳаракат кинетик энергияси абсолют температурага пропорционал эканлигини (78.1)га кўра ҳисобга олсак:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 T. \qquad (78.16)$$

Бу ифодани (25.13) формула билан солиштириб,

$$\beta = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 \qquad (78.17)$$

эканлигини топамиз. Демак, иссиқлик ўтказувчанликнинг солиштирма 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

$$\beta = 2\left(\frac{k}{e}\right)^2 \qquad (78.18)$$

ифодани топган. Бу натижа тажрибада олинган натижадан сезиларли фарқ қилади.

Классик электрон назарияга таяниб Жоуль—Ленц қонуни, металлар солиштирма 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 камчиликлардан холи эмаслигини кўрсатди. Улар ҳақида қуйида гапириб ўтамиз.

1. Металлар қаршилигининг температурага боғлиқлиги бўйича олинган натижаларни классик назария асосида тушунтиришда муайян қийинчиликлар мавжуд. (78.11) формулада иссиқлик тезлигининг ўртача қиймати $\bar{v}$, абсолют температуранинг ярмичи даражасига пропорционал. Шунинг учун σ солиштирма электр ўтказувчанликка тескари бўлган катталик ρ — солиштирма электр қаршилик $\sqrt{T}$ га пропорционал бўлиши керак. Бироқ 60-§ да келтирилган тажриба натижаларига кўра, солиштирма қаршилик абсолют температуранинг биринчи даражасига пропорционал. Тажрибалар шуни кўрсатадики, абсолют температуранинг кичик қийматларида кўпчилик металларнинг солиштирма 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 сиғими унинг кристалл панжараси иссиқлик сиғими ва электрон газининг иссиқлик сиғими йиғиндисидан иборат бўлиши керак. Молекуляр кинетик назарияга кўра, бир атомли газнинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими $C_v = 3R$ бўлиши керак. Бу Дюлонг ва Пти қонуни (41-§) бўлиб, R ни *универсал газ доимийси* дейилади. Металлардаги электронларнинг хаотик ҳаракатига тўғри келадиган иссиқлик сиғими $\frac{3}{2}R$ га тенг бўлганлигидан, умумий иссиқлик сиғими $4{,}5R$ га яқин бўлиши керак. Лекин тажриба металларнинг иссиқлик сиғими $3R$ га тенг эканлигини кўрсатади. Бошқача айтганда, металларда ҳам диэлектриклардаги сингари Дюлонг-Пти қонуни ўз кучини сақлайди. Металл ичида мавжуд бўлган электронлар булутининг иссиқлик сиғимига таъсир кўрсатмаслик сабабини классик назария тушунтириб беролмайди. Бундан ташқари, жуда паст температураларда қаттиқ жисм иссиқлик сиғимининг нолгача камайиб кетиши ҳам бу назарияда тушунарсиздир.

3. (78.11) формуладаги $\bar{l}$ ўртача 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 ичида мавжуд бўлган электронларнинг тақсимоти ва ҳаракати классик механика қонунларига эмас, балки квант механикаси қонунла-

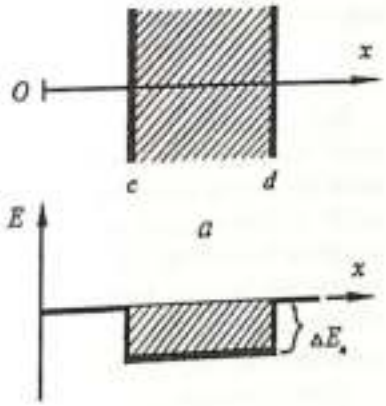
рига бўйсунади. Эркин электронлар концентрацияси катта бўлганда ва паст температураларда бу назариялар берадиган натижалар орасидаги фарқ ортиб боради.

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 таъсирлашмайди 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 зарил ташувчи зарраларни киритиш керак.

Ўтган параграфда металл ичида ҳар лоим маълум миқлорда эркин электронлар мавжудлигини кўрдик. Бу электронлар ҳудди 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 таъсир 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



185-расм.

штрихланиб кўрсатилган тўртбурчак металл парчасидан ташқарида электроннинг потенциал энергияси нолга тенг деб қабул қилинса, у ҳолда металл ичидаги потенциал энергия манфий бўлади. Бошқача айтганда, металл ичида мавжуд бўлган эркин электронларни бирор потенциал ўрада жойлашган деб тасаввур қилиш мумкин (185-*б* расм). Электронни чуқурлиги ΔE_n га тенг бўлган потенциал ўрадан чиқариш учун қандайдир А иш бажариш керак. Бу иш электроннинг металлдан *чиқиш иши* дейилади. Чиқиш ишининг металлнинг табиатига ва металл сиртининг тоза-лигига боғлиқ бўлади. Металл сиртидан ташқарига чиқкан электронлар сиртдаги мусбат ионорали ионлар таъсирида бўлганлиги учун узоққа кета олмайди ва металл сиртида "электронлар булути"ни ҳосил қилади. Шундай қилиб металл сиртини қопламаларидан бирида мусбат ионорали ионлар, иккинчисида эса манфий зарядли электронлар булути жойлашган конденсатор деб қараш мумкин. Бу конденсаторнинг ичида электр майдон ўзгариши ва электроннинг металлдан чиқишига тўсқинлик қилувчи бирор φ потенциалнинг мавжудлиги муқаррардир. Бу потенциал чиқиш иши билан қуйидагича боғланган:

$$A = e\varphi, \qquad (79.1)$$

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 ичидаги эркин электроннинг кинетик энергияси потенциал ўра чуқурлигидан катта бўлса, электрон металлдан чиқа олади, аксинча бўлса, чиқа олмайди, яъни:

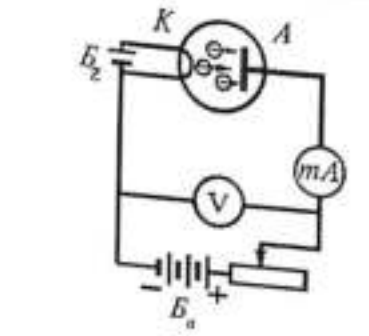
$$\frac{1}{2}mv^2 \geq \Delta E_n \qquad (79.2)$$

ёки

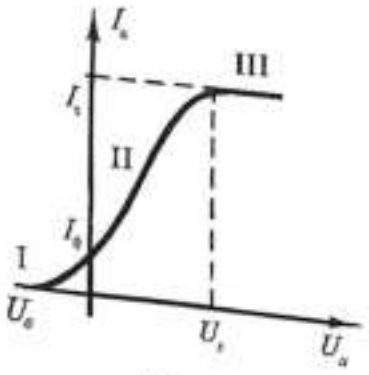
$$\frac{1}{2}mv^2 \geq A. \qquad (79.3)$$

Бу шарт электроннинг *металлдан чиқиш шарти* дейилади. Одатда, электроннинг металлдан чиқиши иши бир неча электрон вольтни ташкил этади. Хона температурасида электроннинг иссиқлик ҳаракатига тўғри келувчи энергия бор-йўғи $kT = 0{,}026$ эВ га тенг, холос. Нормал шароитда металл ичидаги эркин электронларнинг энергияси чиқиш ишидан анча кичик бўлганлиги сабабли, электронларнинг металлдан чиқиши кузатилмайди.

Электронларни металлдан чиқариш учун уларга ташқаридан қўшимча энергия бериш керак. Электронларнинг ташқи энергия ҳисобига металлдан чиқиш жараёни *электрон эмиссия ҳодисаси* дейилади. Металлни қиздирганда ундан эркин электронларнинг учиб чиқиш 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 *иккиламчи электрон эмиссия* дейилади.



а



б

186-расм.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини ичига иккита электрод жойлаштирилган ва ҳавоси сўриб олинган шиша баллон (диод) ичида кузатиш мумкин (186-*а* расм). Ток манбаи ($Б_а$) 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 $Б_т$ ток манбаи ёрдамида қиздирсак, ундан электронлар отилиб чиқиб, катод атрофида муайян электронлар булутини ҳосил қилади. $Б_а$ ток манбаининг мусбат қутби анодга, манфий қутби катодни уланса, аноддан катодга томон сирида катоддан отилиб чиққан электронлар анодга томон ҳаракатланади ва занжир ёпилади. Ҳосил бўлган анод токини миллиамперметр кўрсатади.

186-*б* расмда $I_а$ анод токининг анод ва катод орасидаги $U_а$ кучланишга боғланиш графиги берилган. Бу график *вольт-ампер характеристика* дейилади. Характеристиканинг манфий қийматларига мос келади. $U_а = 0$ бўлганда учта қисмдан иборат деб қараш мумкин. I қисм кучланиш анод занжирида $I_ф$ токнинг бўлиши ажаблантириши мумкин. Катоднинг қизиши натижасида отилиб чиққан 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 $U_ф$ тескари потенциал бериш керак бўлади.

Вольт-ампер характеристиканинг иккинчи (II) қисмида токнинг кучланишга қараб тез суръатда ортиб бориши кузатилади. Бунда электр майдон ортиб борган сари тобора кўпроқ электронлар анодга етиб бора бошлайди. Характеристиканинг бу қисмида токнинг кучланишга боғланиши қуйидаги қонуниятга бўйсунади:

$$I = CU^{3/2} \qquad (79.4)$$

Бу боғланиш Богусловский-Ленгмюр формуласи ёки "3/2 қонуни" деб юритилади. Бу ерда C — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент.

Характеристиканинг учинчи қисми (III) кучланишнинг $U_т$ дан катта қийматларида кузатилади. Анод потенциалининг бундай катта қийматларида ($U > U_т$) катоддан вақт

бирлигида отилиб чиқаётган электронларнинг деярли ҳаммаси анодга етиб боради ва шунинг учун тўйиниш токи $I_т$ ортмай қолади.

80-§. Икки электродли ва уч электродли электрон лампалар

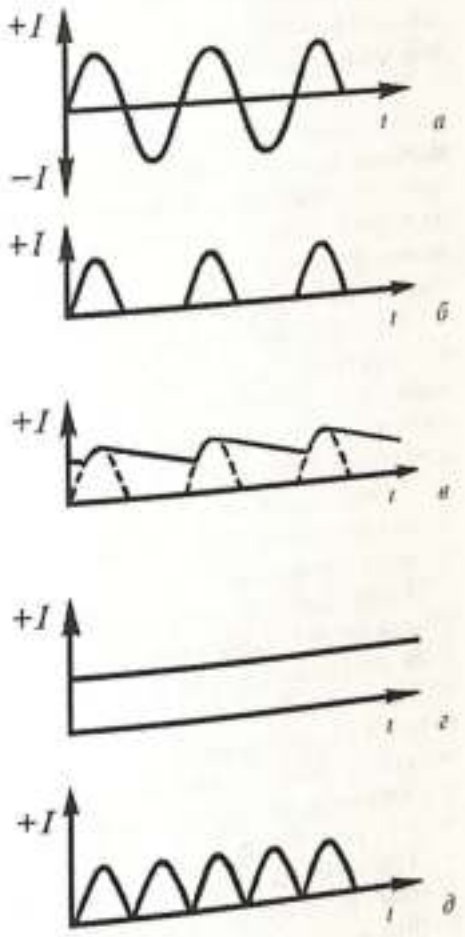
Ўтган параграфда ҳавоси сўриб олинган ҳамда ичига анод ва катод жойлаштирилган қурилмани икки электродли электрон лампа деб номладик. Электронлар манбаи бўлган катод, одатда, вольфрамдан ясалади. Вольфрамдан ясалган катод етарли миқдорда электронлар чиқариб бериши учун 2000°С гача қиздирилиши керак. Бунга катта қувват талаб қилинади. Шунинг учун вольфрамли катод юқори кучланишли 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°Сга тенгдир.

Катодлар бевосита ва билвосита чўғланувчи катодларга бўлинади. Бевосита чўғланувчи катодларда катод симининг ўзидан электр токи ўтиши натижасида у қизийди. Бундай катодларнинг камчилиги шундан иборатки, чўғланма толани қиздириш учун фақат ўзгармас ток манбаи керак бўлади. Шу сабабли, билвосита чўғланадиган катодлар кўп қўлланилади.

Электрон лампанинг аноди ток манбаининг мусбат қутбига, катоди манфий қутбига уланганда, чўғланган катоддан отилиб чиққан электронларнинг анодлан катодга томон йўналган электр майдон таъсирида анодга етиб бориши сабабли занжир ёпилади, яъни лампадан ток ўтади. Ток манбаининг қутблари 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 нагрузка занжирида ток бўлмайди, мусбат ярим даврларда эса бу занжирда барқарор йўналишли ток ҳосил бўлади (187-*б* расм). Йўналишини ўзгартирмай фақат сон қийматини ўзгартириб турувчи бундай ток пульсланувчи ток деб аталади. Давр давомида ўзгарувчан токнинг фақат биргина ярим тўлқини ўтадиган бундай тўғрилаш *битта ярим даврли тўғрилаш* дейилади.



187-расм.

Токнинг пульсланишини камайтириш ва уни катталиги ҳам ўзгармас бўлган токка айлантириш учун силлиқловчи фильтрлар қўлланилади. Фильтр сифатида нагрузка 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-

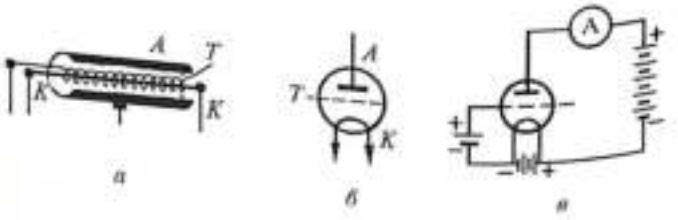
так (дроссель) ҳам бўлади. Шунинг учун нагрузка қаршилигида вақт ўқига деярли параллел бўлган ўзгармас ток ҳосил бўлади (187-*г* расм).

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 тўғриланлан ҳосил бўлган ток силлиқловчи фильтрдан ўтгач, занжирда 187-*г* расмда тасвирланган ўзгармас ток вужудга келади.

Диоднинг анод ва катод электроллари орасига яна битта электрод киритилса, *уч электродли электрон лампа* ҳосил бўлади. Чўғланиш толаси *К* ни ўраб олган *Т* спираль *тўр* дейилади (188-*а* расм). Чўғланиш толаси К билан тўрни ўраб олган А 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 католга нисбатан потенциалига қараб, катоддан учиб чиққан электронларнинг анодга етиб боришига ё ёрдам беради, ё тўсқинлик қилади. Агар тўрнинг потенциали нолга тенг бўлса, у ҳолда анолга етиб борувчи электронлар сони тўр бўлмаган ҳолдаги қийматига деярли тенг бўлади.

Тўр катодга жуда яқин жойлашгани учун ундаги потенциалнинг озгина ўзгариши ҳам электронларнинг ҳаракатига жуда кучли таъсир кўрсатади. Тўр потенциалининг катталиги ва ишорасига қараб, анод ва катод орасидаги



а *б* *в*

188-расм.

электр майдон кучланганлиги 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 аноодидаги 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 равишда ўзгариши *триоднинг анод характеристикасини* беради. Бу характеристикадан анод кучланишининг мусбат қийматларида кузатилиб, тўр характеристикасидан тикроқ жойлашган бўлади. Тўр потенциали ортганда анод характеристикалари анод потенциалининг камайиш томонига силжийди.

Триодни характерловчи асосий катталиклар — кучайтириш коэффициенти, характеристиканинг тиклиги ва ички қаршиликдир.

Катодни қиздириш натижасида отилиб чиққан 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 таъсир этувчи U_a натижавий кучланишни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$U_a = U_T + DU_a, \qquad (80.1)$$

бу ерда D — тўрнинг сингдирувчанлиги бўлиб, ҳар доим $D < 1$ бўлади. Тўрнинг сингдирувчанлиги лампанинг тузилишига боғлиқ: тўр қанча қалин ва катодга яқин жойлашган бўлса, D шунча кичик бўлади.

Тўрнинг сингдирувчанлигига тескари бўлган

$$K = \frac{1}{D} \qquad (80.2)$$

катталикка *триоднинг кучайтириш коэффициенти* деб аталади. Лампанинг кучайтириш коэффициенти анод токи ўзгармас бўлганда анод кучланишини ўзгаришининг тўр кучланишини ўзгаришига нисбати билан аниқланади:

$$K = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_T}. \qquad (80.3)$$

Тўр характеристикасининг тиклиги анод кучланиши ўзгармас бўлганда тўр кучланиши 1 В га ўзгарганда анод токининг қанча миллиамперга ўзгаришини кўрсатади:

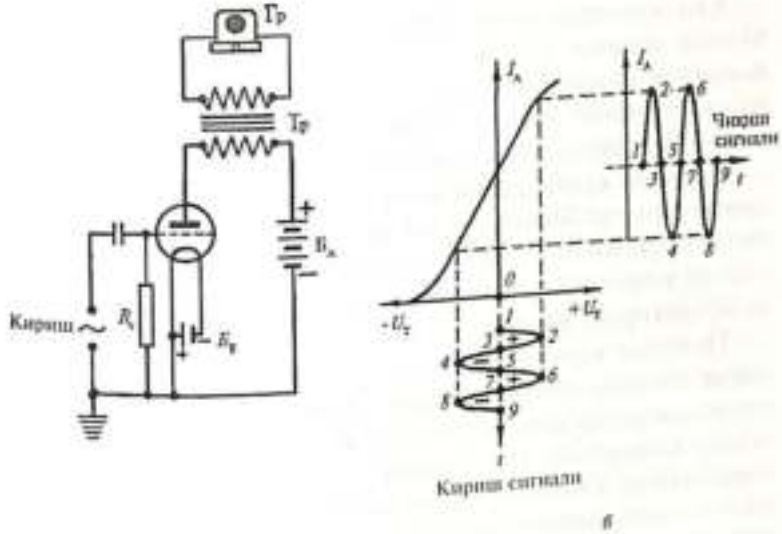
$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_T}. \qquad (80.4)$$

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:

$$R_i = \frac{U_a}{I_a}. \qquad (80.5)$$

Электр тебранишларни кучайтиришнинг энг оддий схемаси 189-*а* расмда келтирилган. Бу схема триод, $Б_a$ анод батареяси, $Б_т$ чўғлантириш батареяси, $R_к$ қаршилик ва $Тр$ чиқиш трансформаторидан ташкил топган. Масалан, кучайтиргичнинг кириш қисқичларига электромагнитли адаптер (товуш олгич), чиқиш қисқичларига эса радиокарнай уланган бўлсин. Бу схема бўйича тузилган кучайтиргич қуйидагича ишлайди. Граммофон пластинкаси айланганда адаптернинг ниначи пластинканинг эгри-бугри ариқчаларида



189-расм.

силжийди. Бунинг натижасида адаптернинг ғалтагида товуш частотали ўзгарувчан кучланиш индукцияланади ва бу кучланиш триоднинг тўри билан катодига берилади. Тўрдаги ўзгарувчан кучланиш триоднинг анод токи кучини ўзгартиради. Натижада лампада кучайтирилиб, радиокарнай ғалтагидан оқаётган ток овоз частотасига мос равишда ўзгарди 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 ғалтагидан ўтиб ундан овоз чиқаради.

189-*б* расмда кучайтириш жараёнининг график тасвири берилган бўлиб, триоднинг тўр характеристикаси ёрдамида анод занжиридаги I_a ток кучи $U_т$ тўр кучланишининг ўзгариш частотаси билан қандай ўзгариши кўрсатилган. 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 бўлмай қолади. Сигнални кўпроқ 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 қилувчи алоҳида босқичлар коэффициентлари кўпайтмасига тенг. Шундай қилиб, кучсиз электр тебранишларини электр лампалар ёрдамида ўн, юз, минг ва миллион марта кучайтириш мумкин.

Триодлар ҳар хил частотали ўзгарувчан ток ҳосил қиладиган лампали генераторларда ҳам кенг қўлланилади. Лампали генератор анод батареясининг ўзгармас ток энергиясини ўзгарувчан ток энергиясига айлантириб берувчи қурилмадир. Конденсатор ва галтакдан иборат бўлган тебраниш контурининг ҳар бир тебранишида йўқотган энергиясини даврий тўлдириб туриш учун триоддан фойдаланилади. Триодлар электр занжирни электр сигнали таъсирида улайдиган, ажратадиган ва алмаштириб улайдиган релеларда, шунингдек, ўлчов жараёнларини автоматлаштиришда ҳам қўлланилади.

Электрон лампалар бажарадиган вазифасига қараб, кўп тўрли бўлишлари ҳам мумкин. Масалан, тетрод — тўрт электродли лампа бўлиб, унинг тўри триодникидек 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 жадаллаштиради. Кучайтириш коэффициенти учун ёзилган (80.3) формуладаги ΔU_a ошади, $\Delta U_т$ 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 катта 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 қилади. Натижада тетрод характеристикаси бузилади. Бу ҳодиса *динатрон эффект* дейилади.

Тетрод ишида зарарли 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 анoддан уриб чиқарилган иккиламчи электронларни итариб орқага қайтаради ва натижада экранловчи тўрда керaксиз ток ҳосил бўлмайди. Ҳимоя тўри лампа характеристикасини яхшилайди, шу сабабли, пентоднинг кучайтириш коэффициенти тетродникидан анча катта бўлиб, бир неча мингга етади.

81-§. Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги

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 қилади (50-§ га қ.). Кристалларининг 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 қуйида 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 қ.). Бундай кристаллар *монокристаллар* деб юритилади. Монокристалл бир марказдан ўсган кристалларидир. Эритмадан кристалл олиш жараёнида кристалланиш марказлари кўп бўлса, ҳосил бўлган кристалл *поликристалл* бўлади. Биз кўпроқ монокристал-

лар ва улар асосида тайёрланадиган қурилмалар ҳақида мулоҳаза юритамиз.

Қаттиқ жисмлар ўзларининг электр хоссаларига кўра уч синфга ажралади: металлар, ярим ўтказгичлар ва диэлектриклар. Металларнинг электр ўтказувчанлиги анча катта бўлади, диэлектриклар эса токни деярли ўтказмайди. Улар оралиғида кичик электр ўтказувчанликка эга бўлган моддалар — ярим ўтказгичлар мавжуд. Металлар билан ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги бир-биридан фақат катталик жиҳатидан эмас, балки сифат жиҳатдан ҳам фарқланади. Масалан, температура ошганда металларнинг электр ўтказувчанлиги камаяди, ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги эса ортади. Ёруғлик таъсирида металларнинг электр ўтказувчанлиги ўзгармайди, аммо ярим ўтказгичларники кўп марталаб ўзгариб кетиши мумкин.

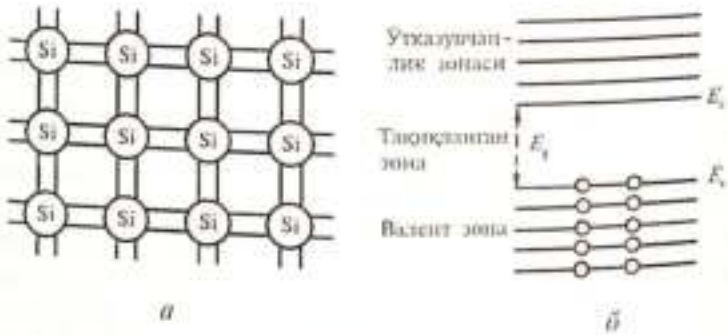
Модлани ташкил этган атомлардаги электронлар ихтиёрий энергияга эга бўлмасдан, дискрет қийматларни қабул қилади. Изоляцияланган атомда ҳар бир ҳолат энергетик схемада битта энергетик сатҳни ташкил қилади. Квант механикаси тушунчалари асосида қаттиқ жисмлар учун ишлаб чиқилган зоналар назариясига кўра, 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 кўтарилиб, ўз энергиясини ошириши ва тезлиги йўналишини ўзгартириши, яъни электр токини ҳосил қилишда қатнашиши мумкин. Металларда юқориги зона ярмисигача тўлган бўлиб, у *ўтказувчанлик зонаси* дейилади; бу зонадаги электронлар эркин электронларнинг ўзгинасидир. Зонадаги сатҳлар сони атомлар сонига тенг, ҳар бир сатҳда квант механикасидан маълум бўлган Паули қонунига асосан иккитагача электрон бўлиши мумкин. Бундан металлнинг ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар сони атомлар сонига тенг бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Эркин электронлари кўп бўлгани туфайли металлар яхши ўтказгич бўлади. Температура ўзгарганда металлдаги эркин электронлар сони ўзгармайди, аммо уларнинг ҳаракатчанлиги ўзгариши мумкин. Шу сабабли, температура ўзгарганда металларнинг электр ўтказувчанлиги бир оз ўзгаради.

Тўла тўлган энергия зонаси 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 моддадир. 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 зонаси юзага келади. Абсолют ноль температурала 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 ичида тартибсиз кезиб юриши мумкин. Бундай электронларнинг эркин ҳолатга ўтиши натижасида атом боғланишда бўш ўрин юзага келади (191-*а* расм). Зоналар тилида айтганда, валент зонанинг юқориги чегараси E_v яқинидаги электронларнинг бир қисми ўтказувчан зонага ўтиб олади ва унинг пастки энергияси E_c яқинидаги энергетик сатҳларни қисман тўлдиради (191-*б* 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 тўлдирилган 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 қолдирган ўринлар *ковaклар* дейилади. Ковaклар мусбат зарядга эга бўлганликлари учун ташқи электр майдон йўналишида ҳаракатга келади. Ўтказувчан зонала 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 ковaклар ток ҳосил қилишда қатнаша оладилар. Умуман айтганда, ярим ўтказгичларда икки турдаги эркин заряд ташувчилар — электронлар ва ковaклар мавжуд бўлганлиги учун электр ўтказувчанлик

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \qquad (81.1)$$

кўринишда ифодаланади, бу ерда n — электронларнинг ва p — ковaкларнинг 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 ўтказувчанлик *хусусий ўтказувчанлик* дейилади. Хусусий ярим ўтказгичларда ўтказувчан зонадаги эркин электронлар концентрацияси n валент зонада ҳосил бўлган ковaклар концентрацияси p га тенг бўлганлиги учун (81.1) формулани қуйидагича ёзамиз:

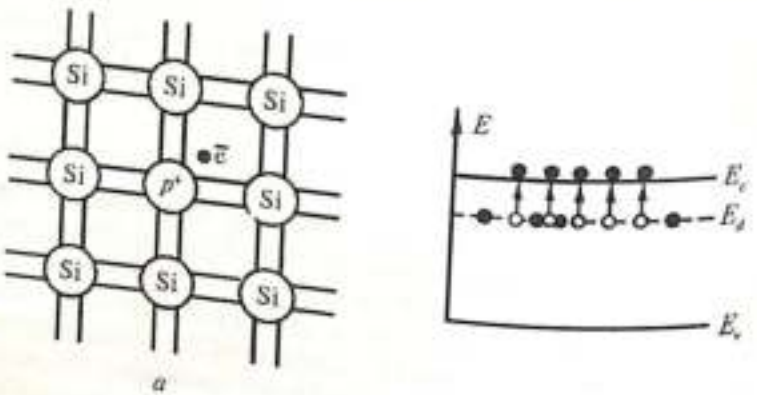
$$\sigma = en(\mu_n + \mu_p). \qquad (81.2)$$

Одатда, μ_p ковaклар ҳаракатчанлиги μ_n электронлар ҳаракатчанлигидан 2-3 марта кичик бўлади. Буни тушуниш учун ковaкларнинг валент зоналаги ҳаракати қуйидагича 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. Томошабинининг биттадан қатор оллинга қараб силжишила бўш ўрин орқага қараб эстафетали ҳаракат қилади, деб ҳисоблаш мумкин. Худди шунингдек, валент зонада ҳам аслида элек-трон бир атомдан иккинчи атомга ташқи электр майдон йўналишига қарши йўналишда сакраб ҳаракат қилади, бироқ валент зонада электрон ўрнида қолган мусбат ишорали ковак майдон йўналишида ҳаракатланади, деб қараш қулайдир. Ковакларнинг ҳаракати эркин бўлмай, балки эстафетали бўлганлиги сабабли, уларнинг ҳаракатчанлиги ўтказувчан зонадаги эркин электронлар ҳаракатчанлигидан кичик бўлади.

Табиатда идеал тоза кристалл учрамайди. Кристаллларда бошқа элементларнинг атомлари, кристалл панжаралаги 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 кристаллнинг ўзидан фойдаланилмайди. Кристалл қандай мақсадда ишлатилишига қараб, у ёки бу элемент атомлари керакли миқдорда киритилади. Аралашмалар кристалл панжарада



а *б*

192-расм.

асосий атомлар ўрнини эгаллаши ёки атомлар орасига жойлашиб олиши мумкин.

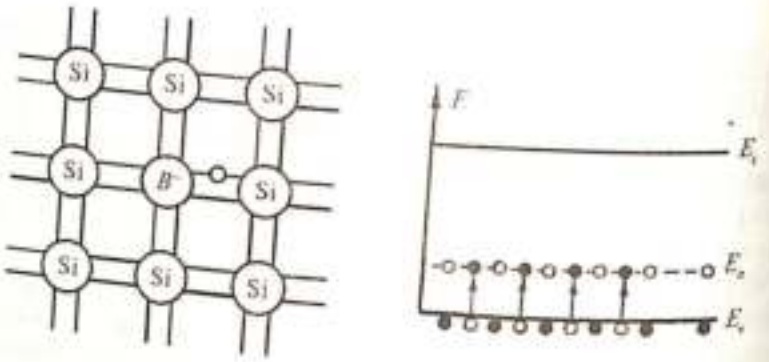
Тушуниш осон бўлиши учун яна кремний кристалини олайлик. Кристалл панжарада кремний элементининг бир дона атоми ўрнини V группа элементларидан бирининг атоми, масалан, фосфор атоми эгалласин (192-*а* расм). Фосфор беш валентли бўлгани учун атрофдаги тўртта кремний атоми билан боғланишга киради ва битта 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 қилади. Уларнинг қолдирган бўш ўрни ҳаракатсиз мусбат ион бўлиб, электр ўтказувчанликда 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 ўтказувчанлик *электрон ўтказувчанлик* дейилади. Бундай ярим ўтказгичлар *электрон* ёки *n-тип ярим ўтказгичлар* дейилади. Электрон ярим ўтказгичларда $p << n$ бўлгани учун (81.1) дан

$$\sigma_n = en\mu_n \qquad (81.3)$$

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-



а *б*

193-расм.

рял ташишда иштирок этади. Бундай ярим ўтказгичларда $n << p$ бўлгани учун (81.1) дан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\sigma_p = e_p \mu_p \qquad (81.4)$$

Электр ўтказувчанлиги ковaклар ҳисобига юз берадиган ярим ўтказгичлар *p-тип ярим ўтказгичлар* дейилади. Ковaклар ҳам электронлар каби массага, зарядга (мусбат) ва бошқа ўзига хос 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 ўқи 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 тенг 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 тенг, йўқ бўлса, 0 га тенг. Электронни бирор энергетик ҳолатда топиш эҳтимоли 1/2 га тенг бўлган энергетик сатҳ *Ферми сатҳи* дейилади. Бундан $T = 0$ К температурада турган хусусий ярим ўтказгичда Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашган бўлиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Табиийки, Ферми сатҳи n-тип ярим ўтказгичда тақиқланган зонанинг юқори ярмида жойлашса, p-тип ярим ўтказгичларда унинг пастки ярмида жойлашади.

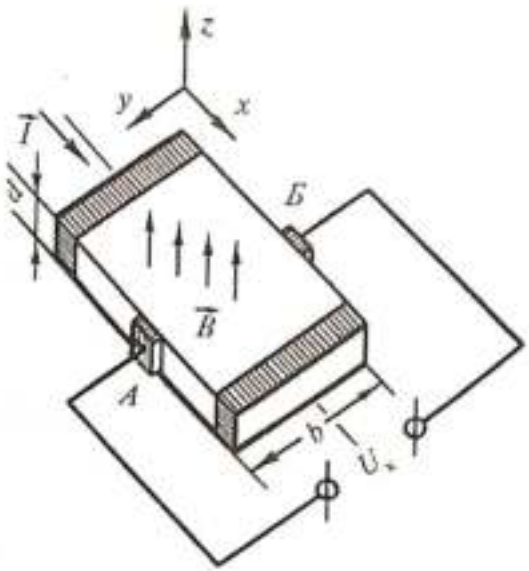
82-§. Металларда ва ярим ўтказгичларда Холл эффекти

Моддага электр ва магнит майдонларнинг бир вақтда таъсир этиши натижасида кузатиладиган ҳодисаларга *гальваномагнит ҳодисалар* дейилади. 1879 йили америкалик физик Э. Холл (1855—1938) томонидан олтин пластинкада очилган эффектнинг моҳиятини тушуниб олиш мумкин. Тўғри параллелопипед шаклида бўлган ўтказгичдан 194-расмда кўрсатилган йўналишда I ўзгармас ток оқаётган бўлсин. Битта эквипотенциал сиртда жойлашган A ва $Б$ нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи нолга тенг бўлади. Агар ўтказгич йўналиши ток йўналишига перпендикуляр бўлган ва магнит индукцияси $\vec{B}$ га тенг бўлган майдонга киритилса, у ҳолда A ва $Б$ нуқталар орасида U_x потенциаллар фарқи юзага келади. Бу ҳодиса *Холл эффекти*, ҳосил бўлган потенциалга эса *Холл потенциали* дейилади.

Тажрибалар шуни кўрсатадики, токка перпендикуляр йўналишда юзага келадиган U_x Холл потенциали $\vec{B}$ майдон индукциясига, ўтказгичдан ўтувчи I ток кунчига тўғри пропорционал бўлиб, ўтказгичнинг магнит майдон йўналишидаги d қалинлигига тескари пропорционал бўлади, яъни

$$U_x = R\frac{IB}{d}. \qquad (82.1)$$

Бу ерда R — ўтказгичнинг табиатига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у *Холл доимийси* дейилади.



194-расм.

Холл эффектининг 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 тўпланади. Натижада ўтказгич ичида кўндаланг йўналган E_x электр майдон юзага келади. Бу майдон томонидан ҳар бир электронга eE_x куч таъсир этади. Электроннинг магнит майдонда ўз йўналишидан оғиши бу кучлар тенглашгунга қадар, яъни

$$eE_x = e\vartheta B \qquad (82.2)$$

бўлгунча давом этади. Бу ифоланинг ҳар икки томонини ҳажм бирлигидаги электронлар сони n га кўпайтирайлик. У ҳолда

$$enE_x = en\vartheta B \qquad (82.3)$$

га эга бўламиз, бу ерда $en\vartheta = j$ – ток зичлиги. Иккинчи томондан, ток зичлиги

$$j = \frac{I}{bd} \qquad (82.4)$$

эканлигини ҳисобга олсак,

$$E_x = \frac{1}{en}\frac{IB}{bd} \qquad (82.5)$$

бўлади. Кўндаланг йўналишдаги электр майдон кучланганлиги билан Холл потенциали орасидаги

$$E_x = \frac{U_x}{b} \qquad (82.6)$$

муносабатни ҳисобга олиб, Холл потенциали учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$U_x = \frac{1}{en}\frac{IB}{d}. \qquad (82.7)$$

Бу ифодани (82.1) билан солиштириб

$$R = -\frac{1}{en} \qquad (82.8)$$

эканлигига ишонч ҳосил қиламиз. 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) формулани келтириб чиқаришда ўтказгич ичидаги барча электронлар ϑ ўртача тезлик билан ҳаракат қилади, 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 қуйидагича ёзамиз:

$$R = -\frac{r}{en}. \qquad (82.9)$$

Шундай қилиб, тажрибада Холл потенциалини ўлчаб, (82.7) ва (82.9) ифодалардан фойдаланиб ток ташувчи зарраларнинг ишораси ва концентрациясини аниқлаш мумкин экан. Бундан ташқари, ток зичлиги учун ёзилган (59.5) ва (60.6) ифодалардан фойдаланиб

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{env}{E} = en\mu \qquad (82.10)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ифодани (82.8)га қўйсак, қуйидаги муҳим боғланишни оламиз:

$$\mu = \sigma R. \qquad (82.11)$$

Демак, электроннинг ҳаракатчанлиги солиштирма электр ўтказувчанликнинг Холл доимийсига кўпайтирилганига 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 компенсациялайди. Бу ҳолда Холл доимийси қуйидаги ифодадан аниқланади:

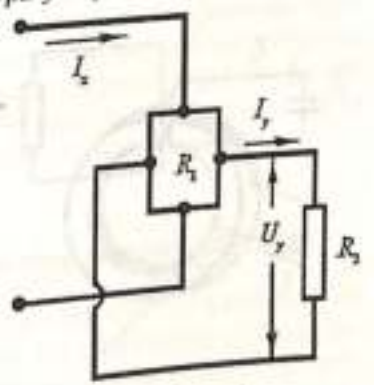
$$R = \frac{r}{e}\frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{\left(p\mu_p + n\mu_n\right)^2}. \qquad (82.12)$$

Бу ердан кўриниб турибдики, ярим ўтказгичлаги ҳаракатчан электрон ва коваклар концентрацияси ҳамда уларнинг ҳаракатчанлиги бир-бирига тенг бўлса, Холл потенциали ҳосил бўлмайди.

Шундай қилиб, Холл эффекти ёрдамида металлардаги ва аралашмали ярим ўтказгичлардаги заряд ташувчиларнинг ишорасини, уларнинг концентрациясини ва ҳаракатчанлигини аниқлаш мумкин экан. Бу маълумотларга эга бўлиш моддада электр токининг табиатини тушунтириш имкониятини беради. Шу боисдан бир вақтнинг ўзида ҳам солиштирма электр ўтказувчанликни, ҳам Холл потенциалини ўлчаш мақсадга мувофиқдир.

Холл доимийсини 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 эффектига 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 ўтказувчанликнинг катта қийматларига эга бўлиши, шунингдек, бу катталикларнинг температура ўзгаришига заиф боғланган бўлиши талаб қилинади. 195-расмда R_2 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.

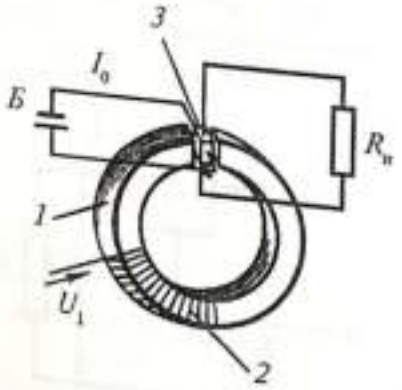


195-расм.

Холл датчиги жойлашган магнит майдонининг 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 занжирларидаги ток кучини аниқлаш мумкин. Ҳозирги вақтда электрохимия, металлургия, пайвандлаш техникаси ва бошқа соҳаларда ишлатилувчи қурилмаларда ток кучлари ярим ўтказгичли датчиклар ёрдамида ўлчанади. Булар 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 датчигини волноводлар ичига жойлаштириб, частотаси 3000 МГц гача бўлган электромагнит тўлқинларнинг қувватини аниқлаш мумкин. Шунингдек, электр машиналарнинг тор ҳаво қатламида ҳосил қиладиган 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 кучланишни ўзгарувчан кучланишга алмаштириш мумкин экан. Холл эффекти асосида ишловчи детекторлар вольт-ампер характеристикасининг координата бошидан ўтувчи тўғри чизиқдан иборат бўлиши улардан чизиқли модулятор ёки детектор сифатида фойдаланиш имкониятини беради. Ярим ўтказгич намунасидан кўплаб гармоник тебранишлар мажмуасидан



196-расм.

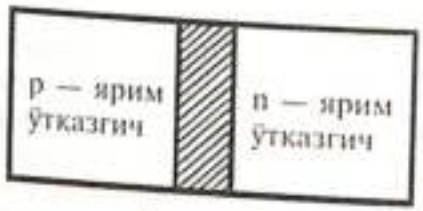
иборат бўлган ўзгарувчан ток оқаётган бўлса, магнит майдонининг частотасини ўзгартириш билан чизиқли детектор ёрдамида керакли ток тебранишини ажратиб олиш мумкин. Холл эффекти асосида бу вазифани бажарувчи детекторлар *анализаторлар* дейилади. Ушбу қўлланма муаллифи шу усулни қўллаб, бир қанча металл ва ярим ўтказгич моддаларнинг қаттиқ ва суюқ фазаларидаги 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 генерацияларда фойдаланиш мумкин. Холл датчиги 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 бетилувчи I_0 ток ўтказилади. Ярим ўтказгичли датчикда ҳосил бўладиган Холл потенциали $R_н$ 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 эффектига 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 вазифаларининг 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-

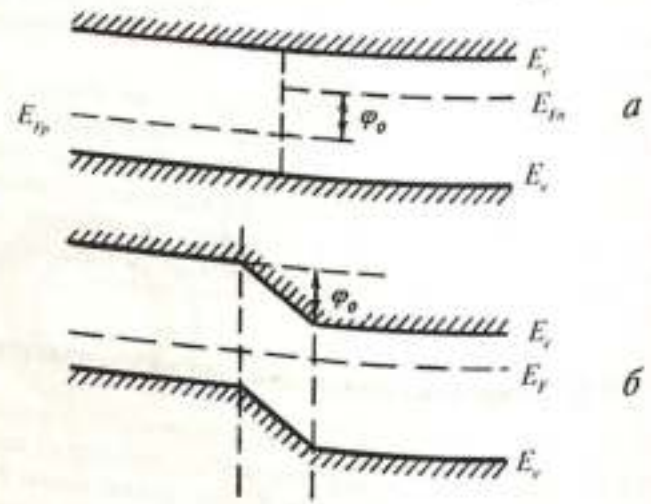


p — n-ўтиш

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 контактга келтирилганда *n*-соҳадан *p*-соҳага электронлар, аксинча йўналишда эса коваклар ўта бошлайди. Электрон ва коваклариниг 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 айирмаси юзага келади, *p-n* ўтишнинг *p* қисмида электронлар, *n* қисмида эса коваклариниг ҳажмий заряд соҳаси ҳосил бўлади. Бу зарядларни ясси конденсатор қопламала-

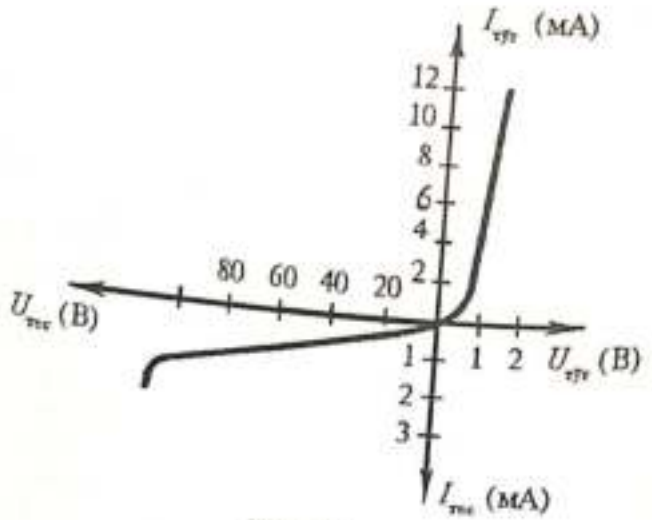


198-расм.

рида тўпланадиган зарядларга қиёслаш мумкин. *p-n* ўтиш чегарасида тўпланган мусбат ва манфий зарядлар орасида *n* — соҳадан *p* — соҳага томон йўналган ички электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдон электронларнинг *n* соҳадан *p* соҳага ва коваклариниг, аксинча, йўналишда ўтишига тўсқинлик қилади. 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-n* ўтишнинг *p* қисмига мусбат, *n* қисмига манфий кучланиш берилса, у ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги пасайиб, ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги камаяди. *p-n* 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-n* ўтишдаги потенциал тўсиқ баландлиги ортади, ҳажмий заряд соҳаси кенгаяди. *p-n* ўтишнинг бундай уланиши тескари уланиш дейилади. *p-n* ўтишга берилган тескари кучланиш таъсирида асосий заряд ташувчилар ярим ўтказгичнинг ичкарисига қараб итарилади ва ҳажмий зарядлар соҳаси кенгаяди. Асосий бўлмаган зарял ташувчиларнинг *p-n* ўтишдаги оқими тескари токни вужудга келтиради.

Ишлаш принципи *p-n* 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 характеристикаси 199-расмда келтирилган. Графикдан ток ва кучланиш орасида чизиқли бўлмаган боғланиш кўриниб турибди. Характеристиканинг яққолроқ бўлиши мақсадида тўғри ва тескари ток ҳамда кучланиш эгри чизиқлари ҳар хил масштабларда чизилган. Графикдан кўринаяпки, диод клеммаларидаги 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

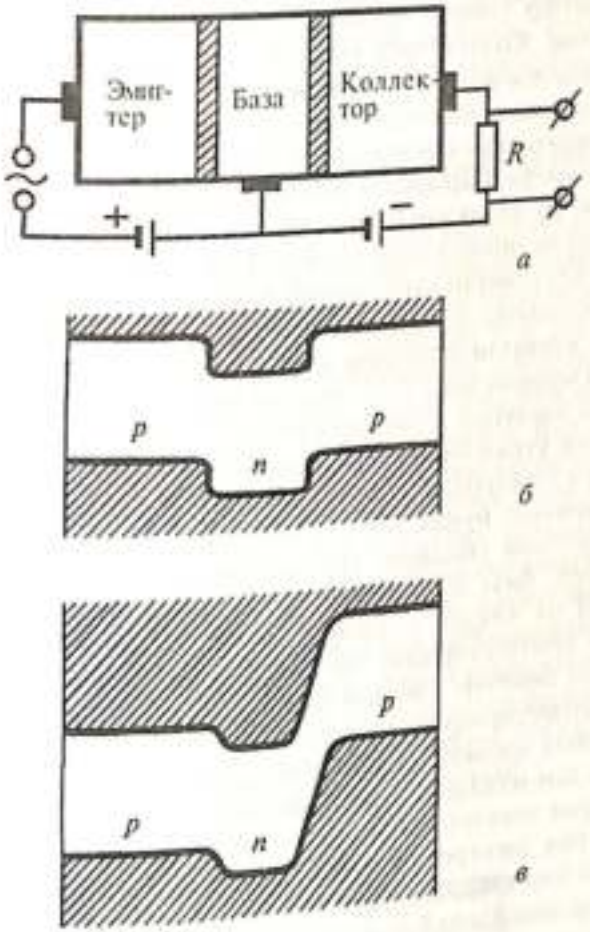


199-расм.

вақтда ярим ўтказгичли тўғриловчи диодлардан ташқари "алмаштирувчи" диодлар, стаблитронлар, варикаплар ва туннел диодлари ишлатилади.

Транзисторлар иккита *p-n* ўтиш хоссаларига асосланган бўлиб, *p-n-p* ёки *n-p-n* структурали бўлади. Улар тайёрланишига қараб ясси ёки нуқтавий бўлиши мумкин. Ҳозирги вақтда асосан ясси транзисторлар ишлаб чиқарилади. Транзисторлар ишчи частотасига қараб паст (3 ÷ 30 МГц), юқори (30÷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 ўтказувчанлиги икки четки соҳаларнинг электр ўтказувчанлигига қарама-қарши бўлади. Транзистор актив режимда ишлаётганида битта *p-n* ўтишга тўғри кучланиш берилиб, иккинчи *p-n* ўтишга тескари йўналишли кучланиш берилган бўлади. 200-*а* расмда *p-n-p* структурага эга бўлган ясси транзисторнинг актив режимда занжирга уланиш схемаси кўрсатилган.



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 орттирилиши натижасида база соҳасига киритилган ковакларнинг бир қисми базада рекомбинацияланади, бир қисми эса база-коллектор ўтишига етиб боради. Бу ковоклар база — коллектор ўтишидаги тескари токнинг ортишига олиб келади. Коллектор ўтишга ва унга кетма-кет уланган қаршиликка берилаётган кучланиш анча катта қийматга эга. Демак, транзистор ёрдамида келаётган кичик қувватли сигналли катта қувватли сигналга айлантириш мумкин экан. Бу — транзисторларни кучайтиргич сифатида ишлатиш мумкинлигини кўрсатади.

Ярим ўтказгичли транзисторларнинг ишлашини вакуумли уч электродли электрон лампаларга (80-§ 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.

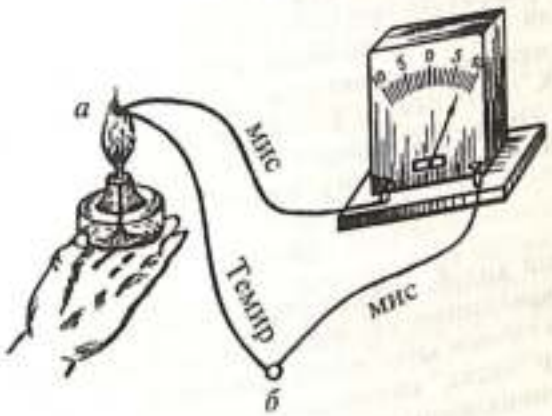
Транзисторлар фақат электр сигналларини кучайтиришга хизмат қилмай, балки генерациялаш ва коммутациялашга ҳам мўлжалланган. Транзисторлардан фойдаланиш интеграл электрониканинг ривожланишига олиб келди. Интеграл электроникада ярим ўтказгичнинг битта кристалида бир вақтнинг ўзида кўплаб миқлор транзисторлар ва улар орасидаги боғланишлар ясалиб, улар етарлича тугал интеграл микросхемадан иборат бўлади.

Ярим ўтказгичли диод ва транзисторлар 80-§ 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 арзонлиги 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 келтирсак, 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 келадиган электр ҳодисалари *термоэлектрик ҳодисалар* дейилади. Термоэлектрик ҳодисаларга учта ҳодиса — Зеебек, Пельтье ва Томсон эффектлари киради.

1. ***Зеебек эффекти.*** 1821 йили немис физиги Зеебек (1770—1831) қуйидагича 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 ёрламида 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 эффекти* 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:

$$\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2). \qquad (84.1)$$

Бу ерда α — термо-Э.Ю.К. коэффициенти бўлиб, температура 1 К 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 учларининг температура фарқи 1 К бўлганда пайдо бўладиган термо Э.Ю.К. дифференциал термо-Э.Ю.К. дейилади, яъни:

$$\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT}. \qquad (84.2)$$

Шундай қилиб, иккита ўтказгичдан берк занжир тузиб, пайвандланган учларидан бирини совуқ қолдирган ҳолда иккинчиси қиздирилса, занжирда ток орта бошлар экан. Агар "иссиқ" контактнинг потенциали "совуқ" контакт потенциалидан катта бўлса, α — дифференциал термо-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 — константан металлар жуфтлигида 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 ажралиши ёки ютилишини тажрибада аниқлади. Бу ҳодиса *Пельтье эффекти*, ажралиб чиққан ёки ютилган иссиқлик *Пельтье иссиқлиги* дейилади. Ўзаро контактга келтирилган ўтказгичлар системасидан ўтувчи токнинг йўналиши ўзгартирилса, эффектнинг ишораси ҳам ўзгаради. Пельтье эффектида ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ток кучига ва токнинг ўтиш вақтига пропорционал бўлади, яъни:

$$Q_{12} = \Pi_{12} It. \qquad (84.3)$$

Бу ерда Π_{12} — Пельтье коэффициенти бўлиб, контактдан бирлик заряд миқдори оқиб ўтганда ажралиб чиқадиган ёки ютиладиган (Π_{21}) иссиқлик миқдорини характерлайди.

3. ***Томсон эффекти.*** 1856 йили Томсон (1824—1907) ўзларида температуралар ҳар хил бўлган ўтказгич ёки ярим ўтказгич бўйлаб электр токи ўтказилганда Жоуль—Ленц иссиқлигига қўшимча иссиқлик ажралиши ёки ютилишини назарий аниқлади. Кейинчалик тажрибада исботланган бу ҳодиса *Томсон эффекти* деб юритилди. Бу эффектда ажралувчи иссиқлик миқдори ток кучига, температура градиентига ва ўзгармас ток ўтиб турган вақтга тўғри пропорционал, яъни

$$dQ = \tau Itd T, \qquad (84.4)$$

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 аниқлашда жуда кўп қўлланилади. Температурани ўлчаш учун иккита металл симдан ясалган термопалардан ёки термоэлементлардан фойдаланилади. Симлар контакт жойларидан кавшарланади ёки пайвандланади. Термопаранинг электр юритувчи кучи аввалдан ўлчанган бўлиб, симлар чинни найларга жойлаштирилган бўлади. Бир контактни муайян T_0 температурали муҳитга, масалан, эриётган музли идишга, иккинчисини T температураси ўлчаниши керак бўлган соҳага жойлаштирилади. 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°С 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 термопаралардаги 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.

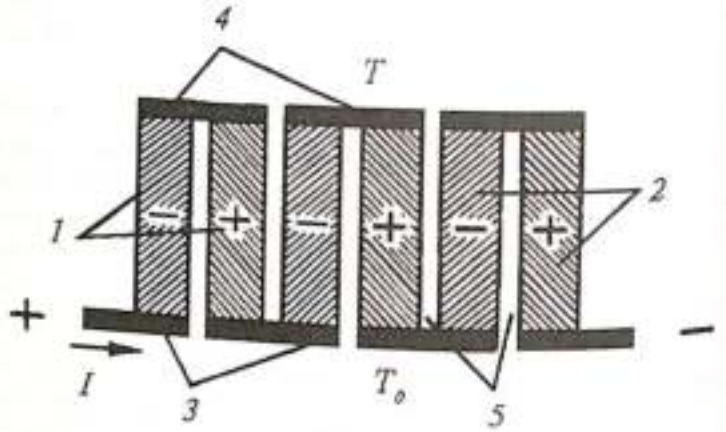
Ҳозирги вақтда вакуум даражасини 10^{-3} мм сим. уст.гача аниқлайдиган термопарали манометрнинг ишлаш принципи ҳам Зеебек эффектига асосланган. Зеебек эффекти асосида ишловчи термоэлементларни иссиқлик энергиясини электр энергияга айлантириб берувчи иссиқлик машинаси деб қараш мумкин. Э.Ю.К.нинг ҳосил бўлиши

энергиянинг сақланиш қонунига зид бўлмайди. Бунда қиздирилган контакт иситкич ролини, қиздирилмаган контакт совуткич ролини ўйнайди.

Металлар юқори иссиқлик ўтказувчанликка эга бўлганликлари 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 мақсадга эга эмас. Лекин металл-ярим ўтказгич ёки иккита ярим ўтказгичдан ташкил топган термоэлементларнинг фойдали иш коэффициенти 20%гача боради. Иссиқлик ва ёруғлик энергиясини тўтридан-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 ковакларомонидан 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. Аралаш ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичлар термопаралар ясаш учун яроқсиз бўлади.

Пельтье эффектига асосланиб совиткичлар яратиш мумкинлиги бундан 150 йил муқаддам маълум эди. Бироқ металл ўтказгичлар жуфтлиги ёрдамида эришилган совитиш самарадорлиги жуда паст бўлгани учун улар амалда қўлланилмади. 1950 йили академик А.Ф. Иоффе томонидан ярим ўтказгичлар асосида ишловчи термоэлементлар назариясининг яратилиши ва улар асосида ишловчи совитгичлар тайёрлаш имкониятининг кўрсатилиши бу соҳанинг ривожланишига катта ҳисса қўшди. Ҳозирги пайтда термоэлектрик совитгичларнинг турли маркалари ишлаб чиқарилиб, кундалик ҳаётда кенг қўлланилмоқда.

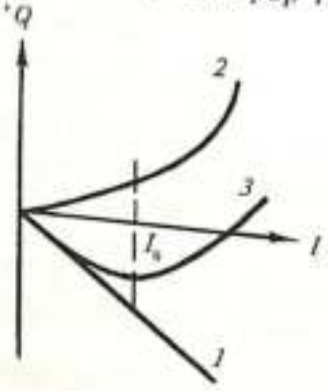
Электрон ва ковак ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичлар жуфтлигидан иборат термоэлементларнинг



202-расм.

кетма-кет уланишидан ҳосил бўлган батареянинг схемаси 202-расмда келтирилган. Бу ерда 1, 2 — электрон (−) ва ковак (+) ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгич пластинкалар, 3, 4 — металл пластинкалар, 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 равишда (1) Пельтье иссиқлиги ютилиш билан бир қаторда ток кучи квадратига пропорционал бўлган (2) Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралади (203-расм). Бу икки ютилувчи 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 тадлимида энг катта совитишга эришиш учун маълум ток таШувчилар концентрациясига эга бўлган шундай моддалар жуфтлиги танланиши керакки, уларда ток ташувчилар ҳаракатчанлигининг кристалл панжара иссиқлик ўтказувчанлигига нисбати максимал бўлиши керак.

Ҳозирги вақтда уй-рўзғорда ишлатиш учун чиқарилаётган термоэлектрик совиткичларнинг ташқи кўриниши одатдаги компрессион совиткичлардан фарқ қилмайди. Бу совиткичларда термоэлементнинг мусбат ярми $Bi_2Te_3 - Sb_2Te_3$, манфий ярми эса PbTe — PbSe ярим ўтказгич бирикмаларидан тайёрланади. Термоэлементларни совитиш учун алюминийдан тайёрланган ва совиттичнинг орқа томонига ўрнатилган радиатордан ҳаво оқими ўтказилади. Совиткич камерасининг ички ҳажми 90 литр бўлиб, у икки қисмдан иборат: юқори камерада ҳарорат $+5 \div +6^0$ C бўлса, пастки камерада $-4 \div -6^0$ 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 арзонга 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°C гача ўзгарганда, унинг ичидаги температурани 40 ± 1° 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 суюқ ноль температурани ҳосил қилиш ва уни жуда узоқ вақт стабил сақлаш мумкин.

Ярим ўтказгичлар асосида яратилган қатор қурилмалар — диодлар, транзисторлар, фотоқаршиликлар ва фотоэлементларнинг характеристикалари температура ўзгаришига жуда кучли боғланган. Электр схемаларда бу қурилмаларнинг қизиб кетиши натижасида уларнинг параметрлари бутунлай ўзгариб кетиши мумкин. Бундай ҳолатда ярим 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 бажаради. Масалан, дистилланган сув билан тўлдирилган идиш ичига иккита металл электродлар туширилган бўлса ва электродлар орасига 220 В кучланиш берилса, дистиллангган сувдан бор-йўғи $2 \cdot 10^{-6}$ 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 электродда мусбат ишорали Na^+ ионлар, мусбат электродда эса манфий ишорали Cl^- ионлар ажралади. Худди шунингдек, тузнинг сувдаги эритмаси ўрнида $CuSO_4$ эритмаси олинса, электроллар орасидаги электр майдон таъсирида у мусбат Cu^{++} ва манфий SO_4^{--} ионларига ажралади. Ҳосил бўлган мусбат ионлар манфий электрод томон, манфий ионлар эса мусбат электрод томон ҳаракатланиб, электр токини юзага келтиради. Батареянинг мусбат қутби билан уланган электрод *анод (A)*, манфий қутби билан уланган электрод *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 ажралиб чиқиш 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 ажраладиган модда массаси m электролит орқали оқиб ўтган заряд миқдорига тўғри пропорционалдир*, яъни:

$$m = kq. \tag{85.1}$$

Электролиз вақтида ажраладиган 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 ажраладиган модда массасига тенг. $q = It$ бўлгани учун Фарадейнинг биринчи қонунини

$$m = kIt \tag{85.2}$$

кўринишда ҳам ёзиш мумкин. Бу ифодадан электролиз вақтида ажралиб 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:

$$k = C\frac{A}{Z}, \qquad (85.3)$$

бу ерда C — модданинг табиатига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти. Агар $F = \frac{1}{C}$, белгилаш киритсак, у ҳолда

$$k = \frac{1}{F}\frac{A}{Z}, \qquad (85.4)$$

бўлади, бу ерда F — Фарадей сони. (85.4) ни (85.1) га қўйсак,

$$m = \frac{A}{Z}\frac{q}{F}. \qquad (85.5)$$

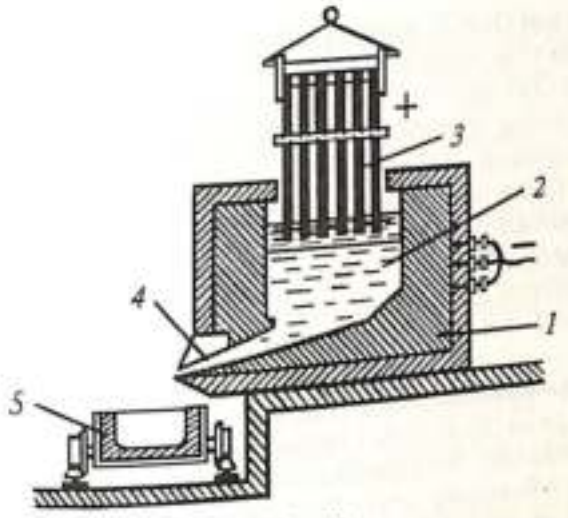
ҳосил бўлади. Бу формула *Фарадейнинг бирлашган қонуни* дейилади. Охирги ифолала $q = F$ деб олсак, $m = \frac{A}{Z}$ бўлади. Модла массасининг граммларда ифодаланган миқдори унинг химиявий эквивалентига тенг ва у грамм-эквивалент дейилади. *Фарадей сони электродда 1 грамм-эквивалент модда ажралиши учун 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:

$$F = eN \qquad (85.6)$$

Фарадей сони барча моддалар учун бирдай ва $F = 96500$ 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 $e \approx 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл қийматни топамиз.

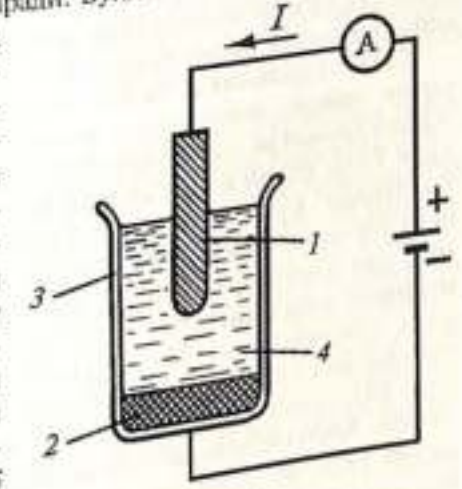
Электролиз ҳодисасининг техникада қўлланилишини кўриб чиқайлик.

1. *Электрометаллургия.* Металлургия саноатида электролиз ҳодисасидан тоза металлар олишда фойдаланилади. Масалан, алюминий, мис, рух, никель, магний, натрий, 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 чиққан иссиқлик ҳисобига гилтупроқ тахминан 900°С 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 олинади.



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 қуйилган NaCl *4* нинг сувдаги эритмасидан кўрсатилган йўналишда I ток ўтиши мобайнида анодда хлор, катодда эса натрий ажралиб 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 ўтказувчанликка эга бўлиши учун уни графит гарди билан қопланади ва мис купороси 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.

Ҳайкалтарошликда бу усул кенг қўлланилади. Ҳайкалтарош лойдан монументал моделни ясаб олади, сўнгра лойдан қилинган асосий оригинал устида гипс қолип қуйилади. Гипс қолип ичида 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 ажралиб чиқади. Мис қатламининг қалинлиги 3-5 мм га етгунча электролитдан ток ўтказилади. Ҳосил бўлган металл ҳайкалдан гипс осонгина синдириб ажратиб олинади, сўнгра эса мис сиртига гальваник усул билан бронза қопланади.

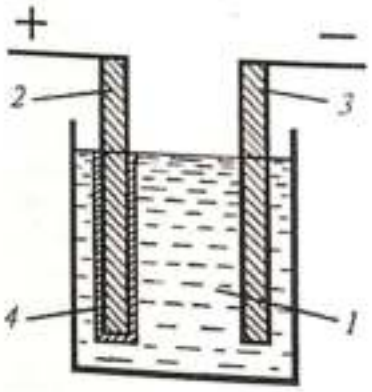
Патефон пластинкалари учун электролитик йўл билан матрицалар тайёрлаш жуда муҳимдир. Дастлаб товуш юпқа мум қатлами ётқизилган шиша пластинкага ёзиб олинади. Бу пластинка электр токини ўтказадиган бўлиши учун унга юмшоқ чўтка билан графит гарди суркалади. Мис купорасини электролиз қилиш орқали рельефли 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 гальваностегия 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 химиявий 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.

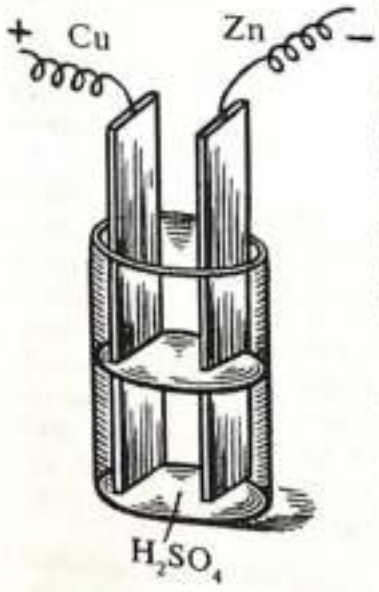
5. *Металларни сайқаллаш.* Металлар сиртидаги нотекисликларни электролиз ёрдамида силлиқлаш жараёни *сай-*



206-расм.

қалпоқ дейилади. Сирти силиқланиши керак бўлган металл ваннага анод сифатида туширилади. Электролиз ҳодисасида аноднинг эриши металл сиртининг дўнгликларида тезроқ, чуқурликларида секинроқ кечади ва шу тариқа металлнинг сирти сайқалланади.

6. *Электролитик конденсаторлар.* Ҳозирги вақтда электротехникада ва радиотехникада кенг қўлланиладиган электролитик конденсаторларининг ишлаш принципи электролиз ҳодисасига асосланган (206-расм). Электролитик конденсаторларда (*1*) электролит сифатида бор кислотаси, аммиак ва глицериндан иборат қуюқ эритма олинади. Кўпинча *2* ва *3* алюминий электродлар орасига шу эритма шимдирилган қоғоз қўйилади. Конденсаторнинг *2* мусбат электроди *4* юпқа алюминий оксиди билан қопланган бўлади. Конденсатор қопламалари вазифасини электролит ва унинг ичига туширилган *2* электрод ўйнайди. Улар орасида диэлектрик вазифасини бажарувчи алюминий оксиди қатлами электролиз ҳисобига сақлаб турилади. Конденсаторнинг *3* электроди пассив электрод бўлиб, занжирга токни улаш учун хизмат қилади. Диэлектрик вазифасини бажарувчи оксид қатлами жуда юпқа бўлгани учун электролитик конденсаторларнинг сиғими 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.

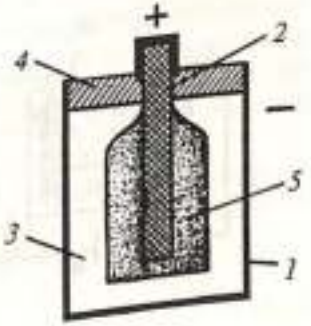


207-расм.

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 қутбида водород ажралади, манфий қутбида эса рухнинг эриши юз беради. Рух билан сульфат кислотанинг ўзаро таъсирлашишидан ҳосил бўлган газсимон водород мис пластинкани қоплайди ва мис ионларининг зарядсизланишига тўсқинлик қилади. Натижада элементнинг ички қаршилиги ортади ва занжирдаги ток кучи камаяди. Эритма орқали ток ўтганда ионлар концентрациясининг ўзгариши элементнинг *электрод қутбланиши* дейилади. Қутбланишда ток кучининг камайишига олиб келувчи Э.Ю.К. га қутбланиш Э.Ю.К. дейилади. Қутбланиш 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. Қутбланмайдиган элемент сифатида Лекланше элементини кўрайлик (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 қутбида ажралувчи водород MnO_2 билан реакцияга киришади ва оксидланиб сувга айланади. Манфий қутбида хлор

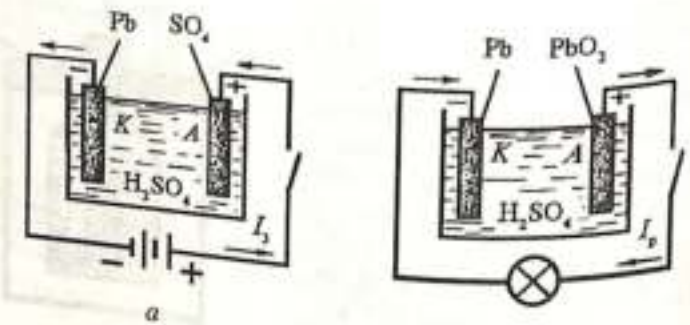


208-расм.

ионлари рух билан реакцияга киришиб рух хлоридни ҳосил қилади. Лекланше элементининг Э.Ю.К. 1,5 В га тенг. Суюқ деполяризатор ўрнида новшадил шимдирилган қуруқ модалар, масалан, ун, ёғоч қипиқлари ва бошқалар ишлатилади. Бундай "қуруқ" элементлар электр қўнғироқлари, чўнтак фонарлари, дала телефонлари, электр соатлари, электр ўйинчоқлар, транзисторли радиоприёмниклар ва бошқа қурилмаларни ишлатишда қўлланилади.

8. ***Аккумуляторлар.*** Гальваник элемент электродларининг қутбланиш хоссасидан аккумуляторлар ясашда фойдаланилади. Энг содда аккумулятор сульфат кислота эритмасига ботирилган икки қўрғошин пластинкадан иборат (209-*а* 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-*б* 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. Аккумуляторлан ток ўтказиш жараёни *зарядлаш*, ундан манба сифатида фойдаланиш эса *разрядлаш* дейилади.

Аккумуляторни зарядлашда анодда қўрғошин (IV) оксиди, катодда эса қўрғошин (Pb) ҳосил бўлади. Аккумуляторни разрядлашда анод аста-секин оксидсизланади ва



а *б*

209-расм.

унда қайтадан $PbSO_4$ ҳосил бўла бошлайди, бунда катодда ҳам $PbSO_4$ пайдо бўлади. Аккумулятордаги натижавий реакция қуйидаги кўринишни олади:

$$PbO_2 + Pb + 2H_2SO_4 \underset{\text{зарядлаш}}{\overset{\text{разрядлаш}}{\rightleftarrows}} 2PbSO_4 + 2H_2O.$$

Аккумуляторни разрядлашда ҳамма жараёнлар тескари тартибда боради ва химиявий энергия электр энергияга айланади. Қўрғошинли аккумуляторнинг Э.Ю.К. зарядланишининг 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. Қўрғошинли 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 сиғими ва Ф.И.К. билан характерланади. Аккумуляторнинг *сиғими* деб, тўла зарядланган аккумулятор зарядсизланганда занжирдан ўтиши мумкин бўлган максимал электр миқдорига айтилади. Аккумуляторнинг сиғим бирлиги қилиб ампер-соат қабул қилинган: 1 А-соат = 3600 Кл. Қўрғошинли аккумуляторларнинг сиғими 5 дан 1000 А-соатгача бўлади. Масалан, аккумуляторнинг сиғими 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:

$$\eta = \frac{A_y}{A_3}, \qquad (85.7)$$

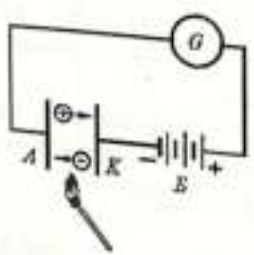
Бу ерда $A_р$ — аккумуляторнинг разрядланишида олинган энергия, $A_з$ — уни зарядлаш учун сарф қилинган энергия. Кислотали аккумуляторнинг ф.и.к. 80%га яқин.

Аккумуляторлар электр энергияни йиғиш ва сақлаш, уни исталган жойга олиб бориш ва исталган вақтда ишлатишга 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 — каралар, унча катта бўлмаган темир йўл вагонлари, шахтёрлар лампаси ва ҳоказолар аккумуляторлардан 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 сезгирлиги юқори даражада бўлган гальванометр уланади. Конденсатор қопламалари орасидаги ҳаво бўшлиғида занжир узуқ 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 қопламa томон, манфий ишорали ионлар ва эркин электронлар мусбат зарядли



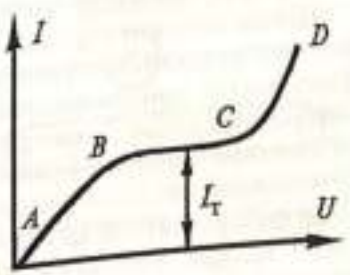
210-расм.

қопламa томон ҳаракатга келади (210-расмга қ.). Газлардан электр токининг ўтиш ҳодисаси газларнинг *разрядланиши* дейилади. Газ разрядининг характери газнинг таркибига, унинг температураси ва босимига, электродларнинг ўлчами, шакли ва материалига, кучланиш, ток зичлиги ва бошқа параметрларга боғлиқ бўлади.

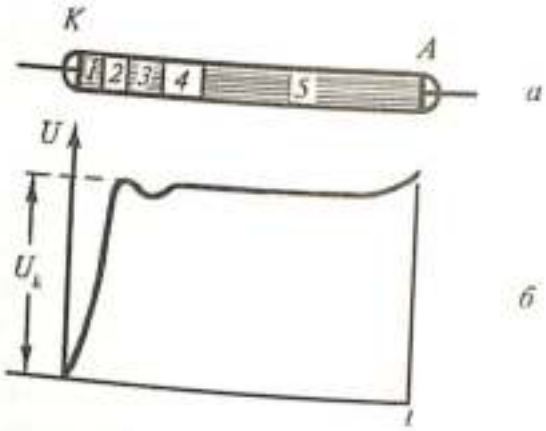
Газдан ўтувчи ток кучининг кучланишга боғлиқлигини кўрсатувчи вольт-ампер характеристика учта характерли қисмга эга (211-расм). *AB* оралиқда токнинг кучланишга боғланиши Ом қонунига бўйсунади. Бу оралиқда кучланишнинг ортишига мос равишда токнинг ортиб бориши тобора кўпроқ зарядли зарраларнинг электродларга етиб бориши билан тушунтирилади. *BC* оралиқда электрон ва ионларнинг ҳаммаси электродларга етиб боргани учун ток ўзгармай қолади. Катталиги кучланишга боғлиқ бўлмайдиган бу I ток *тўйиниш 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* оралиқлари қийматларида газни ионлаштирувчи ташқи таъсирни тўхтатсак, у ҳолда газ разряд ҳам тўхтайди. Бундай разрядлар мустақил бўлмаган разрядлар деб аталади. Вольт-ампер характеристиканинг *CD* оралиғига тўғри келувчи кучланиш қийматларида ташқи ионизатор таъсири йўқотилса ҳам разряд давом этаверади. Газ разрядининг бундай тури мустақил разряд дейилади. Мустақил разрядлар тўрт хил бўлади: ёлқин, учқун, ёй ва тож разрядлар.

1. ***Ёлқин разряд*** сийраклашган газларда кузатилади. Икки учига A ва K металл пластинкалар кавшарланган ва узун-



211-расм.



212-расм.

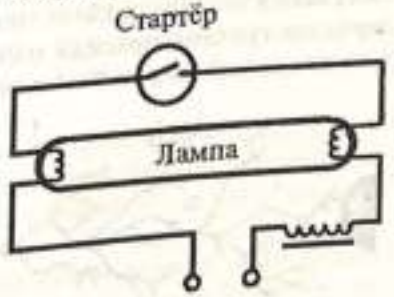
лиги тахминан 50 см атрофида бўлган шиша олайлик (212-*а* расм). Электролларга бир неча юз вольт доимий кучланиш берилса ҳам атмосфера босимида шиша най қоронғи бўлиб қолаверади. Кучланишни ўзгартирмай туриб найдан ҳавони сўриб ола бошлаймиз. Босим 5-6 кПа га етганда анод билан катод орасида ингичка пушти-бинафша рангли шнур кўринишида разряд ҳосил бўлади. Газ босими янада пасайтирилса, разряд шнури йўғонлашиб боради ва босим 1,3 Па га етганда 212-*а* расмда кўрсатилган кўринишни олади. Катодга бевосита ингичка шуълаланувчи қатлам *1* туташади, ундан сўнг катод қоронғи фазаси *2* туташади. Бу қоронғи фазадан кейин ёлқин нурланиш *3*, сўнгра иккинчи қоронғи фаза *4* жойлашади. Булар ҳаммаси разряднинг катод қисмлари деб аталади. Иккиламчи қоронғи 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-*б* расмдан кўриниб турибдики, потенциал тушишининг деярли ҳаммаси катод қоронғи 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 чиққан 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 турли 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 ёритишда, реклама роликларида ишлатилади.

Ҳозирги вақтда хоналарни ёритиш учун газ-ёруғлик найларидан иборат кундузги ёруғлик лампалари кўп ишлатилади. Бу найларнинг ички деворларига махсус моддалар (люминофор) суртилган бўлади. Люминофор газдаги электр разряд вақтида чиқадиган кўзга кўринмас нурларини ютиб, таркиби қуёшнинг кўринадиган нурланишига яқин бўлган ёруғлик чиқаради. Кундузги ёруғлик лампаларининг ичида 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,



213-расм.

стартёр эса автоматик равишда 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 майдонининг икки нуқтаси орасидаги кучланиш жуда катта бўлганида атмосфера босимидаги 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-бугри 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 кучли 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 қараганда, чақмоқнинг бошланиш жойи билан охири орасидаги 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 миқдордаги мусбат ва манфий зарядлар тўплами орасида ҳосил бўлувчи разряддир. Чақмоқ ва момақалдироқ ўз моҳияти жиҳатидан электрланган шиша шарлардан чиқадиган учқун ва унда эшитиладиган чирсиллашдан фарқ қилмайди. Одатда, момақалдироқ деганда гумбурлаган овозни, чақмоқ деганда ярқираган зиг-заг чизиқни тасаввур қиламиз. Буларнинг ҳар иккаласи аслида битта ҳодиса бўлса-да, ёруғлик тезлиги товуш тезлигидан анча катта бўлгани учун чақмоқни олдинроқ кўрамиз, момақалдироқ овозини эса кечикиб эшитамиз.



214-расм.

Айрим ҳолларда шарсимон яшинлар ҳам кузатилади. Улар диаметри 10-20 см бўлган ёруғ шарлар кўриниши-да 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. Момақалдироқ 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 ўйиладиган чуқурчанинг шакли шу электроднинг шаклига боғлиқ бўлади. Учқун разряд ишлов бериладиган буюм кристалларини эритади ва ҳатто буғга айлантиради, улар буюмдан ажралиб, манфий электродга етиб боролмай, мой ичида қолиб кетади.

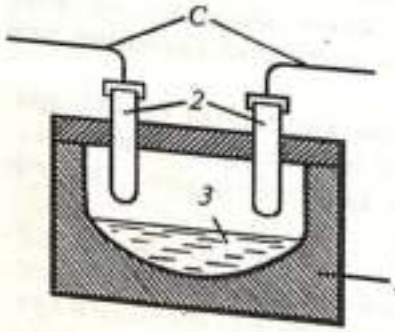
Учқун разряд ички ёнув двигателларида ёнилғи аралашмасини ёндириб юборишда ишлатилади. Шунингдек, учқун разряддан зарядланган зарраларни қайд қилувчи қурилмаларда фойдаланилади.

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-

мида олиш шарт эмас. Ёй разрядни ҳосил қилиш учун учлари бир-бирига тўғрилаб қўйилган кўмир электродлардан фойдаланилади. Электродларга 35-40 В кучланиш бериб, улар бир-бирига текказилади. Электролларнинг 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 учи орасидаги қизиган ҳаво орқали нур сочувчи ёй тарзида ўтаётганини кўрамиз. Ёй ёнганда манфий электрод ўткирланади, мусбат электроднинг учи эса чуқур тушади. Ёй разряд, учқундан фарқли ҳолда, узлуксиз давом эталиган разрядир.

Электрод учлари орасида ҳосил бўлувчи ёй температурасининг жуда юқори ($\sim 4000^\circ$ С) бўлиши, электр ёйи ёрламида 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 қилади. Бу усулнинг 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 печь (215-расм) ичидаги температура $4000^\circ C$ гача етади. Печь *1* оловга чидамли материаллан ишланади. Электр ёйи ҳосил қиладиган кўмир стерженлар *2* тешикдан туширилиб қўйилади. Юқори температурада ҳар қандай қийин эрийдиган *3* элементларни эритиш мумкин.



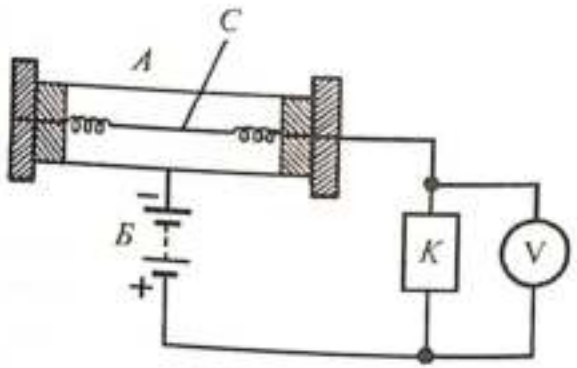
215-расм.

Ёй разряд, шунингдек, кучли ёруғлик манбаи сифатида ишлатилувчи прожектор ва кинопроекцион аппаратларда, тиббиётда ишлатилувчи ультрабинафша нур берадиган ва ичига симоб буғлари киритилган кварц лампаларда, ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантириб берувчи симобли тўғрилагичларда ва бошқа қурилмаларда ишлатилади.

4. ***Тож разряд*** газда фақат майдон кучланганлиги жуда юқори бўлган электрод учликлари яқинида содир бўлади. Бунда атмосфера босимига яқин босимда бўлган газ соҳасида электр майдон бир жинсли бўлмайди. Электродлар атрофида нур чиқарадиган разряд Куёш тожига ўхшаб кетганлиги туфайли тож разряд деб аталади. Тож ҳосил бўлишида разряд бир электрод яқинида ҳосил бўладию 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 зарядларини чанг ва ифлос аралашма зарраларга беради. Электрланган чанг, курум ва бошқа ифлос аралашма зарралари симлардан итарилиб, камеранинг деворларига тортилади ва уларга ўтириб қолади, сўнгра махсус идишларга тушади. Электр фильтрлар турли ишлаб чиқариш корхоналаридан чиқувчи ифлосланган газларни тозалашда ишлатилади. Ерости йўллари ва метро станцияларидаги ҳавони чанглан 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 $Б$ 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 уланса, $U = IR$ Ом қонунига кўра, сезиларли кучланишни вольтметр ёлдрамида ўлчаса бўлади. Ҳисоблагичнинг A цилиндри ичидаги газни альфа, бета, гамма, рентген ва ультрабинафша нурлар билан ҳам ионлаштириш мумкин.

5. *Плазма* — юқорида кўриб ўтилган газ разрядининг барча кўринишларида у ёки бу даражада учрайди. Лабораторияшароитида плазма фақат газ разряд кўринишида кузатилади. Маълумки, газнинг ионлашишида ҳосил бўладиган эркин электронлар ва мусбат ионлар миқдори тенг бўлади. *Ионлашиш натижасида тенг миқдорда мусбат ва манфий зарядларга эга ва берилган ҳажмда электр жиҳатдан бутунлай нейтрал бўлган газ плазма дейилади.* Молданинг 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 мусбат ионларнинг массалари тахминан 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 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 Қуёшнинг ультрабинафша нурлари таъсирида юзага келади. Коинот ва унда жойлашган Қуёш 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 тиратронларда, 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 оқимида бошқарилувчи термоядро реакцияларини амалга ошириш имконини беради. Қуёш ва юлдузларда мавжуд бўлган ўта юқори температуралар ($10^7 \div 10^8$ °С) уларда узлуксиз

юз бериб турувчи термоядро реакциялари билан тушунтирилади. Лаборатория шароитида водороднинг дейтерий ва тритий изотопларида термоядро реакциясини амалга ошириш учун плазмани 10^8 °С гача қиздириш керак. Бундай юқори температурага чидай оладиган камера материали мавжуд эмас. Лекин кўнлаланг 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 температуралар термоядро реакцияларини амалга ошириш учун етарли эмас. Келажакда плазма ёрдамида бошқариладиган термоядро реакцияларини амалга ошириш ва унинг энергиясидан тинч мақсадларда фойдаланиш олимлар олдида турган муаммолардан биридир.

Плазманинг ўзига хос хусусиятларга эга бўлиши уни моддаларнинг тўртинчи ҳолати деб қараш фикрини уйғотади. Қадимги юнонлар материянинг тўрт асоси — ер, сув, ҳаво, олов мавжуд деб ҳисоблаганлар. Бу билан улар молданинг 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 электронларни металлдан чиқиш шартини ёзинг.
3. Диоднинг вольт-ампер характеристикасини тушунтиринг.
4. Триоднинг кучайтириши нималарга боғлиқ?
5. Ярим ўтказгичларнинг хусусий ва аралашмали ўтказувчанлигини 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 боб. ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

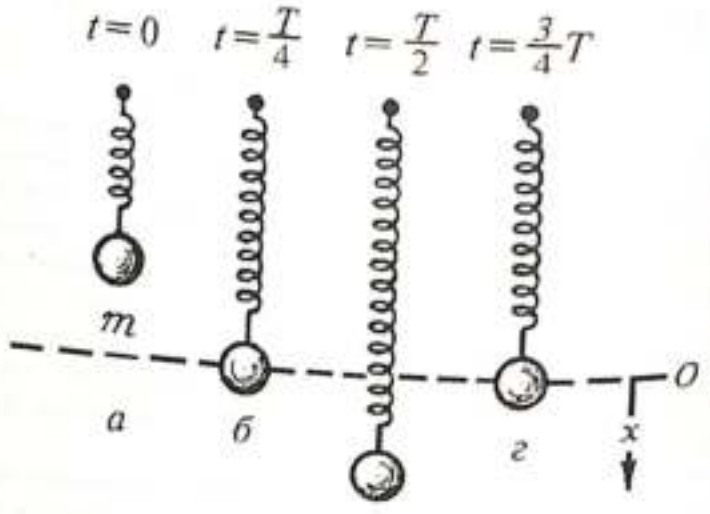
87-§. Механик тебранишлар

Теварак-атрофимизда жуда кўплаб 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 $\bar{mg}$ оғирлик кучи ва пружинанинг $\bar{F}$, эластик кучи катталик жиҳатидан тенг, лекин йўналишлари қарама-қаршидир. Агар юкни юқорига кўтариб, мувозанат вазиятдан чиқарсак (217-*а* расм) ва қўйиб юборсак, пружинали маятник ўзининг мувозанат ҳолати (пунктир чизиқ) атрофида тебранма ҳаракатга келади. Шар чекка вазиятларида турганида (217-*а* ва *в* расм) унинг кинетик энергияси нолга тенг, би-



217-расм.

роқ пружинанинг потенциал энергияси ўзининг максимум қийматига эга бўлади. Шар мувозанат ҳолатидан ўтишида (217-*б* ва *г* 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 айланиб туради.

Тебранма ҳаракатнинг энг оддий хили гармоник тебранишдир. 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 деййлган эди, яъни:

$$X = A\sin(\omega t + \varphi), \qquad (87.1)$$

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 *тебраниш амплитудаси* деб аталади. Гармоник тебранма ҳаракат тенгламасидаги $\omega t + \varphi$ га *тебраниш фазаси*, φ эса *бошланғич 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 тенг 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 такрорланади. Агар t вақт мобайнида жисм n марта тебранган бўлса, у ҳолда

$$T = \frac{t}{n}. \qquad (87.2)$$

Бу формуладан кўринадики, тебраниш даври системанинг 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:

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \qquad (87.3)$$

Циклик частота учун

$$\omega^2 = \frac{k}{m}. \qquad (87.4)$$

ифодадан фойдаланиб, пружинали маятникнинг тебраниш даври учун

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \qquad (87.5)$$

ифодани ёза оламиз. Бу ерда m шарчанинг массаси. k- пружинанинг бикрлиги бўлиб, сон жиҳатдан шарчани бирлик узунликка силжитиш учун зарур бўлган кучга тенг. Агар тебранувчи система сифатида вазнсиз ва узунлиги l га тенг бўлган чўзилмайдиган ипга осилган математик маятник олинса, у ҳолда тебраниш даври қуйидаги формуладан аниқланади:

$$T_м = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}, \qquad (87.6)$$

бу ерда g — эркин тушиш тезланиши.

Вақт бирлиги ичида нечта тўлиқ тебраниш юз берганлигини кўрсатувчи катталик *тебраниш частотаси* дейилади.Тебраниш частотаси тебраниш даврига тескари бўлган катталик

$$\nu = \frac{1}{T} \qquad (87.7)$$

бўлиб, герц (Гц) ларда ўлчанади. Герц деб, жисмнинг шундай тебраниш частотасига айтиладики, бундай жисм бир секундда битта тўла тебранади, яъни 1 Гц = $1с^{-1}$.

(87.3) ва (87.6) формулалардан ν чизиқли ва ω циклик частоталар орасидаги қуйидаги богланишни ҳосил қиламиз:

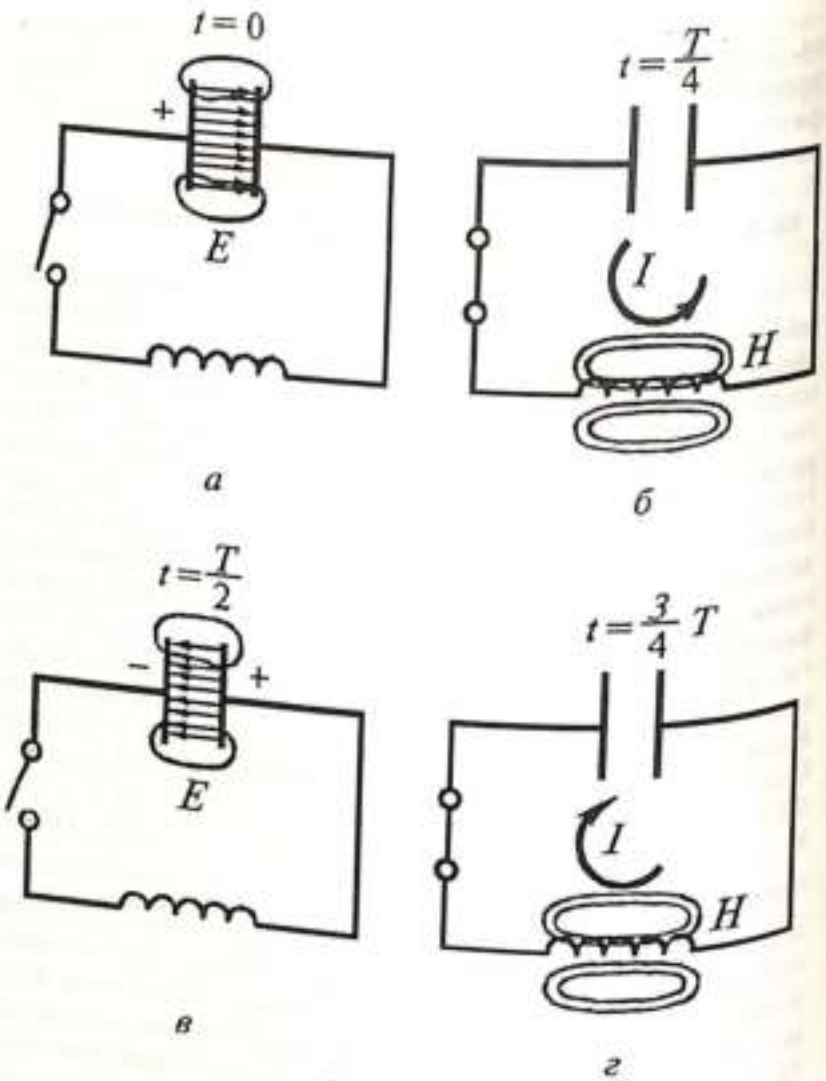
$$\omega = 2\pi\nu. \qquad (87.8)$$

Тебранишларни икки турга ажратиш мумкин: эркин тебранишлар ва мажбурий тебранишлар. Система мувозанат ҳолатидан дастлабки чиқарилгандан кейин тебранишга бошқа ташқи кучлар таъсир этмаса, бундай тебранишлар *эркин тебранишлар* дейилади. Масалан, математик маятникнинг Ер оғирлик кучи майдонидаги тебранишлари эркин тебранишлардир. Ҳар бир тебраниш даврида ишқаланиш кучлари ҳисобига маълум миқдор энергия йўқотилганлигидан эркин тебранишлар сўнувчан бўлади. Тебранишни сўнмас қилиш учун ҳар бир тебранишда йўқоладиган энергияни ташқаридан даврий тўлдириб туриш лозим. Масалан, соатлардаги маятникнинг сўнмас тебранишларини олайлик. Бунда маятникнинг ҳар бир тебранишда йўқотадиган энергияси сиқилган пружинанинг энергияси ҳисобига тўлдириб турилади. Бундай тебранишлар *мажбурий тебранишлар* дейилади. Агар мажбур қилаётган кучнинг таъсир частотаси система эркин тебранишларининг хусусий частотасига мос тушса, резонанс ҳодисаси юз беради. Бунда кичик мажбур қилувчи куч ҳам система тебранишлари амплитудасининг анчагина ортишига олиб келади.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, пружинали, математик, физик маятникларнинг мувозанат ҳолати атрофидаги механик тебраниши гармоник қонун асосида юз беради. Тебраниши гармоник қонуниятга бўйсинувчи системалар *гармоник осциллятор*лар дейилади. Классик ва квант физикасидаги бир қатор масалаларни ҳал қилишда гармоник осциллятор модулидан фойдаланилади.

88-§. Тебраниш контури. Электромагнит тебранишлар

Механик тебранишларга ўхшаш жараён электромагнит тебранишларда ҳам кузатилади. Электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш учун тебраниш контуридан фойдаланилади. Энг содда тебраниш контури конденсатор C ва ғалтак L дан ташкил топган электр занжиридан иборат (218-расм). Занжирнинг сиғими конденсаторда, индуктивлиги ғалтакда мужассамланган деб фараз қилайлик. Даврнинг бошланғич $t = 0$ моментида калитни узиб конденсаторни зарядлаб оламиз (218-*а* расм). Конденсаторни зарядлаганимизда унинг электр майдон энергияси энг катта бўлади. Контурнинг бу бошланғич ҳолати мувозанатдан чиқарилган пружинали маятникнинг ҳолатига ўхшайди (217-*а* расмга қ.). Энди конденсаторни ғалтак билан туташтирамиз. Контур бундай ҳолатда электр жиҳатдан мувозанатда бўлмайди. Шунинг учун конденсатор разрядлана бошлайди ва индуктивлик ғалтаги орқали ток ўтиб, ғалтак ичида ва унинг атрофида магнит майдон ҳосил бўлади. Тебранишларнинг чорак даври $t = \frac{T}{4}$ га тенг вақтдан кейин конденсатор 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 ҳолати мувозанат вазияти орқали ўтаётган маятник ҳолатига ўхшайди (217-*б* расмга қ.) Сўнгра магнит майдон йўқола бошлайди ва ўзиндукция экстратоки юзага келади. Ленц қонунига кўра бу ток конденсаторнинг разряд токи йўналишида бўлади. Шунинг учун конденсатор пластинкалари аввалгисига тескари ишорали заряд билан қайта зарядланади ва улар орасида бошланғич электр майдонга қарама-қарши йўналган электр майдон пайдо бўлади. Даврнинг ярмига тенг вақтда $\left(t = \frac{T}{2}\right)$ магнит майдон энергияси яна



а *б* *в* *г*

218-расм.

электр майдон энергиясига айланади (218-*в* расм). Контурнинг бу ҳолати мувозанат вазиятидан пастга силжиган пружинали маятникнинг ҳолатига ўхшайди (217-*в* расмга қ.)

Вақтнинг кейинги пайтларида конденсатор яна разрядлана бошлайди ва контурда аввалги босқичдаги токка қарама-қарши йўналишли ток юзага келади. Вақтнинг $t = \frac{3}{4}T$ моментида 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. Контурнинг қаршилиги нолдан фарқли бўлгани учун ҳам ҳар бир тебраниш даврида озми-кўпми энергия йўқотилади. Шунинг учун тебраниш сўнувчан бўлади. Юқорида биз кўрган тебраниш контурининг ўзида бўладиган жараёнлар таъсирида юзага келадиган электр тебранишлар хусусий электр тебранишлар деб аталади.

Ўтган параграфда кўриб ўтилган механик тебранишларда кинетик ва потенциал энергияларнинг бир-бирларига 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 ўхшашлигидан фойдаланиб, (87.5) формуладаги m масса ўрнига L индуктивлик, K — бикрлик (эластиклик) ўрнига эса сиғимга тескари катталик $1/C$ ни қўйсак, контурнинг тебраниш даври учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \qquad (88.1)$$

Бу формула 1853 йили назарий йўл билан биринчи маротаба Томсон томонидан олинган ва шунинг учун Томсон формуласи дейилади. Бу формулада T — секунд ҳисобида олинган давр, C — фарада ҳисобида олинган сиғим, 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 кўпинча бирор

қурилманинг 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 юк 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 ажралалиган 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 энергиясига айлантириб беради. Тебраниш контури ёрламида 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, сиғим ва индуктивликка эга бўлган учта хусусий ҳолда генератордан синусоида

қонуни бўйича ўзгарувчи ток берилганда юзага келадиган кучланиш тебранишларини кўрайлик.

1. *Ўзгарувчан ток занжирида қаршилик.* Агар бир жинсли магнит майдонида маълум ўрамлар сонига эга бўлган ғалтак айлантирилса, у ҳолда ғалтакда синусоида қонуни бўйича ўзгарувчи

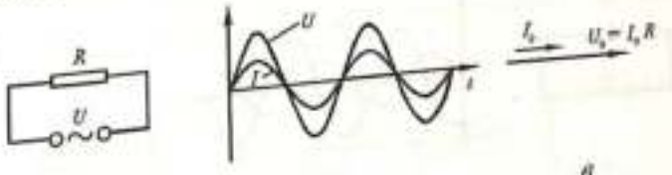
$$I = I_0 \sin \omega t \qquad (89.1)$$

ток ҳосил бўлар эди (72-§ га қ.). Ўзгарувчан ток генераторига уланувчи ташқи занжир фақат R қаршиликка эга бўлиб, унинг сиғими ва индуктивлиги жуда кичик бўлсин (219-*а* расм). R қаршилик учларидаги кучланишнинг қандай қонун бўйича ўзгаришини топиш учун Ом қонунидан фойдаланамиз:

$$U = IR = I_0 R \sin \omega t. \qquad (89.2)$$

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 занжирида сиғим.* Ташқи занжирда фақат C сиғимли конденсатор бўлиб, занжирнинг қаршилиги ва индуктивлиги ҳисобга олмаслик даражада кичик бўлсин (220-*а* расм). Конденсатор ўзгарувчан ток генераторига уланган учун у даврий равишда зарядланиб ва



а *б* *в*

219-расм.

разрядланиб туради. Конденсатор қопламаларидаги q заряд миқдорини қуйидагича топиш мумкин:

$$q = \int I dt = \int I_0 \sin\omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos\omega t + q_0. \qquad (89.3)$$

Бу ерда q_0 — интеграллаш доимийси бўлиб, конденсатор қопламларида бўлиши мумкин бўлган ўзгармас заряд миқдорини англатади. Бу заряд миқдори токнинг тебранишларига таъсир этмагани учун $q_0 = 0$ деб ҳисоблаймиз. Шунинг учун конденсатор қопламалари орасидаги кучланиш тебранишлари учун қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз:

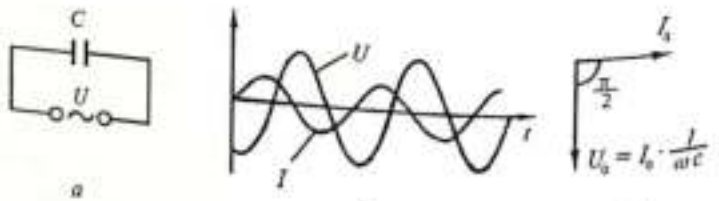
$$U = \frac{q}{C} = -\frac{I_0}{\omega C} \cos\omega t = \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right). \qquad (89.4)$$

Бу ифодани (89.1) билан солиштириб, ток ва кучланишнинг вақт бўйича ўзгаришлари синус қонуни бўйича юз беришини, фақат кучланиш тебраниши ток тебранишидан $\pi/2$ фаза фарқига кеч қолишини кўриш қийин эмас (220-*б* расм). (89.4) формуладаги кучланишнинг максимал қиймати

$$U_0 = I_0 \frac{1}{\omega C} \qquad (89.5)$$

токнинг I_0 максимал қиймати билан мос тушмаслигини вектор диаграммада кўрсатиш мумкин (220-*в* расм). (89.5) ифодани $U = IR$ Ом қонуни билан солиштирсак, бу қонундаги қаршилик ўрнида

$$R_c = \frac{1}{\omega C} \qquad (89.6)$$



а *б* *в*

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 ни *сиғим қаршилик* деб аталади. Жуда катта частоталарда конденсаторнинг сиғим қаршилиги жуда кичик қийматга эга бўлади. Ўзгармас токнинг частотаси нолга тенг бўлганидан сиғим қаршилик чексиз катта бўлади ва шунинг учун конденсаторлар ўзгармас токни ўтказмайди.

3. *Ўзгарувчан ток занжирида индуктивлик.* Ўзгарувчан ток генераторига индуктивлиги L га тенг бўлган ғалтак уланган бўлсин (221-*а* расм). Занжирнинг қаршилиги ва сиғимининг қиймати жуда кичик, яъни нолга яқин деб ҳисоблайлик. Ғалтакдан ўтувчи ток вақт бўйича ўзгарганлиги учун гоҳ у, гоҳ бу томонга йўналган ўзиндукция Э.Ю.К. юзага келади ва бу ўз навбатида ўзиндукция экстратокларини пайдо қилади. Шунинг учун Э.Ю.К.ли занжир қисми учун Ом қонунини қўллаймиз, яъни:

$$U = IR - \mathcal{E}, \qquad (89.7)$$

бу ерда $R = 0$ ва

$$\mathcal{E} = -L\frac{dI}{dt} \qquad (89.8)$$

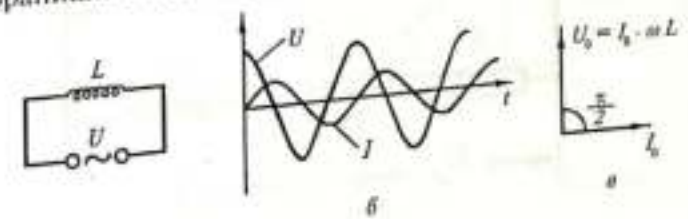
бўлгани учун

$$U = L\frac{dI}{dt}. \qquad (89.9)$$

(89.1) дан фойдалансак, кучланиш тебраниши учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$U = I_0 \omega L \cos\omega t = I_0 \omega L \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \qquad (89.10)$$

Демак, занжирда фақат индуктивлик бўлган ҳолда ток тебраниши синусоида қонуни бўйича ўзгарса, кучланиш



а *б* *в*

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

$$U_0 = I_0 \omega L \tag{89.11}$$

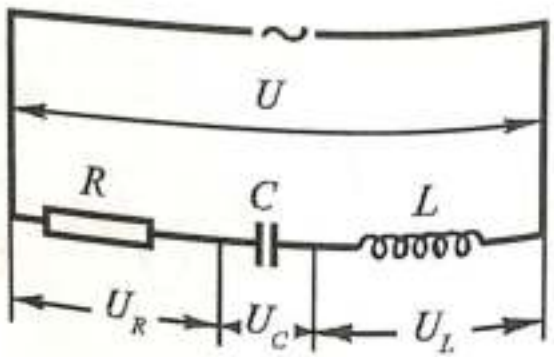
кучланиш амплитудасидир. Бу ифодани Ом қонуни билан солиштириб, қаршилик ўрнида

$$R_L = \omega L \tag{89.12}$$

қатнашишини кўрамиз. Бу катталик занжирнинг индуктив қаршилиги дейилади. Бу ерда L генриларда, ω c^{-1} да ўлчанса, R_L омларда ифодаланади. Занжирда фақат индуктивлик бўлгани ҳолда ток ва кучланиш векторларининг ўзаро жойлашиши 221-*в* расмда кўрсатилган. Индуктив қаршилик ўзгарувчан токнинг ўзгариш частотасига пропорционал. Бу қаршилик фақат ўзгарувчан токларда мавжуд бўлганлиги учун, галтаклардан ўзгарувчан ва ўзгармас токларни ажратишда фойдаланилади.

90-§. Ўзгарувчан ток учун Ом қонуни

Ўзгарувчан ток (89.1) аввалги параграфда кўриб ўтилган қаршилик, сиғим ва индуктивликлар кетма-кет уланган занжирдан оқаётган бўлсин (222-расм). Занжир учларидаги кучланишни топайлик. Қаршилик, сиғим ва индуктивлик кетма-кет уланганлиги учун умумий кучланиш уларнинг ҳар биридаги кучланишларнинг йиғиндисига тенг



222-расм.

бўлади. Бу кучланишларнинг ҳар бири синусоида қонуни бўйича ўзгаради.

Кучланишларни қўшиш учун гармоник тебранишларнинг вектор диаграммаларидан фойдаланамиз. Қаршиликдаги кучланиш вектори $U_a = I_0 R$ токлар ўқи бўйлаб йўналган бўлади (223-расм). Сиғим 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:

$$U_p = I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right). \tag{90.1}$$

Демак, занжир учларидаги кучланишни орасида $\pi/2$ фаза фарқи мавжуд бўлган иккита U_a ва U_p кучланишларнинг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин. Бу ерда U_a кучланишнинг актив, U_p — реактив ташкил этувчисидир. Бу икки тебранишнинг қўшилишидан яна гармоник тебраниш ҳосил бўлади, яъни:

$$U = U_0 \sin(\omega t + \varphi), \tag{90.2}$$

бу ерда φ — бошланғич фаза фарқи.

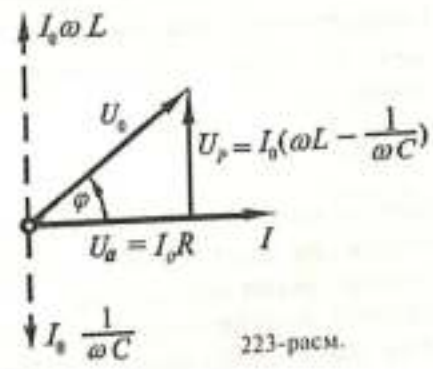
223-расмдаги кучланиш векторлари асосида ҳосил бўлган тўғри бурчакли учбурчакка Пифагор теоремасини қўлласак,

$$U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}, \tag{90.3}$$

ифодани оламиз. Натижавий тебранишнинг бошланғич фазасини кўрсатувчи φ бурчак тангенсини қуйидагича топиш мумкин:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \tag{90.4}$$

(90.3) муносабат ток ва кучланиш амплитудалари



223-расм.

орасидаги боғланиш бўлиб, уларнинг оний қийматларини кўрсатмайди. Бу ифодада ҳулди Ом қонунидагидек кучланиш амплитудаси U_0 ток амплитудаси I_0 га пропорционал бўлганидан уни *ўзгарувчан ток учун Ом қонуни* дейилади.

Занжирдаги тўла кучланишнинг ток кучига нисбати занжирнинг тўла қаршилигини беради, яъни

$$Z = \frac{U_0}{I_0} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \qquad (90.5)$$

бу ердаги

$$R = \frac{U_a}{I_0} \qquad (90.6)$$

ифода занжирнинг *актив қаршилиги* дейилади. Бу қаршилик занжирнинг ўзгармас токка кўрсатадиган қаршилигига тенг бўлади. Актив қаршилик ўтказгичлари электронларнинг тартибли ҳаракатида кристалл панжара учларидаги ионлар билан тўқнашиш туфайли юзага келгани учун унда Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралади.

Занжирнинг реактив қаршилиги

$$X = \frac{U_r}{I_0} = R_L - R_c = \omega L - \frac{1}{\omega C} \qquad (90.7)$$

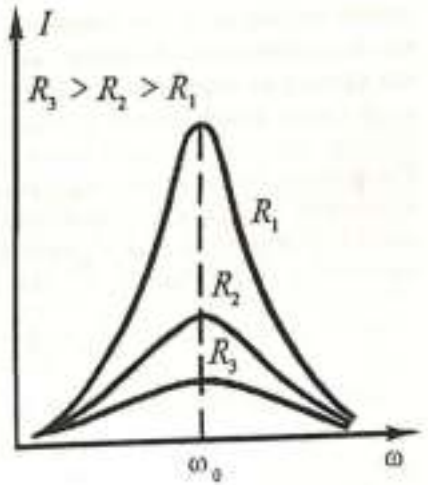
R_L индуктив ва R_c сиғим қаршиликларининг айирмасига тенг. Реактив қаршилик ҳисобига занжирда Жоуль—Ленц иссиқлиги ажралмайди.

Охирги ифодада $R_L = \omega L$ индуктив қаршилик ω доиравий частотага тўғри пропорционал бўлса, $R_c = \frac{1}{\omega C}$ сиғим қаршилик ω га тескари пропорционал бўлади. Доиравий частота ω нинг ўзгариш интервалида шундай ω_0 частота мавжудки, у

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad (90.8)$$

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. Расмдан кўринадики, актив қаршилик қанчалик кичик бўлса, I_0 шунчалик катта ва максимум учлари ўткир бўлади.



224-расм.

Резонанс ҳодисасида конденсатордаги ва ғалтакдаги кучланиш тебранишлари бирдай амплитудага эга бўлади. Бунда ғалтакдаги 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 йиғиндиси нолга тенг ва кучланишнинг актив қаршиликдаги тебранишларигина қолади.

Радиотехникада кучланишлар резонанси ҳодисаси кенг қўлланилади. Антенна 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 турли радиостанциялар юбораётган ҳар хил частоталарга (тўлқин узунликларига) мослаш конденсатор сиғимини ўзгартириш билан амалга оширилади. Ҳар бир радиостанция ўзининг эшиттириш олиб борадиган тўлқин узунлигига эга бўлиб, радиоприёмник "қулоғи"ни бураш билан керакли эшиттириш ажратиб олинади.

Энди ўзгарувчан токнинг иши ва қувватини кўрайлик. Аввал занжир фақат актив қаршиликка эга бўлган ҳолни кўрайлик. Бу ҳолда ўзгарувчан токнинг иши тўла иссиқликка айланади. Бу эса ўзгарувчан ток кучининг эффектив

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

$$I_{эф} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 I_0. \qquad (90.9)$$

Эффектив кучланиш ҳам шу тарзда аниқланади:

$$U_{эф} = \frac{U}{\sqrt{2}} = 0{,}707 U_0. \qquad (90.10)$$

Ўзгарувчан токнинг қуввати учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$P = I_{эф} U_{эф} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \frac{U_0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2} I_0 U_0 \qquad (90.11)$$

Занжирда фақат актив қаршилик эмас, балки реактив қаршилик ҳам бўлса, у ҳолда фазалар фарқи ҳам таъсир кўрсатади. Бу ҳолда ўзгарувчан ток қуввати қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$P = I_{эф} U_{эф} \cos\varphi = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos\varphi. \qquad (90.12)$$

Бу ифода оддингисидан $\cos\varphi$ кўпайтувчисининг борлиги билан фарқ қилади. $\cos\varphi$ 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 $\cos\varphi$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 муҳитда тарқалиши

Тебранишларнинг бирор эластик муҳитда тарқалиш жараёни *тўлқин* дейилади. Тўлқиннинг тарқалиши қаттиқ, суюқ ёки газ ҳолатида бўлган муҳит зарраларининг ўзаро

таъсири туфайли бирор ϑ 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 механик) *тўлқинлар* дейилади. Тўлқинлар бўйлама ва кўндаланг бўлади. Агар муҳит зарраларининг тебраниши тўлқинининг тарқалиш йўналишига параллел бўлса, у ҳолда ҳосил бўлган тўлқин *бўйлама тўлқин* бўлади. Аксинча, муҳит зарраларининг тебранма ҳаракати тўлқинининг 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 ичида жойлашган тебранишнувчи 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 тўлқин сиртлар сони ихтиёрий кўп бўлиши мумкин. Энг содда ҳолда тўлқин фронти ясси ёки сферик бўлади. Бундай ҳолда тўлқинлар мос равишда *ясси* ёки *сферик* тўлқин деб юритилади. Ясси тўлқинда тўлқин фронти ўзаро параллел бўлган текисликлар тўпламидан иборат бўлса, сферик тўлқинда тўлқин фронти концентрик сфералар мажмуасидан иборат бўлади.

Тўлқин тарқалишида манбадан узоқроқда жойлашган муҳит зарралари ҳам тебрана бошлайди, яъни тўлқин ўзини вужудга келтирган манбадан югуриб қочаётгандек туюлади. Шунинг учун уни *югурувчи тўлқин* деб аталади. Бир жинсли изотроп муҳит ихтиёрий зарраси ξ силжишининг t вақтга боғланиши

$$\xi = A\sin\omega t \qquad (91.1)$$

кўринишда бўлсин. Бу ерда A — тўлқин амплитудаси, ω — унинг доиравий частотаси. Бундай тўлқинни *гармоник* ёки *синусоидал тўлқин* деб аталади. Муҳит зарраси манбадан қанча узоқда жойлашган бўлса, у шунча кечикиб тебранади. Манбадан x масофада жойлашган зарра

$$\tau = \frac{x}{u} \qquad (91.2)$$

вақт қадар кечикиб тебрана бошлайди. Бу ерда $u = \frac{dx}{dt}$ фазовий тезлик бўлиб, тўлқиннинг тарқалиш тезлиги фазонинг кўчиш тезлигини англатади. У ҳолда манбадан x масофада жойлашган зарранинг ихтиёрий t вақтдаги силжиши қуйидагича аниқланади:

$$\xi = A\sin\left(\omega t - \frac{x}{u}\right). \qquad (91.3)$$

Бу ифодага *югурувчи тўлқин тенгламаси* дейилади.

Бир хил фазада тебранаётган иккита энг яқин нуқталар орасидаги масофа λ тўлқин узунлигини беради. Битта T давр давомида U тезлик билан тарқалаётган тўлқин босиб ўтган масофа λ тўлқин узунлигига тенг бўлади:

$$\lambda = uT. \qquad (91.4)$$

2π метр узунликдаги кесмада жойлашадиган тўлқин узунликлари сонини ифодаловчи

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad (91.5)$$

катталик *тўлқин сони* деб аталади. (91.4) ва (91.5) ифодаларни (91.3) тенгламага қўйсак, ясси югурувчи тўлқин учун қуйидаги кўринишдаги тенгламага эга бўламиз:

$$\xi = A\sin(\omega t - kx). \qquad (91.6)$$

Ҳар хил частотали тўлқинлар йиғиндиси тўлқинлар группаси ёки тўлқин "пакет" деб аталади. Бу ҳолда тўлқинларнинг группа тезлиги тушунчаси киритилади. Тўлқин узунликлари λ дан $\lambda + d\lambda$ гача бўлган тўлқин "пакет"нинг группа тезлиги қуйидагича аниқланади:

$$u_1 = u - \lambda\frac{du}{d\lambda} \qquad (91.7)$$

Муҳитда тўлқин тарқалганда тебраниш йўналишида маълум энергия узатилади. Бу энергия зарралар тебранма ҳаракатининг кинетик энергияси ва эластик деформацияланган муҳитнинг потенциал энергиясидан иборат бўлади. Тўлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган бир квадрат метр сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия *энергия оқимининг зичлиги* деб аталади. Энергия оқими зичлигининг ўртача қиймати тўлқин интенсивлигига тенг бўлади ва Вт/м^2 ҳисобида ўлчанади.

Тинч турган сув сиртига икки ёки ундан ортиқ тошлар бир вақтда келиб тушса, сув сиртида ҳосил бўлган тўлқинлар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда тарқалишини кузатиш мумкин. Бироқ маълум шартлар бажарилганда битта муҳитда тарқалувчи тўлқинларнинг бир-бирлари билан ўзаро таъсири кузатилади.

Тўлқинлар учрашганда қуйидаги икки хил ҳол бўлиши мумкин:

1. Частоталари бир хил ва фазалар фарқи ўзгармас бўлган икки тўлқин қўшилишида натижавий тўлқиннинг ўртача энергияси қўшилувчи тўлқинлар ўртача энергияларининг йиғиндисига тенг бўлмайди: фазалар фарқига қараб катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкин. Тебраниш частоталари бир хил ва бошланғич фазалар фарқи вақт давомида ўзгармас бўлган бундай тўлқинлар ўзаро *кога-*

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 йиғиндисига 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. Олатда 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, барглариинг шилдираши, шамолнинг увиллаши, қушларнинг 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 борганда қулоқ ичидаги пардани мажбурий тебратади ва одам товушни эшитади.

Газлар ва суюқликларда товуш манбаи албатта тебранаётган жисм бўлиши шарт эмас. Масалан, учиб кетаётган ўқ чийиллайди, шамол гувиллайди. Турбореактив самолётнинг гумбирлаши фақат ишлаётган агрегатларнинг шовқинидан иборат бўлмасдан, унга самолётнинг катта тезликда 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 қиламиз.

Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги муҳитга ва ташқи шароитга боғлиқ бўлади. Ҳавода 0 °С температурада ва нормал босимда товуш 330 м/с 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, денгиз сувида товуш 1500 м/с, баъзи металларда эса 7000 м/с тезликда тарқалади. Шунинг учун рельсга қулоқ тутиб, поезд яқинлашаётганини ҳаводагига қараганда олдинроқ эшитиш мумкин.

Одам частотаси тахминан 16 Гц дан 20000 Гц гача чегарада бўлган эластик тўлқинларни эшитади. 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 сезгин бўлиб туюлиши мумкин. Шу боисдан товушни объектив баҳолаш учун товуш интенсивлиги тушунчасидан фой-

лаланилади. 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:

$$L = lg\left(\frac{J}{J_0}\right), \qquad (92.1)$$

бу ерда J_0 — эшитиш бўсағасидаги товуш интенсивлиги, L — товуш баландлиги. Товуш баландлиги телефон ихтирочиси Белл (1847—1922) шарафига *беллар*да ёки бир тартибга кичик бирликлар — *децибеллар*да ўлчанади.

Одам қулоғи жуда катта сезгирликка эга. Товуш сезгисини келтириб чиқариш учун тўлқин бирор минимал интенсивликка эга бўлиши керак. Бу интенсивлик қиймати *эшитиш бўсағаси* деб аталади. Турли кишилар учун эшитиш бўсағаси бирдай эмас, одатда, одамнинг ёши катталашган сари бу бўсағa ортади. Бундан ташқари, одамнинг қулоғи турли частотали товушларни бирдай қабул қилавермайди. Қулоқ 1000 дан 5000 Гц гача частотали товушларни жуда яхши сезади. Жуда катта интенсивликдаги тўлқинлар товуш тарзида қабул қилинмай, қулоқда оғриқ пайдо қилади. Бундай товуш тўлқинлари интенсивлиги катталиги оғриқни сезиш бўсағаси деб аталади.

Товуш ҳақидаги таълимотда товуш тони (оҳангининг юксаклиги) ва тембри тушунчалари муҳим ўринни эгаллайди. 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 тебранишларининг ўзига хос аралашмасидир. Бу тебранишлардан энг паст частотага эга бўлгани *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

тонининг товуши билан бирга эшитиладиган обертонларнинг сонига ва интенсивлигига боғлиқ бўлади. Масалан, товуш тембрига қараб биз ким гапираётганини ёки қандай чолғу асбоби чалинаётганини биламиз. Маълум оҳангга мос келувчи энг соф товушни камертонлар ҳосил қилади. Шунинг учун камертондан маълум частотали товушлар олишда, масалан, мусиқа асбобларини созлашда фойдаланилади.

Товушнинг тарқалиш йўналишига бирон та 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 l масофани

$$l = \frac{\vartheta t}{2} \qquad (92.2)$$

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 манбаи ишлашидан тўхтагандан 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) эффекти дейилади. Бу эффект барча тўлқин жараёнларида, шу жумладан, товушнинг атмосферада тарқалишида кузатилади.

Ультратовуш тўлқинларининг тебраниш частотаси 20 Кгц дан катта бўлиб, одамнинг эшитиш соҳасидан четда ётади. Ультратовуш газла 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 эффектга асосланган усул.* Маълумки, ташқи механик куч таъсирида кварц пластинкасининг учларида мусбат ва манфий зарядларнинг ҳосил бўлиши *пьезоэлектрик эффект* дейилади (57-§ га 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 эффект* деб номланган эди. Агар кварц пластинкасининг иккита қарама-қарши сиртлари ўзгарувчан ток манбаига улаб қўйилса, у ҳолда пластинка тебранма ҳаракат қилади. 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 частотали ўзгарувчан кучланиш таъсирида механик тебранма ҳаракат қилувчи кварц кристалли ультратовуш манбаи бўлиб хизмат қилади.

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 тебраниш 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 манбаи ва уни қабул қилувчи приёмник билан таъминланади. Манба қисқа вақтли ультратовуш импульсларини юборади, приёмник эса қайтган импульсларни қайд қилади. Импульсларнинг юборилган ва қайд қилинган вақтини ҳамда ультратовушнинг сувда тарқалиш тезлигини билган ҳолда (92.2) формула ёрдамида денгизнинг чуқурлиги аниқланади. Кема йўлидаги тўсиққа қадар бўлган масофани аниқлашда ишлатиладиган ультратовуш локатор ҳам шундай ишлайди.

Баъзи бир ҳайвонлар, масалан, кўршапалакнинг ультратовуш локатор принципида ишлайдиган органга эга бўлиши уларга қоронғиликда 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.

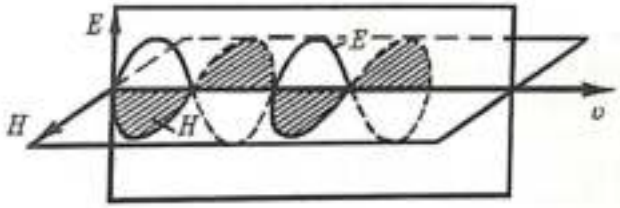
93-§. Электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш, узатиш ва қабул қилиш

Тебраниш контурида электр майдон энергиясининг магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергиясининг электр майдон энергиясига даврий айланишида 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 қилади 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 ёругликнинг вакуумдаги тезлигига тенг бўлиб, унинг сон қиймати $c \approx 299792458$ м/с $\approx 3 \cdot 10^8$ м/с га тенг. Агар электромагнит тўлқин вакуумда эмас, балки магнит сингдирувчанлиги μ ва диэлектрик сингдирувчанлиги ε бўлган бир жинсли муҳитда тарқалаётган бўлса, у ҳолда унинг тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлиги c дан $\sqrt{\mu\varepsilon}$ марта камаяди, яъни

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \qquad (93.1)$$

Максвелл назариясида таъкидланишича, электромагнит тўлқинлар кўндаланг тўлқинлар бўлиб, ўзаро перпендикуляр бўлган $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлари тўлқиннинг тарқалиш тезлиги $\vec{\vartheta}$ га перпендикуляр текисликларда ётади (225-расм). Электромагнит тўлқинда $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларнинг тебранишлари доимо бир хил фазада содир бўлади. Электр

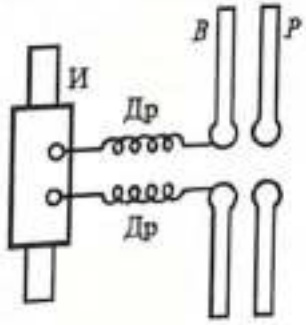


225-расм.

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 хулосага 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 *В* вибраторни *И* 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 занжири узилади ва яна *И* 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 *И* индикаторга ўтиб кет-



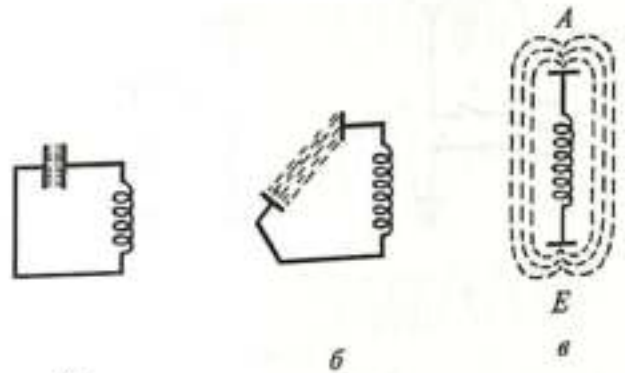
226-расм.

маслиги учун *Др* дроселлар қўйилади. Шунинг учун ҳосил бўладиган юқори частотали тебранишлар *Р* резонаторга узатилади. Вибратор ва резонатор бир хил хусусий тебранишлар частотасига эга бўлганда резонанс ҳодисаси кузатилади. Шундай қилиб, вибраторда ҳосил қилинган электромагнит тўлқин маълум масофада турган резонаторга узатилади.

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 кўндаланг 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.

Гершнинг электромагнит тўлқинларга оид ишлари билан танишган А.С. Попов (1850—1906) бу ҳодисаларни чуқурроқ ўрганди. У 1895 йилнинг бошида электр тебранишларни сезадиган ва қайд қиладиган ҳамда электр сигналини симсиз узатишга яроқли асбоб яратди. Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш учун Попов икки электрод орасига майда металл қиринди кукуни 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.

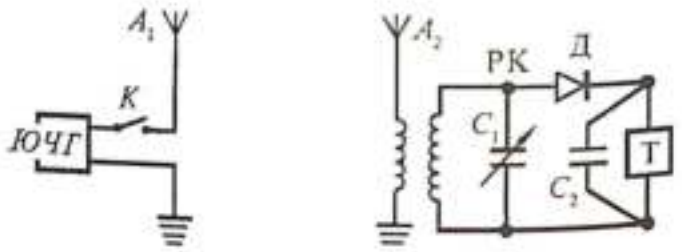
Тебраниш контурида электр ва магнит майдонлар фазода бир-биридан ажралган бўлиб, электр майдонлар конденсатор қопламалари орасида, магнит майдони эса ғалтак ичида тўпланган (218-расмга қ.). Шунинг учун бу кўринишдаги контурда энергияни ниҳоятда оз қисмигина контур атрофидаги фазода электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Контурнинг тебраниш даври *Т* қанчалик



227-расм.

кичик бўлса, энергиянинг шунчалик кўпроқ қисми электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Тебраниш даврини камайтириш учун (88.1) ифодага кўра, контурнинг сиғими ва индуктивлигини камайтириш лозим. Бунинг учун ёпиқ контур (227-*а* расм) даги конденсатор қопламаларини бир-биридан узоқлаштириб (227-*б* расм), очиқ контур (227-*в* расм) ҳосил қилиш керак. Бироқ бундай ҳолда ҳам нурланадиган электромагнит тўлқинларнинг интенсивлиги амалий мақсадлар учун етарли бўлмайди. Попов контур ҳосил қиладиган нурланиш қувватини оширишнинг анча самарали усулини топди. У контурни ўзгартирмасдан, ғалтакнинг бир учи *Е* ни Ерга улади, иккинчи *А* учига эса вертикал сим улади. Электромагнит нурланишларнинг қувватини ошириш ва электромагнит тўлқинларни қабул қилиш учун тебраниш контурига уланган бундай қурилмани *антенна* деб атади. Попов антенна ёрдамида вибраторнинг нурланиш қувватини ва резонаторнинг сезгирлигини бир неча марта орттирди. Шу усул билан электромагнит тўлқинлар ёрдамида узоқ алоқа принципи ўрнатилди.

Тез орада радиотелеграф алоқа, яъни сигналларни телефон ёрдамида эшитиб қабул қилиш усули яратилди. Бундада 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



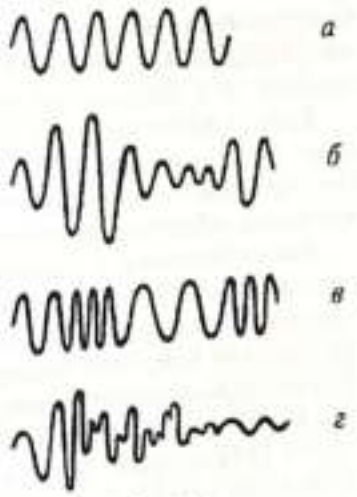
а *б*

228-расм.

(228-*б* расм) қисмлардан иборат. Узаткич юқори частотали генератор (ЮЧГ) дан иборат бўлиб, *А* антеннага ва ерга уланган. *К* калит ёрдамида Морзе алифбосининг тире ва нуқталарига мос келадиган қисқа ва узун сигналлар юбориш мумкин. Узаткичдан узоқ масофала 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 сиғимли *С* конденсаторнинг сиғими ўзгартирилиб, электромагнит тўлқинни қабул қилувчи приёмникнинг частотаси узаткич частотасига резонанс қилиб созланади. Приёмник контурида ҳосил бўладиган тебранишлар *Д* детекторга берилади, детектор эса ўзгарувчан токни тўғрилаб, ўзгармас токка айлантиради. Детекторланган ток ёзиб олувчи қурилмаси бўлган телеграфнинг электромагнитига ёки *Т* 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.

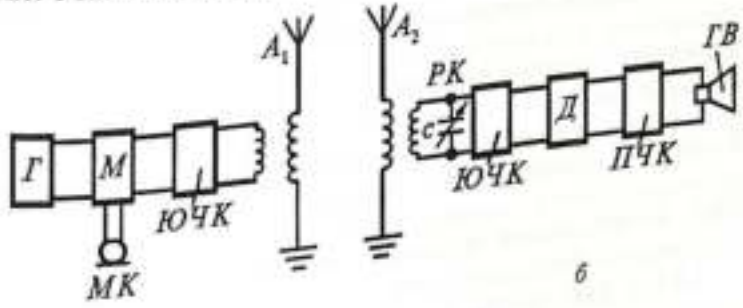
Товуш паст частотали тебраниш ҳисобланади. Паст частотали тебранишни фазога тарқатувчи антенналар қуриш мумкин эмас. Шунинг учун товушнинг тебраниш частотасини бирор усул билан юқори частотали (229-*а* расм) тебранишга юклаш керак, у эса бу тебранишларни узоқ масофага олиб боради. Юқори частотали тебранишларни паст частотали тебранишларга мос ҳолда бошқариш *модуляциялаш* дейилади. 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).



229-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 *Г* сўнмас тебранишли генератор, *МК* микро-



а *б*

230-расм.

фон ёрдамида тебраниш модуляцияси содир бўладиган *М* модулятор, *ЮЧК* — юқори частотали тебранишлар кучайтиргичи ва A_1 антенналан иборат.

Қабул қилгич таркибига A_2 антенна, *РК* резонанс контури, *ЮЧК* — юқори частотали тебранишларни кучайтиргич, тебранишларни тўғриловчи *Д* детектор, *ПЧК* — паст частотали тебранишлар кучайтиргичи ва *ГВ* карнай киради.

Радиотўлқинлар антенналан 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 Ерга қайтади. Шунинг учун қисқа тўлқинли радиотўлқинлар узоқроқ 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 махсус антенна билан жиҳозланади. Бу антеннанинг ўзи тўсиқдан қайтган нурланиш импульсларини қабул қилиш учун ҳам хизмат қилади. 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 Қуёш ва юлдузлар, бизни ўраб



231-расм.

олган жисмлар ва жониворлар, радиостанция ва телевизион ўтказгичлар антенналари электромагнит тўлқинларни тарқатади. Тебраниш частоталарига қараб бу тўлқинлар турлича номланади (231-расм): радиотўлқинлар, инфрақизил нурлар, кўринадиган ёруғлик, ультрабинафша нурлар, рентген нурлари, γ-нурлар. Шкалада келтирилган электромагнит тўлқинлар ягона табиатга эга бўлиб, бир-биридан фақат энергияси билан фарқ қилади. Электромагнит тўлқинларнинг 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. Сиғим ва индуктив қаршиликларининг ток частотасига боғлиқлигини тушунтиринг.
7. Қандай тўлқинлар югурувчи тўлқинлар дейилади?
8. Тўлқинлар учрашганда интерференция ҳодисасининг кузатилиш шарти нимадан иборат?
9. Ультратовушни ҳосил қилиш усуллари 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). **С. З. Гуломиддинов** таҳрири остида. Т. 1997.
3. «Ўзбекистон Республикаси олий таълимининг меъёрий ҳужжатлари. Олий таълимининг давлат таълим стандарти». **Т. Т. Рисқиев** таҳрири остида. Т., 2001.
4. **М. Исмоилов, П. Ҳабибуллаев, М. Халиуллин** «Физика курси». Т. «Ўзбекистон», 2000 й.
5. **Э. Н. Назиров, З. А. Хулайберганова, 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 усуллари». Т. Ўзбекистон. 2001 й.
9. **Кл. Э. Суорц.** «Необыкновенная физика обыкновенных явлений». М., 1996.
10. **Ж. Б. Мэрион.** «Общая физика с биологическими примерами». 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 бирлигида босиб ўтилган йўл катталиги.

Тезланиш — вақт мобайнида тезликнинг ўзгариши.

Бурчак тезлик — вақт бирлигида 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 ичида 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 бирлигида 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 — импульснинг радиусга кўпайтмаси.

Инерция моменти — жисм массасининг ундан айланиш ўқигача бўлган масофа квадратига кўпайтмаси.

Гироскоп — инерция ўқи атрофида катта бурчак тезликда айланувчи массив қаттиқ жисм.

Градиент — бирор миқдорнинг масофа бўйича ўзгариши.

Ламинар оқим — сокин оқим.

Турбулент оқим — уюрмали оқим.

Молекула — модданинг барча хоссаларини сақлаб қолган энг кичик зарра.

Температура — модданинг исиганлик 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 иккинчи тўқнашишгача ўтадиган йўл узунлиги.

Атмосфера босими — Ер сиртининг 1 см² га ҳаво устунининг берадиган босими.

Альтиметр — самолётларда баландликни ўлчовчи асбоб.

Диффузия — чегарадош моддаларнинг ўзаро бир-бирига кириб кетиши.

Газ молекуласининг эркинлик даражаси — газ ҳолатини тўла аниқловчи координаталар сони.

Энтропия — система ҳолатини характерловчи функция.

Энтальпия — газнинг иссиқлик функцияси.

Ҳавонинг намлиги — атмосферада сув буғлари миқдорини кўрсатувчи катталик.

Шудринг нуқтаси — сув буғи тўйинадиган температура.

Ареометр — суюқликнинг зичлигини аниқловчи қурилма.

Сирт таранглик кучи — суюқлик сиртини қисқартиришга интилувчи 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 катталик.

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 — миқдоран тенг, қарама-қарши ишорали зарядлар системаси.

Электростатик майдон — ҳаракатсиз зарядлар электр майдони.

Потенциаллар айирмаси — бир бирлик мусбат зарядни электростатик майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчиришда 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 сиғими — конденсатор қопламаларидаги бир бирлик кучланишга тўғри келадиган заряд миқдори.

Диэлектрикнинг қутбланиши — 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 кўндаланг кесимидан вақт бирлигида ўтган электр заряд миқдори.

Ампер — ток кучи бирлиги.

Амперметр — ток кучини ўлчовчи қурилма.

Ток зичлиги — ўтказгичнинг бир бирлик кўндаланг кесим юзидан ўтган ток кучи.

Кучланиш — бир бирлик мусбат зарядни ўтказгич бўйлаб кўчиришда бажарилган иш.

Вольт — кучланиш бирлиги.

Вольтметр — кучланишни ўлчовчи қурилма.

Қаршилик — ўтказгич учларидаги кучланишнинг ток кучига нисбати.

Ом — қаршилик бирлиги.

Омметр — қаршиликни ўлчовчи қурилма.

Ўтказувчанлик — қаршиликка тескари бўлган катталик.

Сименс — ўтказувчанлик бирлиги.

Электр токининг қуввати — вақт бирлигида 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 заряди ўтганда электродда ажраладиган модда массаси.

Плазма — юқори даражада ионлашган мусбат ва манфий 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 хилдаги айланма токлар системаси.

Магнит занжирлар — магнит индукция оқими ўтадиган магнетиклар тўплами.

Электромагнит майдон — магнит майдонининг ўзгаришидан ҳосил бўладиган электр майдон.

Индукцион ток — электромагнит майдондаги ўтказгичда ҳосил бўлган ток.

Ўзиндукцион ҳодисаси — контурдаги токнинг ўзгариши натижасида контурнинг ўзида индукцион Э.Ю.К.нинг ҳосил бўлиши.

Интуктивлик — галтакдан бир бирлик ток ўтганда юзага келадиган магнит индукция оқими.

Ўзаро индукция — галтаклардан бирида бирлик вақт мобайнида ток кучи бир бирликка ўзгарганда иккинчи галтакда 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 ўтказишда қатнашувчи эркин электронлар.

Чиқиш иши — электронни потенциал ўралан 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 юзага келадиган ўтказувчанлик.

Донор аралашмалар — электрон бера оладиган атомлар.

Акцептор аралашмалар — электрон оладиган атомлар.

Ферми сатҳи — электроннинг тониш 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 майдонларининг бир вақтда таъсир қилишидаги ҳодисалар.

Термоэлектрик ҳодисалар — температура фарқи туфайли кузатиладиган электр ҳодисалар.

Аккумуляторлар — ток ўтказилганда электр энергия манбаига айланадиган қурилмалар.

Тебраниш ҳаракат — такрорланиш хоссасига эга бўлган ҳаракат.

Тўлқин — тебранишларнинг 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 инертлик ҳақида тушунча 27
8-§. Ньютоннинг биринчи қонуни ва унинг баъзи татбиқлари 29
9-§. Ньютоннинг иккинчи 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 айлана бўйлаб ҳаракати. Инерция моменти 59
14-§. Қаттиқ жисмларнинг инерция моментлари 60
15-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси 63

16-§. Модий нуқта импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни 70
17-§. Қаттиқ жисм 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 кучлар. 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. Ернинг сунъий йўлдошлари. Табиатда тезликлар 123

VI боб. Суюқлик ва газлар механикаси

28-§. Суюқлик ва газлар босими. Ишлаб чиқаришда босимдан фойдаланиш 130
29-§. Туташ идишлар қонуни ва унинг амалда қўлланилиши 135
30-§. Суюқлик ҳаракати. Узлуксизлик тенгламаси 138
31-§. Бернулли 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 усуллари 148
33-§. Температура ва уни ўлчаш усуллари 150
34-§. Газнинг босими. Вакуум ҳақида тушунча 155
35-§. Идеал газ ва унинг дастлабки қонуниятлари. Газ ҳолат тенгламаси 160
36-§. Газ молекулаларининг тезликлари ва уларнинг Максвелл тақсимот қонуни 166

37-§. Барометрик формула. Больцман тақсимоти 171
38-§. Газларда кўчиш ҳодисалари. Диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва ички ишқаланиш ҳодисалари 177
39-§. Идеал газнинг ички энергияси ва унинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни 183

VIII боб. Термодинамика асослари

40-§. Термодинамиканинг биринчи қонуни ва унинг баъзи жараёнларга татбиқи. Пуассон тенгламаси 186
41-§. Идеал газнинг иссиқлик сиғими 190
42-§. Айланма цикл. Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Термодинамиканинг иккинчи қонуни 194
43-§. Иссиқлик двигателлари. Совуткичлар 197
44-§. Карно цикли. Энтропия 202

IX боб. Реал газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисмлар

45-§. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир 209
46-§. Реал газнинг ҳолат тенгламаси. Ван-дер-Ваальс изотермалари 210
47-§. Реал газнинг ички энергияси. Жоуль—Томсон эффекти. Газларни суюлтириш 214
48-§. Ҳавонинг намлиги. Намликни ўлчаш 218
49-§. Суюқликларда молекуляр ҳодисалар. Ҳўллаш ва капиллярликка оид амалий масалалар 221
50-§. Қаттиқ жисмнинг тузилиши 227
51-§. Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сиғими 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 таъсири. Кулон қонуни 246
55-§. Электр майдон. Остроградский-Гаусс теоремаси 251
56-§. Электростатик майдон потенциали 256
57-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши. Сегнетоэлектриклар. Пьезоэлектрик эффект 261
58-§. Электр сиғим. 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 куч. Берк занжир учун Ом қонуни ... 288
63-§. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қоидалари ... 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. Параллел токларнинг ўзаро таъсири ... 309
68-§. Зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонидаги ҳаракати ... 314
69-§. Моддаларнинг магнит хоссалари. Диамагнетиклар, парамагнетиклар 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

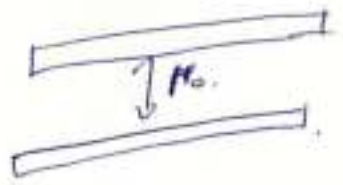
XIV боб. Моддаларнинг электр ўтказувчанлиги

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-§. Тўлқинларнинг эластик муҳитда тарқалиши ... 448
92-§. Товуш ва ультратовуш ... 452
93-§. Электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш, узатиш ва қабул қилиш ... 458
Фойдаланилган адабиётлар ... 466
Таянч тушунчалар ... 467



$$B = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0}$$

Т. Турғунов

АМАЛИЙ ФИЗИКА

Муҳаррир *М.Пулатова*
Расмлар муҳаррири *Ҳ. Меҳмонов*
Техник муҳаррир *У. Ким*
Мусаҳҳиҳ *Ш. Орипова*
Компьютерда саҳифаловчи *Г. Отаскевич*

Теришга берилди 13.02.2003. Босишга 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
Ғафур Ғулом номидаги нашриёт-матбаа ижодий уйи.
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