

**УЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА УРТА МАХСУС
ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

**МИРЗО УЛУЕБЕК НОМИДАГИ УЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ
УНИВЕРСИТЕТИ**

**УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИДАН
МАЪРУЗАЛАР МАТНИ**

Тошкент – 2013

СУЗ БОШИ

Ушбу маърузалар матнида Мирзо Улугбек номидаги Ўзбекистон Миллий Университетининг табиий факультетларида физика курси буйича ўқиётган маърузаларнинг қисқа ҳолдаги баёни берилган. Бу маърузалар ЎзМУ физика факультетининг факультетлараро умумий физика кафедрасида ишлаб чиқилган ва табиий факультетларнинг илмий — услубий кенгаши томонидан тасдиқланган бакалавр дастури асосида тузилган бўлиб, бакалавр мутахассислиги учун зарур бўлган билимларни ўз ичига олади. Қўлланмада физика курси куйидаги бўлимлар буйича баён қилинган:

- 1) Механика;
- 2) молекуляр физика ва термодинамика;
- 3) Электр ва магнетизм;
- 4) оптика;
- 5) атом ва атом ядросининг тузилиши.

Маълумки бакалавр йуналиши буйича тайёрланадиган талабалар физикадан маърузалар эшитиш билан бир каторда амалий физика буйича ҳам машъулотлар ўтказадилар. Шу сабабли талабаларга физика буйича маърузаларни баён этиш физикадан масалаларни ечиш билан бирга олиб борилади, Бу усул талабаларнинг физикадан лаборатория ишларини бажариш ва натижаларни ишлашда қагга ёрдам беради,

Ушбу қўлланмада н табиий фанлар соҳаси буйича тайёрланадиган талабалар билан бирга бошқа соҳалардаги талабалар ҳам фойдаланиши мумкин.

Тузувчилар: проф. Абдурахманов У, ўқ. Боймуратов Ф.Т.

Умумий физика фаннинг **маъруза матнлари** Физика факультетининг ўқув-услубий кенгашининг 2013 йил 28 августдаги 1 - сонли мажлисида муҳокама қилиниб, тасдиқ этилган.

КИРИШ

Физика — асосий табиий фанларнинг биридир ва у жонсиз табиатнинг қонунларини ўрганади. Табиатда содир бўладиган ҳодисалар ва жараёнлар маълум қонунлар асосида рўй беради. Бу ҳодисалар ва уларнинг қонуниятлари орасидаги боғланишни ўрганиш ҳар бир фаннинг асосий вазифасидир. Физика соҳасига асосан жисмларнинг ўзаро таъсири ва уларнинг ҳаракат қонунлари, ҳамда электромагнит ва ёруғлик билан боғланган ҳодисалар, атом ва унинг ядросини ўрганиш қиради. Аммо физика фанининг аниқ чегарасини ҳозирги вақтда кўрсатиш қийин. Чунки ҳар бир янги очилган ва очилаётган кашфиётлар физиканинг қўлланиш чегараларини янада кенгайтирмоқда деб айтиш мумкин. Физика асосий қонунларини баён этишдан аввал баъзи физик тушунчалар билан танишамиз.

Физик ҳодиса: Физик ҳодиса ёки физик жараён деб берилган жисмларда вақт ўтиши билан маълум қонуниятлар асосида содир буладиган ўзгаришларга айтилади. Бу ўзгаришлар ўлчов воситасида миқдорий баҳоланадилар.

Физик тажриба: Жисмлар билан боғлиқ бўлган ўзгаришлар кузатиш ёки лабораторияларда амалга ошириладиган махсус тажрибалар орқали ўрганилади. Тажрибаларда олинган ҳулосалар у ёки бу физик ҳодисанинг, жараённинг қонуниятларини очишга ёрдам беради.

Физик ўлчашлар, физик катталиклар: Физикада аниқ ўлчашлар асосий роль ўйнайди. Бу ўлчашларда физик катталиклар аниқланади. Физик катталикларга мисоллар сифатида куч, тезлик, тезланиш ва бошқа катталикларни келтириш мумкин. Физик катталиклар жисмнинг хоссасини ёки физик жараённинг характеристикасини ифода этадилар ва уларни аниқ миқдорий томонидан ўлчаш мумкин. Физик катталикларни ўлчаганда уларни бирлик деб қабул қилинган катталикка нисбатан солиштириб, миқдорий белгиланади. Физикадаги барча илмий ишларда физик катталикларни аниқ ўлчаш тажрибанинг асосий қисми ҳисобланади.

Физик қонунлар: барча ҳодисалар ва жараёнлар ўзаро бир – бири билан боғланган ҳолда содир булади. Кузатиш ва тажриба йўли билан бу боғланишлар қонуниятлари аниқланади ва улардан умумий характерга эга булган қонуниятлар физик қонунларни ташкил этади. Барча физик ҳодисаларни текширишда бу физик қонунлар асос қилиб олинади.

1 – Маъруза

Моддий нуқта. Санок системаси. Радиус-вектор ва траектория тушунчалари. Тезлик ва тезланиш. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати. Бурчак тезлик ва бурчак тезланиши

Режа:

1. Механиканинг асосий тушунчалари.
2. Ҳаракатда тезлик ва тезланиш.
3. Айланма ҳаракат ва унинг қонуниятлари.

Таянч сўз ва иборалар: кинематика, моддий нуқта, санок система, радиус вектори, траектория, текис ҳаракат, тезлик, тўғри чизиqli текис ўзгарувчан ҳаракат, ўртача тезлик, тезланиш, айлана бўйлаб ҳаракат, бурилиш бурчаги, радиан, айланиш даври, айланиш частотаси, чизиqli тезлик, бурчак тезлик, бурчак тезланиш.

Ҳаракати ўрганилаётган жисмнинг катталиги ва шакли кузатилаётган шароитда ҳеч қандай аҳамиятга эга бўлмаса, бундай жисм моддий нуқта деб қаралади.

Санок системаси . Исталган бир жисмнинг ҳаракати бошқа бир жисмга ёки бир-бирларига нисбатан олиб ўрганилади. Санок системаси сифатида бирор қаттиқ жисм билан боғланган, ўзаро бир-бирларига тик бўлган 3 та ўқдан иборат бўлган декарт координаталар системаси қўлланилади. Бундай санок системаси моддий нуқта деб қаралиши мумкин бўлган жисмнинг исталган вақда фазодаги ўрнини тўла аниқлаш имконини беради. Нуқтанинг фазодаги ўрнини X, Y ва Z координаталари орқали аниқланади.

Радиус – вектор ва траектория тушунчаси. Координаталар бошидан кузатилаётган нуқтага ўтказилган Z векторнинг координата ўқларидаги проекциялари нуқтанинг координаталарига мос равишда тенгдир, яъни $r_x = x$; $r_y = y$ ва $r_z = z$. Агар нуқтанинг фазодаги ўрни ўзгарадиган бўлса, $\vec{r}$ ҳам ўзгаради. Шунинг билан бир қаторда нуқтанинг X, Y, Z координаталари ҳам ўзгаради, Бундан кўринадики, нуқтанинг исталган вақтда фазодаги ўрнини, координаталари ёки $\vec{r}$ вектори орқали ифодалаш мумкин экан.

Нуқтанинг фазодаги ўрнини тўла равишда аниқлашга имкон берувчи бундай вектор радиус-вектор деб аталади.

Ҳаракат қилаётган жисмнинг берилган вақт оралиғидаги ҳаракат трайекторияси деганда, шу ораликдаги вақтнинг ҳар қандай қийматларида кузатилаётган жисмнинг фазодаги ўринларини ифодаловчи нуқталарнинг ўзаро қўшилишидан иборат бўлган чизиqli тушунилади.

Тезлик. Ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг фазодаги ўрнини ифодаловчи x, y, z координаталар ва $\vec{r}$ радиус-вектор вақт ўтиши билан узлуксиз ўзгариб боради. Координаталарнинг ва унга мос равишда $\vec{r}$ радиус-векторнинг бирлик вақт оралиғида ўзгариш миқдорини аниқловчи физик катталик - тезликни киритайлик.

Моддий нуқта бирор траектория бўйича ҳаракатланаётган бўлиб, бирор t вақтда унинг фазодаги ўрни $\vec{r}$ радиус-вектор орқали ва орадан Δt вақт ўтгандан сўнг, яъни $t + \Delta t$ да нуқтанинг фазодаги ўрни $\vec{r} + \Delta \vec{r}$ радиус-вектор орқали ифодалансин (1.1-расм.) Демак, радиус-вектор Δt вақт ичида $\Delta \vec{r}$ га ўзгарган, моддий нуқта эса Δs масофага силжиган бўлсин. Радиус-векторнинг вақт бўйича ўзгаришини кўриб чиқайлик. $\Delta \vec{r} / \Delta t$ нисбатнинг миқдори ва фазодаги йўналиши Δt нинг қийматига боғлиқдир. Агар Δt вақт оралиғини узлуксиз камайтириб борсак аниқ катталикка интилади ва бу катталик моддий нуқтанинг t вақтдаги ҳаракат тезлигидан иборат бўлади.

Юкорида таъкидлаб ўтилганларни математик усулда қуйидагича ёзиш мумкин:

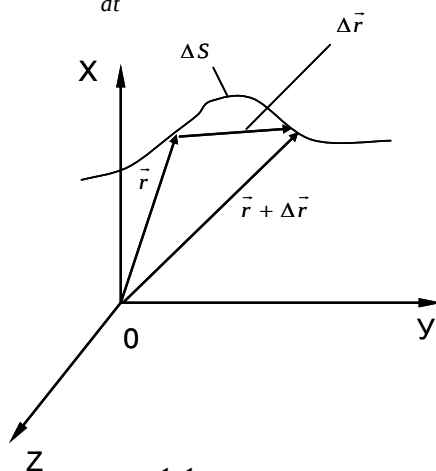
$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta r}}{\Delta t} = \overline{v} \quad (1.1)$$

(1.1)ифодадан тезлик векторининг йўналиши векторнинг $\Delta \vec{r}$ йўналиши билан мос келиши кўриниб турибди. Агар Δt ни узлуксиз камайтириб борилса, Δr нинг йўналиши пировардида шу вектор бошланиш нуктасидаги траекторияга ўтказилган уринма билан мос тушади, $\Delta \vec{r}$ нинг сон қиймати эса Δs га тенг бўлиб қолади.

Демак, бирор траектория бўйича ҳаракатланаётган жисмнинг исталган нуктадаги тезлик вектори траекториянинг шу нуктасига ўтказилган уринма бўйича йўналган бўлар экан.

Математика курсидан маълумки, (1.1) формула асосида тезлик векторини радиус-векторидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила кўринишида ёзиш мумкин, яъни

$$\overline{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.2)$$



1.1- расм

1.1-расмдан кўринадики, берилган t учун, Δt узлуксиз камайиб борса, $\Delta \vec{r}$ нинг модули Δs га интилади ва (1.1) формулага асосан тезлик векторининг модулини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$|\overline{v}| = v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (1.3)$$

Тезланиш. Моддий нуктанинг ҳаракат тезлиги вақт ўтиб бориши билан ҳам сон қиймати бўйича, ҳам йўналиши бўйича, ўзгариб туриши мумкин, Бу ўзгаришни характерловчи катталиқ тезланишни ифодалайди. Бирор t вақтда нукта ҳаракатининг тезлиги $\vec{v}$ ва $t + \Delta t$ да $\vec{v} + \Delta \vec{v}$ га тенг бўлсин. Юкорида кўриб ўтганимиздек, ўртача тезланишни аниқловчи нисбатнинг қиймати Δt узлуксиз камайиб борганда аниқ катталиқка интилиб, тезланишнинг берилган вақтдаги қийматини ифодалайди, яъни

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.4)$$

(1.4) формуладаги ўрнига унинг (1.2) муносабатдаги ифодасини келтириб қўйсак,

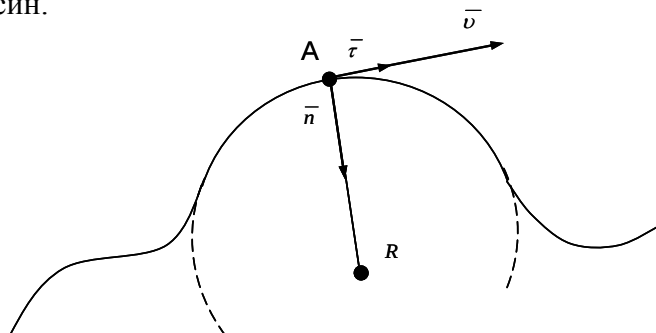
$$a = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (1.5)$$

ҳосил бўлади.

Демак, моддий нуктанинг ҳаракат тезланиши радиус-вектордан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг экан.

Моддий нуктанинг ҳаракат траекторияси эгри чизикдан иборат бўлган умумий ҳолни кўриб чиқайлик. Траекторияда ихтиёрий равишда бирор А нуктани танлаб (1.2-расм), шу нукта орқали эгрилик доирасини ўтказайлик.

Эгрилик доирасининг Р радиуси эгри чизикли траекториянинг берилган А нуктадаги эгрилик радиуси бўлсин. А нуктадан чиқувчи иккита бирлик векторини танлайлик: улардан бири траекторияга уринма равишда ва иккинчиси $\bar{n}$ эгрилик радиуси бўйлаб йўналган бўлсин.



1.2 – расм

Тезлик вектори ҳамма вақт траекторияга ўтказилган уринма бўйича йўналганлигини эътиборга олиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{v} = v \bar{\tau} \quad (1.6)$$

А нукта моддий нукта деб қаралиши мумкин бўлган жисмнинг бирор вақт фазодаги ўрнини кўрсатади. Вақт ўтиб бориши билан А нукта траектория бўйлаб кўча бошлайди ва шунга мос равишда $\bar{\tau}$ векторининг йўналиши ҳам ўзгариб боради. Буни эътиборга олган ҳолда (1.6)ни (1.4)га келтириб қўйиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\bar{a} = \frac{d(v \cdot \bar{\tau})}{dt} = \bar{\tau} \frac{dv}{dt} + v \frac{d\bar{\tau}}{dt} \quad (1.7)$$

(1.7) формуладан кўринадики, тезланиш вектори иккита ташкил этувчининг йиғиндисидан иборат экан: биринчиси (биринчи ҳад) траекторияга ўтказилган уринма бўйича йўналган тезликнинг сон миқдори бўйича ўзгаришини характерловчи тезланиш ва иккинчиси ҳамма вақт тезлик векторига тик бўлиб, эгрилик марказига қараб йўналган тезликнинг шу йўналиш бўйича ўзгаришини характерловчи тезланиш. Шунинг учун тезланиш векторининг бу ташкил этувчиларини мос равишда уринма (тангенциал) тезланиш $\bar{a}_t$ ва марказга интилма (нормал) тезланиш $\bar{a}_n$ деб аталади. (1.7) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\bar{a} = \bar{a}_t + \bar{a}_n \quad (1.8)$$

Осонлик билан кўрсатиш мумкинки, тезланиш векторининг тангенциал ва нормал ташкил этувчиларининг модуллари қуйидагича аниқланади:

$$a_t = \frac{dv}{dt} \quad \text{ва} \quad a_n = \frac{v^2}{R} \quad (1.9)$$

Моддий нуктанинг тўғри чизикли текис ўзгарувчан ҳаракати. Моддий нукта деб ҳисобланиши мумкин бўлган жисм тезлигининг ҳаракат давомида фақат миқдори (қиймати) ўзгариб, йўналиши эса ўзгармасдан қолса, бундай ҳаракат траекторияси тўғри чизикдан иборат бўлади ва уни тўғри чизикли ҳаракат деб аталади. Агар ҳаракат давомида $a = const$ ва у мусбат ишорали бўлса, тезлик ва тезлаиш йўналиши бир хил бўлади ва $v = v_0 + at$ кўринишда ёзилади. Вақт ўтиши билан тезлик қиймати бир хилда ортиб боради. Бундай ҳаракатни текис тезланувчан ҳаракат дейилади.

Акс ҳолда, a - манфий ишорали, демак, тезлик ва тезланиш қарама-қарши йўналишда бўлса, ҳаракат текис секинланувчан ҳаракат дейилади. Моддий нуктанинг

тўғри чизиqli текис ўзгарувчан ҳаракатида йўл формуласи қуйидагича ифодаланади:

$$S = v_0 t \pm \frac{at^2}{2} \quad (1.10)$$

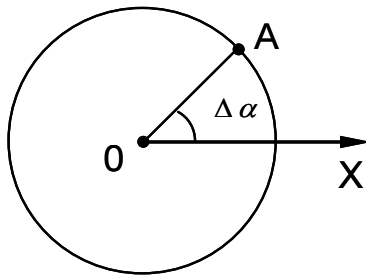
**Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати.
Бурчак тезлик ва бурчак тезланиши**

Бурчак тезлиги ва бурчак тезланиши. Моддий нуқта ҳаракатининг траекторияси айлана шаклида бўлса, бундай ҳаракат айланма ҳаракат деб аталади. Агар OA радиус-вектор Δt вақт оралиғида $\Delta \varphi$ бурчакка бурилган бўлса, жисм бурчакли тезлигининг ўртача қиймати $\omega = \frac{\Delta \varphi}{\Delta t}$ га тенг бўлади. Бурчакли тезликнинг берилган вақтдаги қиймати

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.11)$$

ифода орқали аниқланади, жуда кичик вақт оралиғидаги моддий нуқтанинг айлана бўйлаб босиб ўтган ds йўл узунлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$ds = v dt$$



1.3 - расм

бунда $r = OA$ радиус-векторнинг узунлиги. Юқоридаги формуладан $d\varphi$ элементар бурчакка бурилиш учун:

$$d\varphi = \frac{v dt}{r}$$

ни (1.10) га келтириб қўямиз ва чизиqli ҳамда бурчакли тезликлар орасидаги қуйидаги муносабатни оламиз: $v = \omega r$ (1.12)

Айлана бўйлаб текис ҳаракат учун (1.12) ни $d\varphi = \omega dt$ кўринишда ёзиб, 0 дан T (бир марта тўлиқ айланиб чиқиш учун кетган вақт - айланиш даври) гача бўлган вақт оралиғидаги бурилиш бурчаги 2π нинг $2\pi = \varphi = \int d\varphi = \int \omega dt = \omega T$ га тенг эканлигини

$$\text{аниқлаб, бурчакли тезликни } \omega = \frac{2\pi}{T} \text{ ёки } \omega = 2\pi\nu \quad (1.13)$$

кўринишда ифодалаш мумкин (бу ерда ν - айланиш частотаси).

Бурчакли тезланиш бурчакли тезликнинг бирлик вақт давомида ўзгариш катталигини аниқлайди. Агар Δt вақт оралиғида бурчакли тезлик $\Delta \omega$ га ўзгарган бўлса, бурчакли тезланишнинг шу вақт оралиғидаги ўртача қиймати қуйидагича бўлади:

$$\varepsilon = \frac{\Delta \omega}{\Delta t} \quad (1.14)$$

Бурчакли тезланиши берилган t вақтдаги қийматини

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (1.15)$$

қурилишда ёзиб, (1.12) ни (1.15) га келтириб қўйсақ қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (1.16)$$

(1.16) дан бурчакли тезланиш бурилиш бурчагидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилга тенг эканлиги кўриниб турибди.

Назорат саволлари

1. Моддий нуктага таъриф беринг.
2. Саноқ системаси деб нимага айтилади.
3. Траектория, кўчиш ва йўл деб нимага айтилади.
4. Тезлик қандай физик катталик.
5. Тезланишни тушинтиринг.
6. Тезлик ва тезланиш бирликлари қандай аниқланади.
7. Силжиш масофаси ва радиус вектор ўзгариши қандай.
8. Текис айланма ҳаракат деб қандай ҳаракатга айтилади.
9. Текис ўзгарувчан ҳаракат деганда нимани тушинасиз.
10. Бурчак тезлиги деб нимага айтилади.
11. Бурчак тезланиши қандай аниқланади.
12. Чизиқли тезлик ва бурчак тезлиги орасида қандай боғланиш бор.
13. Чизиқли тезлик ва бурчак тезланиш вектори қандай аниқланади.

2 – Маъруза

Ньютоннинг биринчи қонуни. Инерциял саноқ системаси. Ньютоннинг иккинчи ва учинчи қонунлари

Режа.

1. Динамика ва унинг вазифаси.
2. Ньютон қонунлари ва уларнинг турмуш ҳаётда қўлланилиши.
3. Инерциал ва ноинерциал саноқ системалар.
4. Табиатдаги кучлар.
5. Гравитацион майдон.
6. Бутун олам тортишиш қонуни.

Таянч сўз ва иборалар: саноқ системаси, инерция тушунчаси, Ньютоннинг биричи қонуни, масса, тезланиш, куч, Ньютоннинг иккинчи қонуни, Ньютоннинг учинчи қонуни, эластиклик, эластиклик кучлари, деформация, оғирлик кучи, жисмнинг оғирлиги, ишқаланиш кучлари, ташқи ишқаланиш, ички ишқаланиш, суёқ ишқаланиш, куруқ ишқаланиш.

Бугунги кунгача олиб борилган кузатишлар катта массали жисмлар ёруғлик тезлигига нисбатан жуда кичик тезликларда ҳаракатланаётган ҳолларда Ньютон қонунлари ҳақиқатни жуда тўғри акс эттиришини кўрсатади. Ньютон қонунларига асосланган механика Ньютон механикаси ёки классик механика деб аталади.

Ньютоннинг биринчи қонуни қуйидагича таърифланади: ҳар қандай жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини унга бошқа жисмлар томонидан таъсир кўрсатилиб, унинг шу ҳолатини ўзгартиришга мажбур қилмагунларича сақлайди.

Берилган жисм билан атрофдаги бошқа жисмларнинг бир бирига кўрсатаётган таъсирини ёки турли хил ташқи майдонларнинг шу жисмга кўрсатаётган таъсирини миқдор жиҳатдан характерловчи физик катталиқ куч деб аталади.

Берилган санок системасига нисбатан Ньютоннинг биринчи қонуни бажарилса, бундай система инерциал санок система, акс ҳолда ноинерциал санок система дейилади. Инерциал санок системага нисбатан тинч ҳолатда турган ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатда бўлган ҳар қандай санок система инерциал санок системадир.

Динамиканинг иккинчи қонунини Ньютон қуйидагича таърифлаган: ҳаракат миқдорининг ўзгариши ҳаракатлантирувчи кучга пропорционал ва шу куч таъсири юз бераётган тўғри чизиқ йўналиши бўйича содир бўлади.

Ҳаракат миқдори деганда Ньютон жисм массасини унинг тезлигига кўпайтмасини тушунган. Ҳозирги кунда "Ҳаракат миқдори" ўрнига $\vec{p} = m \vec{v}$ (2.1) катталиқ жисм импульси деб аталади.

Масса берилган жисм инертлигининг ўлчовидан иборат катталиқдир. Жисм инертлиги деганда, ҳар қандай ташқи таъсирга нисбатан жисмнинг қаршилиқ кўрсатувчанлик ёки ташқи таъсирга берилмаслик хусусияти тушунилади. Юқоридагиларни ҳисобга олиб Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича таърифлашимиз мумкин: жисм импульсининг вақт бўйича ўзгариш тезлиги шу жисмга таъсир этаётган кучга ёки кучларнинг тенг таъсир этувчисига тенг:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (2.2)$$

(2.1) дан импульс ифодасини (2.2) га келтириб қўйсак

$$\frac{d(m \vec{v})}{dt} = \vec{F} \quad (2.3)$$

ифодага эга бўламиз. Жисм ҳаракатининг тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан жуда кичик бўлган ҳолларда, яъни классик механика доирасида жисм массаси m ўзгармас катталиқдан иборат деб қаралади. Бу ҳолда (2.3) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

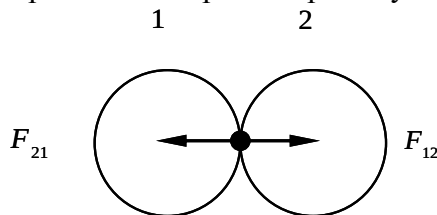
$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$$

$\frac{dv}{dt}$ - ҳаракат тезланиши эканлигини эътиборга олиб, юқоридаги формулани қуйидаги

кўринишда ёзишимиз мумкин: $m \vec{a} = \vec{F}$

Демак, классик механика доирасида Нютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича тарифлашимиз мумкин: *жисмга таъсир этаётган куч жисм массаси билан шу куч таъсирида жисмнинг олган тезланишининг кўпайтмасига тенг.*

Динамиканинг учинчи қонунини Ньютон қуйидагича таърифлаган: Таъсирга ҳамма вақт тенг ва қарама-қарши акс таъсир мавжуд; бошқача айтганда, иккита жисмнинг бир-бирига ўзаро таъсирлари ўзаро тенг ва қарама-қарши йўналган".



$$\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12}$$

2.1-расм

Таърифда "таъсир" ва "акс таъсир" иборалари бўлиб, юзаки қараганда "таъсир"-бирламчи ва "акс таъсир" иккиламчига ўхшаб кўринади. Лекин "таъсир" ва "акс таъсир" лар ўзларининг физик табиати бўйича айнан бир хилдир. Хар қандай икки жисмнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсири ўзаролик характериға эгадир.

Ньютоннинг учинчи қонуни қуйидагича таърифлаш мумкин: моддий нукта деб қаралиши мумкин бўлган икки жисмнинг бир-бирига хар қандай таъсири ўзаро таъсир характериға эга бўлиб, уларнинг бир-бирига кўрсатаётган таъсир кучлари хар доим катталиқ жихатидан тенг ва йўналиши жихатидан қарама-қаршидир.

Умуман хозирги кунда маълум бўлган хамма кучларни тўрт хил асосий тоифаға ажратиш мумкин: тортишиш кучлари, электромагнит кучлар, қудратли ўзаро таъсир кучлари (масалан, ядрода зарраларнинг ўзаро таъсир кучлари) ва заиф ўзаро таъсир кучлари (масалан, элементар зарраларнинг емирилишида содир бўладиган кучлар).

Мавжуд бўлган хар қандай жисмлар ўзаро тортишиб туради. Жисмлар орасидаги тортишиш кучларининг қонуниятини 1687 йилда Ньютон аниқлаган бўлиб, уни одатда бутун олам тортишиш қонуни деб аталади. Бу қонунга кўра моддий нукта деб қаралиши мумкин бўлган хар қандай икки жисм массаларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва ораларидаги масофанинг квадратиға тесқари пропорционал куч билан бир-бирига тортилиб туради. Бу кучнинг модулини қуйидагича ифодалаш мумкин

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (3.1) \quad \text{бунда } \gamma - \text{тортишиш (гравитация)}$$

доимийси бўлиб, унинг қиймати $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н м}^2/\text{кг}^2$ га тенг. (3.1) ни шарсимон шаклдаги, бир жинсли, ихтиёрий массаға эга бўлган жисмлар учун хам қўллаш мумкин. Жисм билан ер орасидаги ўзаро тортишиш кучининг модулини қуйидагича ёзиш мумкин

$$F = \gamma \frac{m M_{\text{ер}}}{R_{\text{ер}}^2} \quad (3.2)$$

бунда m - Ер сиртидаги жисм массаси; $M_{\text{ер}}$ - Ернинг массаси, $R_{\text{ер}}$ - Ер шарининг радиуси.

Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан m массали жисм $F_{\text{тор}}$ - тортиштиш кучи таъсирида Ер билан боғлиқ санок системасига нисбатан бирор тезланиш билан ҳаракатға келади:

$$F_{\text{тор}} = ma \quad (3.3)$$

(3.2) ва (3.3) ни ўзаро тенглаб, Ернинг тортиш кучи таъсирида кузатилаётган жисмнинг олган тезланишини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$a = \gamma \frac{M_{\text{ер}}}{R_{\text{ер}}^2} \quad (3.4)$$

(3.4) формуладаги катталиқлар ўзгармас қийматға эга эканлиқларини эътиборға олсак, жисм ҳаракатиға қаршилиқ кўрсатувчи кучлар мавжуд бўлмаган ҳоллардаги Ер сиртиға яқин баландлиқларда хар қандай жисм бир хил тезланиш билан тушади деган ҳулосаға келамиз. Бошқача айтганда, (3.4) да фақат Ернинг тортиштиш кучи таъсирида вужудға келган эркин тушиш тезланишидир, шунинг учун уни g орқали белгилайлиқ, яъни

$$g = \gamma \frac{M_{\text{ер}}}{R_{\text{ер}}^2} \quad (3.5)$$

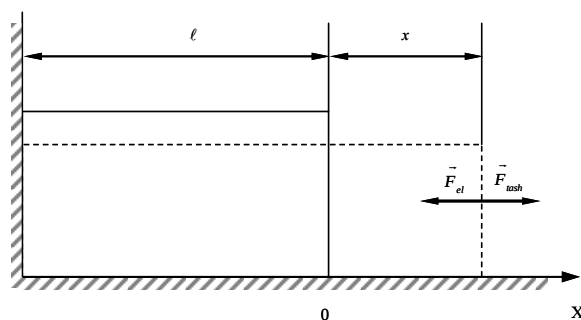
Жисм оғирлиғи деганда, тутиб турувчи тағлиққа ёки осмага шу жисм томонидан кўрсатилаётган $\vec{N}$ таъсир кучи тушунилади. Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, $\vec{P}$ жисмға қўйилган $\vec{N}$ эса тағлиққа қўйилган, лекин жисмнинг ҳаракатсиз ҳолатида бу кучлар модул жихатидан бир-бирига тенг бўлиб, йўналишлари эса қарама-қаршидир.

Эластиклиқ кучлари. Харқандай қаттиқ жисм ташқи кучлар таъсирида ўзининг шаклини ва ҳажмини ўзгартиради. Бундай ўзғариш деформация деб аталади. Ташқаридан

қўйилган кучларнинг таъсири тўхташи билан йўқолиб кетувчи деформациялар эластик деформациялар деб аталади. Кучларнинг таъсири тўхтагандан сўнг жисмда сақланиб қолувчи деформациялар пластик ёки қолдиқ деформациялари деб аталади.

Деформацияланиш жараёнида қаттиқ жисмни ташкил этувчи заррачалар (молекулалар ва атомлар)нинг маълум қисми бир-бирларига нисбатан силжийди. Бундай силжишга қаттиқ жисм таркибидаги зарядланган заррачалар орасидаги электромагнит кучлари қаршилиқ кўрсатади. (Зарядланган заррачалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари электромагнит таъсир кучлари деб аталади). Натижада деформацияланаётган қаттиқ жисмда сон жихатидан ташқаридан қўйилган кучга тенг, лекин қарама-қарши йўналишга эга бўлган ички куч-эластиклик кучи вужудга келади. Деформацияларнинг турлари жуда кўп бўлиб тушуниш осон бўлиши учун энг содда деформациялардан бирини-бир томонлама чўзилиш ёки бир томонлама сиқилишни қараб чиқайлик.

Узунлиги ℓ га, кўндаланг кесимининг юзи эса S га тенг бўлган бир жинсли резина стержен стол сиртига қўйилган ва унинг бир учи деворга маҳкамланган бўлсин (3.1-расм). Агар X ўқининг мусбат йўналиши бўйича стержен кўндаланг кесимнинг юзага тик равишда ташқи $F_{\text{ташқи}}$ куч таъсир қилса, стерженнинг узунлиги x қийматга ортади, яъни чўзилади. Деформацияланиш (чўзилиш) жараёнида, стереженда уни аввалги холига қайтаришга интилувчи, сон жихатидан $F_{\text{ташқи}}$ кучга тенг лекин қарама-қарши йўналишга эга бўлган $\vec{F}_{el}$ эластиклик кучи вужудга келади.



3.1– расм

Деформацияланиш даражасини стержен узунлигининг нисбий ўзгариши $\frac{x}{l} = \varepsilon$ орқали белгиланади. Деформацияга сабаб бўлган ташқи таъсир эса таъсир этувчи кучнинг стержен кўндаланг кесими юзига нисбати $\frac{F_{\text{ташқи}}}{S} = \sigma$ орқали аниқланади. Ташқи ва эластиклик кучлари сон қийматлари бўйича ўзаро тенг, йўналишлари эса қарама-қарши эканлигини эътиборга олиб, бу кучларнинг X ўқиға проекцияларини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F_{\text{ташқи} \cdot x} = -F_{el \cdot x} ; \quad \sigma = \frac{F_{el}}{S} \quad (3.6)$$

бунда σ ни механик кучланиш деб аталиб, у кузатилаётган стержен кўндаланг кесимининг бирлик юзига тўғри келадиган эластиклик кучини ифодалайди.

Инглиз олими Роберт Гук тажрибалар асосида эластиклик деформацияларда вужудга келувчи кучланиш нисбий чўзилишга пропорционал эканлигини ифодаловчи қонунни яратади. Гукнинг бу қонунини бир томонлама чўзилиш ёки сиқилишдан иборат деформациялар учун қуйидагича ёзиш мумкин:

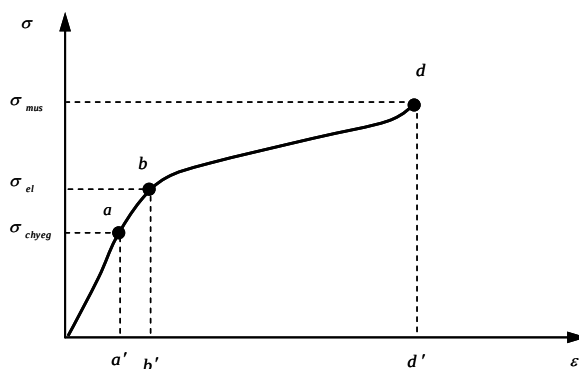
$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (3.7)$$

(3.7)даги E - ўзгармас катталиқ бўлиб, стерженнинг қандай материалдан ясалганлигига ва унинг физик ҳолатига боғлиқ. E -ни эластиклик модули ёки Юнг модули дейилади. (3.7) га E - нинг ифодасини келтириб қўйиб Юнг модулини аниқлаш мумкин:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\sigma}{x/l} \quad (3.8)$$

$x = l$ тенг бўлганда нисбий узайиш $\frac{x}{l} = 1$ бўлади ва E сон жихатдан σ га тенг бўлиб қолади. Демак, (3.8)дан фойдаланиб, қуйидаги хулосага келиш мумкин: Юнг модули E сон жихатдан стержен узунлигини икки марта орттирилганда вужудга келадиган кучланишга тенг.

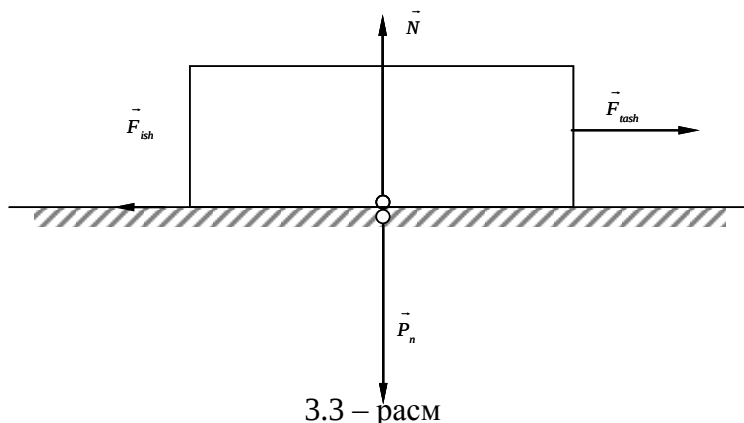
Гук қонунига асосан кучланиш нисбий чўзилишга чизикли боғланган экан. Тажрибалар Гук қонуни фақат эластик деформациянинг кичик қийматларида аниқ бажарилишини кўрсатади. 3.2-расмда баъзи бир металллар учун кучланишнинг нисбий узайишга боғлиқлик графиги келтирилган.



3.2-расм

Боғланишнинг 0 дан а гача қисми тўғри чизикдан иборат бўлиб, нисбий узайишининг қийматлари а дан кичик бўлган ҳолларда Гук қонунининг тўла бажарилишини кўрсатади. Макромолекулалардан ташкил топган жисмлар - полимерлар учун бу боғланиш мутлақо ўзгача характерга эгадир. Макромолекула деб аталишнинг боиси шундан иборатки, полимерда ҳар бир молекула жуда кўп микдордаги атомлардан ташкил топган. Масалан, полипропилен деб аталувчи полимернинг бир дона занжирсимон молекуласи 10 000 лаб полипропилен C_3H_7 молекулаларининг бир-бирига қўшилишидан ҳосил бўлган. Бундай полимерларнинг эластик деформацияланишидаги нисбий ўзгариш 600% дан ҳам юқори қийматга эга бўлиши мумкин.

Ишқаланиш кучлари. Механикага оид масалаларни ҳал этишда тортишиш кучлари ва эластиклик кучлари билан бир қаторда ишқаланиш кучлари билан ҳам иш кўришга тўғри келади. Бир-бирига тегиб турган жисмлар ёки бир жисмнинг ўзаро тегиб турган бўлаклари бир бирига нисбатан қўчганда ҳосил бўладиган кучлар ишқаланиш кучлари деб аталади.



3.3 – расм

Ишқаланишларни икки тоифага бўлиш мумкин: ташқи ишқаланишлар ва ички ишқаланишлар. Сиртлари ўзаро тегиб турувчи қаттиқ жисмларнинг бир-бирларига нисбатан бўлган ҳаракатга ташқи ишқаланиш деб аталади. Ташқи ишқаланишга мисол қилиб, бирор қаттиқ жисм сиртида иккинчи қаттиқ жисмнинг сирпанишда ҳосил бўладиган ишқаланишни келтириш мумкин. Берилган жисмнинг турли хил қисмларини бир-бирига нисбатан кўчишлари туфайли вужудга келувчи ишқаланиш ички ишқаланиш деб аталади.

Ички ишқаланишга мисол қилиб, қувур бўйлаб оқаётган суюқлик ёки газнинг қувур сиртидан турли масофада бўлган қатламларининг турли тезликларда ҳаракатланишини келтириш мумкин.

Ташқи ва ички ишқаланишларни яна қуруқ ва суюқ (қовушқоқ) ишқаланишларга ажратиш мумкин. Қаттиқ жисмларнинг қуруқ сиртлари орасида ҳосил бўладиган ишқаланиш қуруқ ишқаланиш деб аталади. Суюқлик ёки газнинг турли қатламлари орасида ҳосил бўладиган ишқаланиш суюқ ишқаланиш деб аталади.

Қуруқ ишқаланиш. Горизонтал ҳолатдаги ясси текисликда ёғоч тахтача тинч турган бўлсин (3.3. -расм). Тахтача оғирлик кучининг ясси текислик сиртига ўтказилган нормалга нисбатан олинган проекцияси P_n сон жихатидан ясси текислиكنинг шу жисмга курсатаётган N реакция кучига тенг, йўналиши қарама-қаршидир. Тахтачани ясси текислик бўйлаб ҳаракатга келтириш учун унга горизонтал йўналган F_m ташқи куч билан таъсир қилиш керак. Лекин $\bar{F}_m$ нинг қиймати берилган ҳол учун қандайдир аниқ $\bar{F}_{m0}$ дан катта бўлмагунча тахтача ўз жойида қўзғалмай тураверади. Демак, ташқи кучнинг қиймати 0 дан $\bar{F}_{m0}$ гача ортиб боришида ясси-текислик тахтачага сон жихатдан ташқи кучга тенг, лекин қарама-қарши йўналган қаршилик кучи билан таъсир этади

Ташқаридан қўйилган куч туфайли ҳосил бўлаётган қаршилик кучи тинч ҳолатдаги ишқаланиш кучи деб аталади.

Агар $\bar{F}_m$ нинг қиймати $\bar{F}_{m0}$ дан кичик бўлса, тахтача ўзининг тинч-ҳолатини сақлаб қолади. Аммо тахтачага таъсир этаётган ташқи куч, тинч ҳолатдаги ишқаланиш кучининг максимал қийматидан катта бўлса, тахтача ҳаракатга келади, яъни ясси текислик бўйича сирпана бошлайди.

Ташқи кучнинг таъсири тўхтатилгандан сўнг эса, тахтача ўзининг тўғри чизиқли текис ҳаракати ҳолатини сақлаб қолмайди, ҳаракат секинланувчан ҳаракатдан иборат бўлади. Чунки тахтача сирпанаётганлиги туфайли ишқаланиш кучи вужудга келиб, у ҳамма вақт ҳаракат тезлигининг йўналишига қарама-қарши йўналишга эга бўлади.

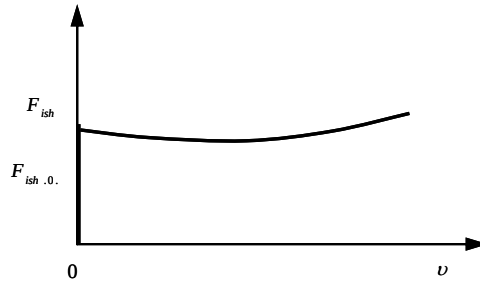
Тажрибалар тинч ҳолатдаги $\bar{F}_{ish0}$ ишқаланиш кучининг максимал қиймати тегиб турган сиртларининг катталигига эмас, балки сиртларнинг табиатига боғлиқ эканлигини ва оғирлик кучининг текисликка тик юналишда қўйилган P ташкил этувчисига тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади:

$$\bar{F}_{ish0} = \mu_0 P_n \quad (3.9)$$

бунда μ_0 - тинч ҳолатдаги ишқаланиш коэффициентини бўлиб, тегиб турган сиртларнинг табиатига боғлиқ. Шунингдек, жисмнинг ҳаракати (сирпаниши) туфайли вужудга келган ишқаланиш кучи ҳам қуйидаги муносабат орқали аниқланади

$$\bar{F}_{ish} = \mu P_n \quad (3.10)$$

бунда μ - сирпанишдаги ишқаланиш коэффициентини бўлиб, тегиб турган сиртларнинг табиатига ва бу сиртларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракат тезлигига боғлиқдир.



3.4-расм

3.4-расмда сирпанишдаги ишқаланиш кучининг нисбий тезликка боғлиқлик графиги келтирилган. Ишқаланувчи жисмлар бир-бирига нисбатан тинч ҳолатда бўлганда, яъни $v = 0$ да тинч ҳолатдаги ишқаланиш кучи, таъсир қилаётган ташқи кучнинг қийматига қараб 0 дан $F_{ish.0}$ гача қийматларнинг бирортасига тенг бўлиши мумкин. Тезликнинг сон қиймати ортиб бориши билан 3.4-расмдаги график чизиғида ифодаланганидек, ишқаланиш коэффициенти аввалига бир оз камайиб, сўнгра орта боришини кўрсатади.

Назорат саволлари

1. Инертсиял санок системасини тушинтиринг.
2. Нютоннинг биринчи қонуни таърифланг.
3. Импульс деб нимага айтилади.
4. Куч қандай физик катталик
5. Ньютоннинг иккинчи ва учинчи қонуни таърифланг.
6. Масса қандай физик катталик.
7. Куч бирлиги қандай аниқланади.
8. Оғирлик кучи қандай куч.
9. Гравитатсион куч қандай қонунга кўра ҳосил бўлади.
10. Деформатсия қандай физик катталик.
11. Эластиклик ва Пластик деформация деб нимага айтилади.
12. Гук қонунига таъриф беринг.
13. Юнг модулини тушунтиринг.
14. Ишқаланиш кучлари қандай кучлар. Уларнинг қандай турлари мавжуд.

3 – Маъруза

Механик иш, қувват ва механик энергия.

Кинетик ва потенциал энергия.

Режа.

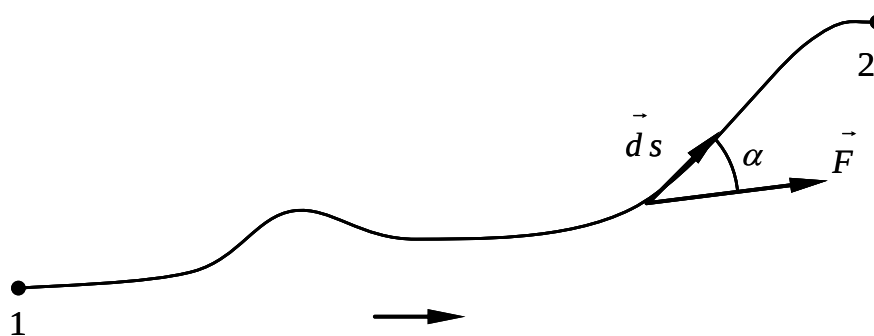
1. Механик иш.
2. Қувват.
3. Механик энергия.
4. Кинетик ва потенциал энергиялар.
5. Илгариланма ва айланма ҳаракатда иш ва энергия.

Таянч сўз ва иборалар: механик иш, қувват, механик энергия, кинетик энергия, потенциал энергия, иш бирлиги, қувват бирлиги, энергиянинг бирлиги.

Механик иш ва қувват. Бирор жисм куч таъсирида бир нуктадан иккинчи нуктага кўчирилган бўлсин. Умуман куч 1 нуктадан 2 нуктагача бўлган ораликда, ҳам сон қиймати бўйича, ҳам йўналиши бўйича ўзгариши мумкин. Масофани фикран чексиз миқдордаги жуда кичкина бўлакчаларга бўлайлик. Хар бир ds бўлакча шу даражада кичикки, уни тўғри чизикдан иборат ва ds узунлигида таъсир этаётган $\vec{F}$ куч ўзгармас қийматга эга деб қараш мумкин. $\vec{F}$ кучни шу куч таъсирида жисмнинг $\vec{ds}$ кўчиш масофасига скаляр кўпайтмасидан иборат катталиққа, $\vec{F}$ кучнинг кўчиш масофасидаги бажарган элементар иши деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$dA = \vec{F} \vec{ds} = F ds \cos \alpha \quad (4.5)$$

бунда α - куч ва кўчиш йўналиши орасидаги бурчак.



8 – расм

Бирор йўлда бажарилган иш ва шу йўлнинг барча кичик қисмларида бажарилган элементар ишлар йиқиндисига тенг, яни иш аддитив катталиқ. Шунинг учун жисмни бир нуктадан иккинчи нуктага кўчиришда бажарилган ишнинг тўла миқдори қуйидагича

ёзилиши мумкин:

$$A = \int_1^2 F \cos \alpha ds \quad (4.6)$$

Жисм ўзгармас куч таъсирида тўғри чизикли траектория бўйича кўчаётган бўлса, хусусий ҳолда s масофада бажарилган иш

$$A = Fs \cos \alpha \quad (4.7)$$

Агар куч йўналиши билан кўчиш йўналиши бир хил бўлса, (4.7) ифода янада оддий кўринишга эга бўлади:

$$A = Fs \quad (4.8)$$

Вакт бирлигида бажарилган иш қувват деб аталади, яни

$$P = \frac{dA}{dt} \quad (4.9)$$

бунда dA - элементар иш, dt -элементар dA ишни бажариш учун кетган вақт.

(4.5) ифода бўйича dA нинг қиймати ни (4.9) муносабатга келтириб қўйиб қуйидагига эга бўламиз.

$$p = F \frac{ds}{dt} \cos \alpha = F v \cos \alpha = \vec{F} \vec{v} \quad (4.10)$$

Демак, қувват тасир этаётган $\vec{F}$ кучни шу куч тасирида жисм олган $\vec{v}$ тезлигига скаляр кўпайтмасига тенг экан. (4.8) ва (4.9) формулалардан фойдаланиб, иш ва қувватнинг СИ системасидаги бирликлари билан танишиб чиқайлик. Иш бирлиги қилиб кўчиш йўналишида таъсир қилувчи 1 Нютон кучнинг 1 метр масофада бажарган иши қабул қилинган ва уни жоул (Ж) деб аталади. қувват бирлиги қилиб, 1 секунд вақт ичида 1 жоул иш бажарадиган механизмнинг қуввати қабул қилинган ва бу бирликка ватт (Вт) деб ном берилган.

Кинетик ва потенциал энергия. Жисмнинг ёки жисмлар систематининг иш бажара олиш қобилиятини энергия деб аталувчи физик катталик орқали ифодаланади. Механик энергия кинетик ва потенциал энергиялардан иборат бўлади. Кинетик энергиянинг мазмунига тушуниш учун массаси m га тенг, моддий нукта деб қаралиши мумкин бўлган жисм тезлигини Φ куч таъсирида v_1 дан v_2 гача ортиришдаги бажарилган ишни хисоблайлик. Жисмнинг элементар кесмада силжитишдаги кучининг бажарган иши қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$dA = \vec{F} d\vec{\ell} = m \vec{a} d\vec{\ell}. \quad (4.11)$$

Жисм ҳаракатининг $\vec{a}$ тезланишини тангенциал ва нормал ташкил этувчиларга ажратиб, (4.11)ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dA = m (\vec{a}_t + \vec{a}_n) d\vec{\ell} = m \vec{a}_t d\vec{\ell} + m \vec{a}_n d\vec{\ell} \quad (4.12)$$

лекин тезланишнинг нормал ташкил этувчиси $\vec{a}$ силжиш йўналишига доимо тик эканлигини эътиборга олсак, уларнинг скаляр кўпайтмаси $\vec{a}_n d\vec{\ell} = 0$.

Шунинг учун (4.12) ни

$$dA = m \vec{a}_t d\vec{\ell} = m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{\ell} = m \frac{d\vec{\ell}}{dt} d\vec{v} = m \vec{v} d\vec{v} \quad (4.13)$$

кўринишда ёзиш мумкин

Жисм тезлигининг v_1 дан v_2 гача ортишидаги ишни қуйидагича хисоблаймиз:

$$A = \int_{v_1}^{v_2} m v dv = \frac{m v^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} = \frac{P_2}{2m} - \frac{P_1}{2m} \quad (4.14)$$

Агар бошлангич тезлик, $v_1 = 0$ бўлса, у ҳолда қуйидаги ифодага эга бўламиз;

$$A = \frac{m v^2}{2} - 0$$

Демак, бажарилган иш жисм массасига ва унинг тезлиги (импульси) га боқлиқ бўлган катталикнинг ўзгаришига тенг экан. Бу катталикка жисмнинг кинетик энергияси деб аталади:

$$E_k = \frac{m v^2}{2} = \frac{P^2}{2m} \quad (4.15)$$

Кинетик энергияга эга бўлган жисм иш бажариш қобилиятига эга. Шунинг учун кинетик энергияни қуйидагича таърифлаш мумкин: кинетик энергия жисмнинг ҳаракатдаги (тезлиги v га тенг) энергияси бўлиб, у сон жихатидан тезликни v дан нўлгача камайтирилишидаги шу жисмнинг бажара олиши мумкин бўлган тўла ишига тенгдир. Жисмни ташкил этувчи зарралар (молекулалар, атомлар)нинг ёки системага қирувчи жисмларнинг ўзаро таъсир кучларини мутлақо йўқолгунча (ёки бошқа тоифадаги кучлар билан тўла равишда мувозанатлашгунча), шу кучларнинг бажариши мумкин бўлган тўла ишга сон жихатдан тенг бўлган катталикка потенциал энергия деб аталади. Баъзи

мисолларни кўриб чиқайлик. Чўзилган пружинанинг потенциал энергияси деформациянинг мутлақо йўқолгунича эластиклик кучининг бажарган ишига тенгдир, яъни

$$E_p = A = - \int_x^0 kx dx = \frac{1}{2} kx^2 \quad (4.16)$$

Пружина x катталиққа қисилганда ҳам (4.16) орқали аниқланувчи потенциал энергия вужудга келади. Демак, пружинанинг чўзилишида ёки қисилишида юзага келаётган потенциал энергия пружина таркибидаги заррачаларнинг бир-биридан узоқлашиши ёки бир-бирига яқинлашиши ва шўнга мос равишда улар орасида ўзаро тортишиш ёки итаришиш кучларининг ҳосил бўлиши натижасидир. Яна бир мисол тарикасида Ернинг тортишиш майдонига жойлашган жисмнинг потенциал энергиясини ҳисоблаб чиқамиз. Берилган нуқтадаги жисмнинг потенциал энергияси жисмни шу нуқтадан чексизликка кўчиришдаги тортишиш кучининг ишига тенг, яъни

$$E_p = - \int_r^\infty \gamma \frac{M_{yee} m}{r^2} dr = - \gamma M_{yee} m \int_r^\infty \frac{dr}{r^2} = - \gamma \frac{M_{yee} m}{r} \quad (4.17)$$

Ернинг тортишиш майдонига жойлаштирилган жисмнинг потенциал энергияси жисм Ер марказидан узоқлашган сари ортиб боради. Жисм Ер марказидан чексиз узоқлашганда эса потенциал энергия ўзининг энг катта қийматига эришади. Иккинчи томондан, (4.17) га асосан $r \rightarrow \infty$ да $E_p \rightarrow 0$.

Назорат саволлар

1. Иш қандай механик катталиқ.
2. Қувватга таъриф беринг.
3. Кинетик энергия қандай аниқланади.
4. Потенциал энергияни тушунтиринг.
5. Энергия қандай физик маънога эга.
6. Иш, қувват ва энергия бирликлари қандай аниқланади.

4 – Маъруза

Энергиянинг сақланиш қонуни. Импульс. Импульснинг сақланиш қонуни.

Режа.

1. Жисм ва куч импульси.
2. Импульснинг сақланиш қонуни.
3. Механик иш ва қувват.
4. Энергия. Кинетик ва потенциал энергиялар.
5. Энергиянинг сақланиш қонуни.

Таянч сўз ва иборалар: импульс, механик иш, қувват, энергия, консерватив кучлар, ноконсерватив кучлар, кинетик энергия, энергиянинг сақланиши, иш бирлиги, қувват бирлиги, энергиянинг бирлиги.

Импульс. Импульснинг сақланиш қонуни. Бирор система таркибидаги ҳар бир жисмга ички ва ташқи кучлар таъсир этиши мумкин. Жисмларнинг ўзаро бир-бирларига

кўрсатаётган таъсир кучлари ички кучларни ташкил қилади. Системадаги жисмларнинг системадан ташқаридаги жисмлар билан ўзаро таъсирланиши натижасида вужудга келувчи кучлар ташқи кучлар бўлади.

Нютоннинг иккинчи қонуни i - тартиб номерли жисмга тадбиқ этиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{d\vec{P}_i}{dt} = \vec{f}_i + \vec{F}_i \quad (4.1)$$

бунда P_i - i - тартиб номерли жисмнинг импульси, $\vec{f}_i$ ва $\vec{F}_i$ жисмга таъсир этаётган ички ва ташқи кучларнинг мос равишдаги йиғиндилари.

(4.1) ни системадаги барча жисмлар учун қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = \vec{f}_1 + \vec{F}_1, \quad \frac{d\vec{P}_2}{dt} = \vec{f}_2 + \vec{F}_2, \quad \dots, \quad \frac{d\vec{P}_n}{dt} = \vec{f}_n + \vec{F}_n$$

Юқоридаги тенликларни хадма - хад қўшиб чиқсак

$$\frac{d}{dt}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n) = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \dots + \vec{f}_n + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n \quad (4.2)$$

хосил бўлади. (4.2) да $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n = \vec{P}$ катталик системанинг тўла импульсини ифодалайди. (4.2) ифодага Нютоннинг учинчи қонуни татбиқ этиб яъни системадаги жисмларнинг бир-бирларига кўрсатаётган ўзаро таъсир кучлари миқдор жихатидан тенг ва йўналишлари бўйича қарама-қарши эканлигини эътиборга олиб, ҳамма ички кучларнинг йиғиндиси 0 га тенг деган хулосага келамиз. Юқоридагиларни ҳисобга олган ҳолда (4.2) ни қуйидагича ёзамиз.

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum \vec{F}_i \quad (4.3)$$

Системанинг тўла импульсидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила системадаги жисмларга таъсир этаётган ташқи кучларнинг йиғиндиси га тенг экан. Агар системадаги жисмларга ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаса, яъни система берк системадан иборат бўлса ёки ташқи кучларнинг йиғиндиси 0 га тенг бўлса, (4.3) қуйидаги кўринишда бўлади.

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0 \quad \text{ёки} \quad \vec{P} = \text{const} \quad (4.4)$$

формуладан кўринадик, системанинг тўла импульси вақт ўтиши билан ўзгармайди ва қймати сақаб қолади.

Энергиянинг сақланиш қонуни. Моддий нукта деб қаралиши мумкин бўлган N та жисмдан иборат бўлган системага ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаётган бўлсин. Биз бундай берк системанинг тўла импульси ҳамма вақт ўзгармас катталикдан иборат бўлиб қолишини кўриб чиққан эдик. Энди системанинг тўла механик энергияси билан танишайлик.

Системадаги жисм массаларини $m_1, m_2, \dots, m_N$ ҳар бир жисмнинг фазодаги вазиятини аниқловчи радиус-векторларни $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N$ ва ҳар бир i – жисмга системадаги бошқа жисмларнинг кўрсатаётган таъсир кучларини $\vec{F}_{i1}, \vec{F}_{i2}, \dots, \vec{F}_{i(i-1)}, \vec{F}_{i(i+1)}, \dots, \vec{F}_{iN}$ деб белгилайлик ва бу кучлар фақат консерватив кучлардан иборат бўлсин. i – жисм учун Нютоннинг иккинчи қонуни татбиқ этилса қуйидаги ифодага эга бўлинади:

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{i(i-1)} + \vec{F}_{i(i+1)} + \dots + \vec{F}_{iN} \quad (4.18)$$

Кузатилаётган i – жисм шу таъсир этаётган кучлар туфайли dt вақт ичида $d\vec{r}_i$ га силжиган бўлсин. (4.18)нинг иккала қисмини $d\vec{r}_i$ га скаляр кўпайтирамиз:

$$m_i \vec{v}_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i$$

ва бундан $d\vec{r}_i = \vec{v}_i dt$ эканлигини эътиборга олиб юқоридаги формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i = (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i \quad (4.19)$$

формула фақат i -жисм учун ёзилган. Бундай формулаларни системадаги барча жисмлар учун ёзиб, уларни мос равишда қўшиб чиксак:

$$\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i - \sum (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i = 0 \quad (4.20)$$

хосил бўлади.

Маълумки, $m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i - i$ – жисм кинетик энергиясининг, $\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i d\vec{v}_i$ эса система кинетик энергиясининг ўзгаришини ифодалайди.

$(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i - i$ – жисмга таъсир қилаётган консерватив кучларнинг бажарган иши бўлиб, бу катталик иккинчи томондан жисм потенциал энергиясининг ўзгаришига тенг.

Кузатилаётган ҳолда иш мусбат катталикдан иборат бўлиб, бу жисм потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилади, шунинг учун

$$-(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{iN}) d\vec{r}_i = dE_p$$

ва (4.20)нинг иккинчи ҳади система потенциал энергиясининг ўзгаришини ифодалайди. Натижада (4.20) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dE_k + dE_p = 0, d(E_k + E_p) = 0, \text{ёки } E_k + E_p = \text{const}, \quad (4.21)$$

бунда $E_k + E_p$ - системанинг тўла механик энергияси. (4.21) формуладан қуйидаги муҳим ҳулосага келишимиз мумкин: берк системада фақат консерватив кучлар мавжуд бўлса, системанинг тўла механик энергияси ўзгармас қийматга эга бўлиб қолади, бу механик энергиянинг сақланиш қонунидир.

Механик энергиянинг сақланиш қонуни ҳар қандай инерциал санок системасида бажарилади. Берк системадаги кучлар фақат консерватив кучлардан иборат бўлганда (4.21) га асосан

$$dE_k = -dE_p$$

яъни кинетик энергия фақат потенциал энергиянинг камайиши ҳисобига хосил бўлиши мумкин. ўз-ўзидан равшанки, системанинг кинетик энергияси нолга тенг, потенциал энергияси эса ўзининг энг кичик қийматига эга бўлган ҳолда ҳеч қандай ҳаракат содир бўлмайди. Системанинг бундай ҳолати турғун мувозанатли ҳолат деб аталади.

Агар берк системада консерватив кучлардан ташқари ноконсерватив кучлар мисол учун ишқаланиш кучлари ҳам мавжуд бўлса, системанинг тўла энергияси вақт ўтиши билан камайиб боради. Буни ҳисобига номеханик турдаги энергиялар, масалан, иссиқлик ёки кимийвий, электромагнит майдон энергиялари ва бошқалар вақт ўтиши билан ортиб боради. Лекин энергиянинг ҳамма турларининг йиғиндиси вақт ўтиши билан ўзгармай қолади.

Демак, ҳарқандай берк системада энергия ҳеч қачон янгидан пайдо бўлмайди ва ҳеч қачон йўқолиб ҳам кетмайди, фақат энергия бир турдан иккинчи турга ўтиб туради. Бу

энергиянинг сақланиш қонуни бўлиб, физиканинг энг асосий ва умумий қонунларидан биридир.

Назорат саволлар

1. Импульс деб нимага айтилади.
2. Импульсининг сақланиш қонунини тушунтиринг.
3. Иш қандай механик катталиқ.
4. Қувватга таъриф беринг.
5. Консерватив ва ноконсерватив кучларни тушунтиринг.
6. Кинетик энергия қандай аниқланади.
7. Потенциал энергияни тушунтиринг.
8. Энергия қандай физик маънога эга.
9. Механик энергиянинг сақланиш қонуни изохланг.
10. Иш, қувват ва энергия бирликлари қандай аниқланади.

5 - М а з м у н

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси. Куч моменти. Жисмнинг инерция моменти. Импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни. Айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг энергияси

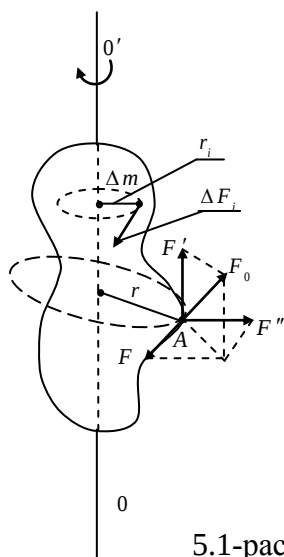
Режа.

1. Айланма ҳаракат динамикаси.
2. Куч моменти ва куч елкаси.
3. Айланиш ўқига эга бўлган жисмнинг мувозанат шарти.
4. Жисмнинг инерция моменти ва импульс моменти.
5. Импульс иоинтининг сақланиш қонуни.
6. Айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг энергияси.

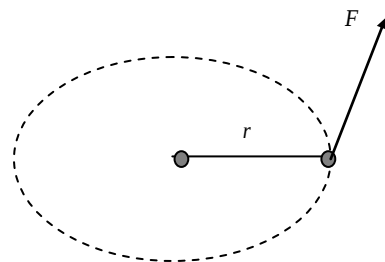
Таянч сўз ва иборалар: абсолют қаттиқ жисм, импульс, импульс моменти, куч моменти, куч элкаси, инерция моменти, айланма ҳаракат, жисмнинг инерция маркази, айланма ҳаракат учун Ньютоннинг 2-чи қонуни.

Бу бўлимда биз деформация бўлмайдиган абсолют (мутлоқ) қаттиқ жисмнинг айланишини кўриб чиқамиз. F_0 куч таъсирида жисм OO' ўқ атрофида айланишга деб фарз қилайлик. Унда жисмнинг ҳар бир нуқтаси шу ўқ атрофида айлана бўйлаб айланади. Бунда ҳамма нуқталарнинг бурчак тезликлари ва бурчак тезланишлари бир хил бўлади. F_0 кучни ўқга бир-бирига перпендикуляр бўлган кучга ажратамиз, бунда $F' \parallel OO', F'' \perp OO'$ бўлади, улар жисмни айлантирмайди, жисмни фақат А нуқтага уринма бўлган F кучи айлантиради. Шунинг учун F ни айлантирувчи куч дейилади. F нинг айланиши радиусига бўлган кўпайтмаси куч моменти деб аталади. $M=FR$ (5.1)

Жисмни Δm_i элементар массаларга бўлиб чиқамиз. Шунда ҳар бир Δm_i га элементар айлантирувчи куч ΔF_i таъсир қилади (5.2-расм). Ньютоннинг 2 қонунига биноан.



5.1-расм



5.2-расм

$$\Delta F_i = \Delta m_i a_i$$

бу ерда $a_i = \omega^2 r_i$ нинг чизикли тезланиши. Бу тенгламанинг икки тарафини r_i га кўпайтирамиз

$$\Delta F_i \cdot r_i = \Delta m_i a_i \cdot r_i \quad (5.2)$$

Δm_i элементлар массасининг чизикли тезлиги $v_i = \omega r_i$ бўлгани учун бу тезлик ўзгармас радиусда фақат ω ўзгарганда ўзгариши мумкин: Бу формуладан $\Delta \omega = \frac{\Delta v_i}{r_i}$

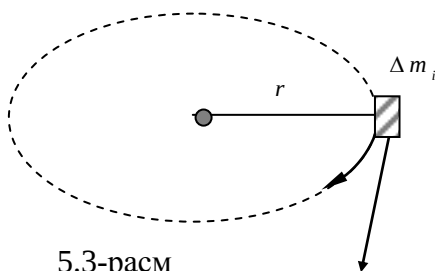
эканлигини аниқлаймиз. Бу ифодадан Δm_i нинг бурчак тезланишини топамиз:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{1}{r_i} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_i}{\Delta t} = \frac{1}{r_i} a_i$$

Бу ерда $a_i = \varepsilon r_i$ эканлигини аниқлаймиз. Бу ифодани (5.2) га қўйсак қуйидаги муносабат ҳосил бўлади: $\Delta F_i \cdot r_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \varepsilon$ (5.3)

$\Delta F_i r_i = \Delta M_i$ - айлантирувчи куч моменти. $\Delta m_i r_i^2 = \Delta J_i$ (5.3-расм) деб белгилаймиз.

$$\Delta J_i = \Delta m_i \cdot r_i^2$$



5.3-расм

Демак,

$$\Delta M_i = \Delta J_i \varepsilon$$

ΔJ_i -элементар масса Δm_i нинг инерция моменти деб аталади. ΔM_i нинг суммаси

$$\text{қуйидагича баробар: } M = \sum_i \Delta M_i = \varepsilon \sum_i \Delta J_i = J \varepsilon \quad (5.4)$$

$M = \sum_i \Delta M_i$ -жисмга қўйилган айлантирувчи момент, $J = \sum_i \Delta J_i$ -жисмнинг тўла инерция моменти.

Демак $M = J \varepsilon$ (5.5) -айланиш динамикасининг асосий қонуни.

Инерция моменти (тўғри чизикли ҳаракатдаги масса каби) жисмнинг айланиш ҳаракатидаги инерция хусусиятини англатади.

Лекин, айланиш ўқи қайердан ўтишига қараб инерция моменти ҳам ҳар хил бўлиши мумкин, масса эса ўзгармас. Инерция моменти бирлиги $[kg \cdot m^2]$.

Агар $M = const$ ва $J = const$ бўлса, у ҳолда $M = J \frac{\omega_0 - \omega}{\Delta t}$ ва $M \Delta t = J \omega_0 - J \omega$

($F \Delta t = m v_0 - m v$ ни эслаймиз) вақт ичида ω , ω_0 дан ω , гача ўзгаради.

$M \Delta t$ куч моментининг импульси (аналог $F \Delta t$).

$I \omega$ - ҳаракат миқдори моменти (аналог $m v$)

Демак - маълум вақт оралиғидаги ҳаракат миқдорининг ўзгариши шу вақт ичидаги куч моментининг импульсига тенг - бу ҳаракат миқдори моментининг ўзгариши қонунидир.

Берк системада жисмларнинг ҳаракат миқдорлари моментларининг йиғиндиси (суммаси) ўзгармас миқдордир (илгарилама ҳаракат учун $m_1 v_1 + m_2 v_2 + \dots + m_n v_n = const$ бўлгани каби).

$$J_1 \omega_1 + J_2 \omega_2 + \dots + J_n \omega_n = const \quad (5.6)$$

Баъзибир жисмларнинг инерция моментларини келтирамиз: (5.5-расм)

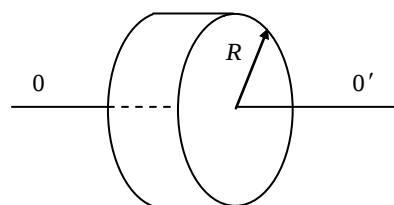
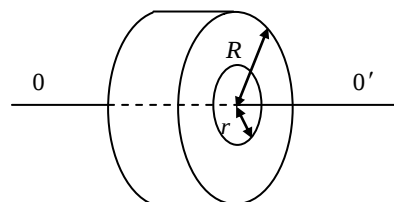
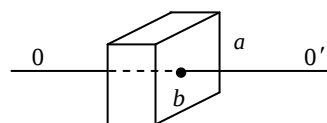
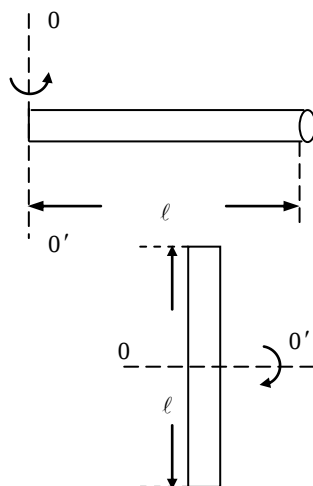
1). $J = \frac{1}{3} m \ell^2$ - стержен

2). $J = \frac{1}{12} m \ell^2$ - стержен

3). $J = \frac{1}{12} m (a^2 + b^2)$
брусок, узунлиги b , эни a

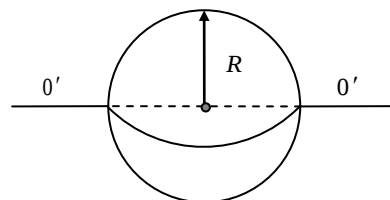
4). $J = \frac{1}{2} m (R^2 + r^2)$ ҳалқа.

5). $r \approx R = R$ $J = m R^2$ юпка ҳалқа.



$$6). J = \frac{1}{2} m R^2 \text{ (диск)}$$

$$7). J = \frac{2}{3} m R^2 \text{ - шар.}$$



5.5-расм

Агар жисм битта бўлса, у холда $J\omega = \text{const}$. (Мисол: ўз ўқи атрофида айланаётган конкичи). Айланаётган жисмнинг кинетик энергияси тенг:

$$W_k = \frac{J\omega^2}{2} \quad (5.7)$$

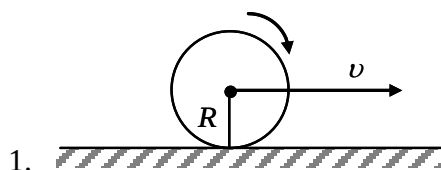
Айланиш кинетик энергиясининг ҳисобига бажарилган иш:

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} \quad (5.8)$$

Агар жисм ҳам айланиб, ҳам тўғри юриб ҳаракатланса, унинг кинетик энергияси W_k тенг.

$$W_k = \frac{m v^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \quad (5.9)$$

Масалалар намунаси



1. Ғилдиракнинг кинетик энергиясини топамиз.

$$W_k = W_{i\lg} + W_{ayl}, \quad W_{i\lg} = \frac{1}{2} m v^2$$

$$W_{ayl} = \frac{J\omega^2}{2}, \quad J = m r^2, \quad \omega = \frac{v}{R}$$

$$W_{ayl} = \frac{1}{2} m R^2 \cdot \frac{v^2}{R^2} = \frac{m v^2}{2}.$$

Демак,

$$W_k = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} m v^2 = m v^2$$

2. Айланаётган ғилдирак тормозланиш натижасида давомида айланиш частотасини $\nu_0 = 300 \frac{\text{ayl}}{\text{min}}$ дан $\nu_0 = 180 \frac{\text{ayl}}{\text{min}}$ га камайтиради. Ғилдиракнинг инерция моменти топилсин: 1) бурчак тезланиш; 2) тормозловчи момент М; 3) тормозланишда бажарилган иш.

$$1. \varepsilon = \frac{\omega_0 - \omega}{t} = \frac{2\pi(\nu_0 - \nu)}{t} = \frac{6,28(5 - 4) \frac{\text{ayl}}{\text{sek}}}{60 \text{ sek}} = 0,21 \frac{\text{rad}}{\text{sek}^2}$$

2. Асосий қонунга биноан:

$$M = J\varepsilon = 2 \cdot 0,21 = 0,42 \text{ J}$$

3. Тормозланиш мобайнида ғилдиракнинг кинетик энергияси тормозловчи кучга қарши бажариладиган ишга сарф бўлади.

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} = \frac{J}{2} 4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2) = 2 \cdot 2\pi^2 \cdot 16 = 640 \text{ J}$$

Илгарилама ҳаракат билан айланма ҳаракат ўртасида катта ўхшашликлар (анолоиялар) бор. Уларни қуйидаги келтирилган таблицадан кўриш мумкин:

Илгарилама ҳаракат		Айланма ҳаракат	
Вақт	t	Вақт	t
Чизиқли йўл	s	Бурилиш бурчаги	φ
Чизиқли тезлик	v	Бурчак тезлик	ω
Чизиқли тезланиш	a	Бурчак тезланиш	ε
Куч	F	Куч моменти	M
Масса	m	Инерция моменти	J
Импульс(Ҳаракат миқдори)	$m v$	Ҳаракат миқдорининг моменти	$J \omega$
Куч импульси	$F \cdot \Delta t$	Кучнинг Импульс моменти	$M \cdot \Delta t$

Назорат саволлари

1. Абсолют қаттиқ жисм деб нимага айтилади?
2. Куч моменти ва инерция моменти қандай бирликларда улчанади?
3. Қаттиқ жисм инерция маркази ҳаракатини тушунтиринг?
4. Айланма ҳаракат қандай содир бўлади?]
5. Инерция моменти қандай катталиқ?
6. Куч моментининг физик мазмунини тушунтиринг?
7. Импульс моментининг юналиши қандай аниқланади?
8. Куч моментининг юналиши қандай усул билан аниқланади?
9. Импульс моментининг сақланиш қонуни қандай шароитда бажарилади?

6 – Маъруза

Шарларнинг марказий тўқнашуви

Режа.

1. Абсолют эластик тўқнашувлар.
2. Абсолют ноэластик тўқнашувлар.
3. Марказий тўқнашувлар.
4. Икки шарнинг эластик тўқнашувида импульс ва энергиянинг сақланиши.
5. Икки шарнинг ноэластик тўқнашувида импульс ва энергиянинг сақланиши.

Таянч сўз ва иборалар: урилиш, урилиш фазалари, эластик урилиш, марказий урилиш, ноэластик урилиш, ёпик система, системанинг импульси, системанинг энергияси, тўқнашишда импульснинг сақланиши, тўқнашишда энергиянинг сақланиши.

Бир жимнинг бошқа жисм билан тўқнашиши натижасида жуда қисқа вақт ичида ҳаракат тезлиги (импульси) нинг ўзгариши **урилиш** (тўқнашиш) дейилади.

Бир-бирига қараб ҳаракатланаётган икки эластик шарнинг тўқнашувини кузатайлик (1–а расм). Урилиш жараёнини икки фазага бўлиш мумкин.



1 - расм

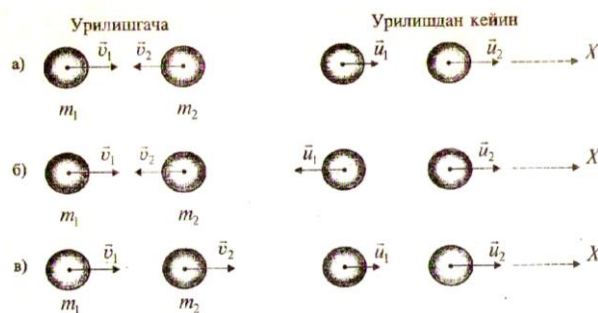
Урилишнинг биринчи фазаси. Ҳар иккала шар деформацияланади ва уларнинг урилиш сиртлари сиқилади: шарларнинг марказлари бир-бирига яқинлашади (1–б расм); уларнинг кинетик энергиялари камаяди ва тезликлари ҳам нолгача камайиб, ҳар иккала шарнинг сиқилиши натижасида эластиклик кучи устидан иш бажарилади. Шундан сўнг **урилишнинг иккинчи фазаси** бошланади: бир вақтнинг ўзида шарлар ўз шаклларини (эластиклик кучи ҳисобига) тиклай бошлайдилар (1–в расм); тўқнашаётган шарларнинг кинетик энергияси ортади; шарлар бир-биридан ажралишади ва шу билан урилиш жараёни тугайди (1–г расм).

Урилаётган жисмларнинг қртасида энергия (ва импульс) нинг қайта тақсимланишига кўра урилиш икки турга бўлинади: *абсолют эластик* ва *абсолют ноэластик* урилишлар.

Эластик урилиш деб шундай урилишга айтиладики, бунда ёпиқ жисмлар системасининг механик энергияси ва импульси сақланади.

Эластик урилиш вақтида кинетик энергия батамом ёки қисман эластик деформация потенциал энергиясига айланади. Кейин яна жисмлар бир-биридан итарилиб (эластиклик кучи ҳисобига), дастлабки шаклини тиклайди. Натижада эластик деформация потенциал энергияси яна қайтиб кинетик энергияга айланади ва жисмлар маълум тезликлар билан бир томонга ёки қарама-қарши йўналишда ҳаракат қилади. Эластик жисмларнинг урилишида юзага келадиган ҳодисаларни таҳлил қилиш мақсадида даставвал иккита бир жинсли шарларнинг **марказий урилишини** қараймиз.

Марказий урилиш шундай урилишки, бунда урилувчи шарлар марказларини туташтирувчи тўғри чизик бўйлаб йўналган бўлади (2-расм).



2 - расм

Шарларнинг марказий урилиши қуйидаги кўринишларда бўлиши мумкин: (2-а.б расм): ва шарлардан бири иккинчисини қувиб етаётган бўлсин (2-в расм).

а) марказий урилиши кутилаётган икки шар бир-бирига томон ҳаракатланаётган бўлсин (2-а расм).

Тўқнашаётган шарларнинг массаларини m_1 ва m_2 ($m_1 > m_2$), уларнинг урилишга қадар тезликларини $\vec{v}_1$ ва $\vec{v}_2$, урилишдан кейинги тезликларини $\vec{u}_1$ ва $\vec{u}_2$ билан белгилаймиз.

Урилишдан олдин биринчи шарнинг импульси $m_1 \vec{v}_1$ ва кинетик энергияси $\frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2}$ га,

иккинчи шарнинг импульси $m_2 \vec{v}_2$ ва кинетик энергияси $\frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2}$ га тенг бўлсин. У ҳолда

урилатган шарлар системасининг урилишгача бўлган тўлиқ импульси ва кинетик энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 \text{ ва } \frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2},$$

Худди шунингдек, урилишдан кейин системанинг тўлиқ импульси ва кинетик энергияси

$$m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 \text{ ва } \frac{m_1 \vec{u}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{u}_2^2}{2}$$

га тенг. Ёпиқ система учун импульсининг ва энергиянинг сақланиш қонунини қуйидаги тенгламалар асосида ёзамиз:

$$\begin{cases} m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 = \text{const} , \\ \frac{m_1 \vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{v}_2^2}{2} = \frac{m_1 \vec{u}_1^2}{2} + \frac{m_2 \vec{u}_2^2}{2} = \text{const} . \end{cases} \quad (1)$$

(1) тенгламалар системасини ечиш учун системадаги биринчи тенгламани скаляр кўринишда ёзиб олиш керак. Биринчи шаримиз ҳаракат йўналишида бўлгани учун, тезлик X ўқидаги проекциясини $\vec{v}_{1x} = \vec{v}_1$ деб, иккинчи шаримиз X ўқиға тескари йўналишда ҳаракат қилаётганлиги учун $\vec{v}_{2x} = \vec{v}_2$. Худди шунингдек, урилишдан кейинги шарчалар тезликларининг X ўқидаги проекциялари: $\vec{u}_{1x} = \vec{u}_1$ ва $\vec{u}_{2x} = \vec{u}_2$ деб белгилаймиз. Унда (1) тенгламалар системаси юқоридаги мулоҳазамизга асосан:

$$\begin{cases} m_1 v_1 - m_2 v_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2 , \\ m_1 v_1^2 - m_2 v_2^2 = m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2 . \end{cases} \quad (2)$$

Қулайлик учун (2) тенгламалар системасини қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{cases} m_1 v_1 - m_1 u_1 = m_2 v_2 + m_2 u_2 , \\ m_1 v_1^2 - m_1 u_1^2 = m_2 u_2^2 + m_2 v_2^2 . \end{cases} \quad (3)$$

Бу системадаги тенгламаларни бир-бирига бўлсак,

$$v_1 + u_1 = u_2 - v_2 ; \quad (4)$$

га эга бўламиз.

Ушбу ифоданинг чап ва ўнг томонларини m_1 га кўпайтириб, уни (3) тенгламалар системасининг биринчи тенгламаси билан бирга ёзамиз:

$$\begin{cases} m_1 v_1 + m_1 u_1 = m_2 v_2 - m_2 u_2 , \\ m_1 v_1 - m_1 u_1 = m_2 u_2 + m_2 v_2 . \end{cases} \quad (5)$$

(5) тенгламалар системасидаги биринчи тенгламани иккинчи ҳадма-ҳад қўшсак:

$$2 m_1 v_1 = (m_1 + m_2) u_1 + (m_2 - m_1) v_2$$

бундан

$$u_2 = \frac{2 m_1 v_1 - (m_2 - m_1) v_2}{m_1 + m_2} \quad (6)$$

га эга бўламиз.

(4) ифоданинг чап ва ўнг томонларини m_2 га кўпайтириб ва уни (3) тенгламалар системасининг биринчи тенгламаси билан биргаликда ечиб, u_1 тезликни топамиз:

$$u_1 = \frac{-2 m_2 v_2 - (m_2 - m_1) v_1}{m_1 + m_2} \quad (7)$$

Ҳосил қилинган (6) ва (7) ифодаларни таҳлил қиламиз. Агар тўқнашувчи шарларнинг массалари $m_1 = m_2$ бўлса, урилишдан кейин шарларнинг тезлиги $u_1 = -v_2$ ва $u_2 = v_1$ бўлиб қолади. Демак, массаси бир хил бўлган шарлар марказий эластик урилгандан сўнг тезликлари ўзаро “алмашар” экан.

Тўқнашувгача шарлардан бири, масалан, m_2 шар тинч турган бўлсин ($v_2 = 0$) ва унга m_1 массали шар марказий эластик урилсин. Урилишдан сўнг биринчи шар тўхтаб қолади ва иккинчи шар биринчи шарнинг тезлигига эга бўлади ($u_1 = 0$ ва $u_2 = v_1$).

Тинч турган шарлардан бирортасининг массаси иккинчисининг массасидан солиштириб бўлмаслик даражада катта (масалан, $m_1 \gg m_2$) бўлса, унда кўзгалмай турган катта жисм тинч ҳолатини сақлаб қолади, унга урилган кичик массали жисм аввалги тезлиги билан сапчиб орқага қайтади ($u_1 = 0$ ва $u_2 = v_2$).

Марказий эластик урилишнинг 1-б расмда тасвирланган ҳоли учун тўқнашишдан кейинги шарчаларнинг тезликлари

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{2m_2v_2 + (m_2 - m_1)v_1}{m_1 + m_2} \\ u_2 &= \frac{2m_1v_1 - (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (8)$$

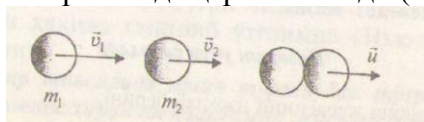
га тенг.

Худди шунингдек, 1-в расмда тасвирланган урилиш кузатилган ҳолда уларнинг тўқнашишдан кейинги тезликлари қуйидагича ҳисобланади:

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{2m_2v_2 - (m_2 - m_1)v_1}{m_1 + m_2} \\ u_2 &= \frac{2m_1v_1 + (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (9)$$

Ноэластик урилишда жисмларнинг урилишгача бўлган энергияси тўлиқ ёки қисман деформация потенциал энергиясига ва номеханик энергия (ички энергия, унинг ҳисобига урилаётган жисмлар қизийди) га айланади. Бу урилишда фақат импульснинг сақланиш қонунигина бажарилади, аммо механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди.

Ёпиқ системадаги m_1 ва m_2 массали шарлар марказий ноэластик урилсин. Урилишгача бу шарларнинг тезликлари v_1 ва v_2 бўлсин. Ноэластик урилишдан сўнг бу шарлар бир хил u тезлик билан биргаликда ҳаракатланади (3-расм).



3 - расм

Урилишгача бўлган шарлар системасининг тўла импульси ва кинетик энергиясини қуйидагича ифодаalayмиз:

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 \text{ ва } E_1 = \frac{m_1\vec{v}_1^2}{2} + \frac{m_2\vec{v}_2^2}{2}$$

Урилишдан кейин шарлар системасининг импульси ва энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$(m_1 + m_2)\vec{u} \text{ ва } E_2 = \frac{m_1 + m_2}{2} u^2$$

Кузатилаётган ёпиқ система учун импульснинг сақланиш қонунини қуйидагича ёзамиз:

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{u} \quad (10)$$

Бу ифодани скаляр кўринишда ёзиб, ноэластик урилишдан кейинги u тезликни топамиз:

$$u = \frac{m_1v_1 + m_2v_2}{m_1 + m_2} \quad (11)$$

Шарларнинг ноэластик урилишида, системанинг энергияси ўзгаради ва бу ўзгариш қуйидагига тенг:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{m_1 + m_2}{2} u^2 - \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right) \quad (12)$$

Ушбу ифодадаги u тезлик ўрнига (11) ифодадан фойдаланиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta E = - \frac{m_1 m_2 (v_1 - v_2)^2}{2(m_1 + m_2)} \quad (13)$$

(12) ифодадан кўринадики, жисмлар системасининг кинетик энергияси ноэластик урилишдан сўнг камайар экан. Бу ΔE энергия шарларнинг ички энергиясига (шарлар қизийди) айланади.

Табиатда эластик урилишга нисбатан ноэластик урилиш ҳодисалари кўпроқ учрайди.

Назорат саволлари

1. Урилиш жараёнини изоҳлаб беринг.
2. Марказий тўқнашув нима?
3. Эластик ва ноэластик тўқнашувларнинг фарқи нима?
4. Эластик урилиш натижасида жисмлар қандай тезликларда ҳаракатланади (икки шарнинг эластик урилиши мисолида)?
5. Ноэластик урилиш натижасида жисмлар қандай тезлик билан ҳаракатланади (икки шарнинг ноэластик урилиши мисолида)?
6. Ноэластик урилиш натижасида тўқнашаётган шарлар системаси қандай миқдордаги энергияни йўқотади?

7 – Маъруза

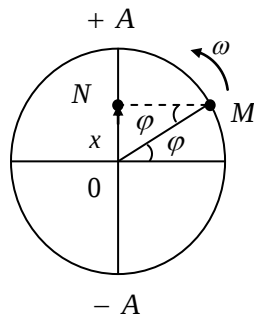
Гармоник тебранишлар ва уларнинг тенгламалари. Физик ва математик маятниклар. Гармоник тебранишлар энергияси

Режа.

1. Механик тебранишлар.
2. Гармоник тебранишлар ва уларнинг тенгламалари.
3. Маятник. Математик, пружинали ва физик маятниклар.
4. Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган жисмнинг энергияси.

Таянч сўз ва иборалар: тебранма ҳаракат, гармоник тебраниш, тебраниш даври, амплитуда, фаза, силжиш, частота, математик маятник, пружинали маятник, физик маятник, тезлик, тезланиш, энергия.

Агар система ўз мувозанат ҳолатидан четланиб яна шу ҳолатига қайтиб келса, ва ҳаракат ҳар доим қайталаниб тураверса, бундай ҳаракатга тебранма ҳаракат дейилади. Агар қайтиб келиш жараёни бир хил вақт оралиғида юз бериб турса, бундай тебранишга даврий тебраниш деб аталади. Тебранма ҳаракат табиатда жуда кўп тарқалган ва ҳар хил бўлади, лекин унинг энг оддийси - гармоник тебранишдир. Фараз қилайлик M материал нуқта соат стрелкасига қарши A радиусли айланада ω бурчак тезлиги билан айланаёпти.



6.1-расм

М нинг вертикал ўққа проекцияси N бўлса, у ҳолда N O марказ атрофида тебраниб туради. Агар ON силжишни x деб белгиланса, у ҳолда $x = A \sin \varphi$ деб ёзишимиз мумкин. $\varphi = \omega t$ бўлганлиги учун $x = A \sin \omega t$ бўлади.

Бундан ташқари $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ бўлганлиги учун юқоридаги ифодани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} t$$

ёки

$$x = A \sin 2\pi\nu t \quad (6.1)$$

A - амплитуда, ν - частота.

Булар гармоник тебранишларнинг тенгламаларидир. Демак синус ёки косинус қонуниятлари билан юз берадиган тебранишларни гармоник тебранишлар деб аташ мумкин. Бунда $\varphi = \omega t$ -фаза деб аталади ва у силжишнинг исталган пайтдаги қийматини аниқлайди. Бошқача айтганда, фаза тебранаётган системанинг ҳолатини белгилайди.

N нуқтанинг тебраниш тезлиги қуйидаги ифода орқали аниқланади:

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega A \cos \omega t = \omega A \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (6.2)$$

Демак v вақтга боғлиқ, бошқача айтганда, бундай тебраниш тезланишга эга:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = \omega^2 A \sin (\omega t + \pi) = -\omega^2 A \sin \omega t = -\omega^2 x \quad (6.3)$$

Демак, тебранишларнинг фазалари фарқи хархил: тезликнинг тебраниши силжишга қараганда $\frac{\pi}{2}$ га илгарилаб кетади, тезланиш эса тескари фазада юз беради:

Юқорида кўрдикки, тебранишларнинг тезланиши вақтга боғлиқ экан, демак, тебранишни юзага келтираётган F куч ҳам вақтга боғлиқ:

$$F = ma = -m\omega^2 x = -kx \quad (6.4)$$

бу йерда $k = m\omega^2$. Демак, F силжишга қарама-қарши йўналган. Демак гармоник тебранишлар силжишга пропорционал, лекин унга қарама-қарши йўналган кучларни юзага келтирар экан. Бу куч М нуқтани хар доим мувозанат ҳолатига тортади. Эластик кучлар ҳам шундай йўналган бўлганлиги учун бундай кучларни квазиэластик кучлар деб аташ мумкин. Агар нуқтанинг массаси m ва k маълум бўлса:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (6.5) \quad \text{ва} \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (6.6)$$

Физикавий маятник.

Тортиш кучи таъсирида тебранаётган қаттиқ жисмга физикавий маятник деб аталади. P таъсирида маятникнинг оғирлик маркази СД ёйни чизади. Маятник ўнга

силжиса α ни мусбат, чапга силжиса α ни манфий деб ҳисоблаймиз. Шунда квазиэластик (орқага қайтарувчи) куч тенг:

$$F = -P \sin \alpha = -mg \sin \alpha \quad (6.7)$$

Агар α кичик бўлса, $\sin \alpha \approx \alpha$ бўлади ва $F = -mg \alpha = -mg \frac{x}{\ell}$, $x = OC$, $\ell = BC$ -маятник узунлиги.

Демак, физик маятникни орқага қайтарувчи куч ҳам квазиэластик куч экан. Шунинг учун ҳам тебраниш гармоник бўлади. Айланиш динамикасининг асосий қонунига биноан:

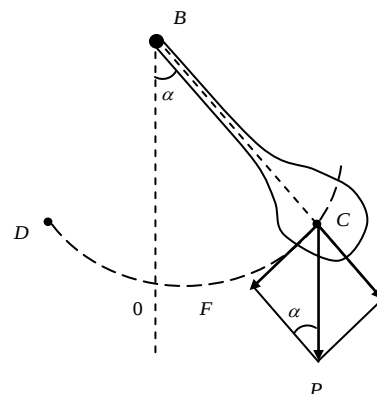
$$M = F \ell = J \varepsilon$$

J -маятникнинг осилган нуктасига нисбатан инерция моменти.

ε -бурчак тезланиш. Шунда: $F = \frac{J \varepsilon}{\ell} \quad (6.8)$

Лекин, $\varepsilon = \frac{a}{\ell}$ булгани учун.

$$F = \frac{Ja}{\ell^2} = -\frac{J}{\ell^2} \omega^2 x \quad (6.9)$$



6.3-расм

Демак, иккала формулани солиштириб қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$\left(-mg \frac{x}{\ell} = -\frac{J \omega^2 x}{\ell^2} \right) \quad mg \ell = J \omega^2 \rightarrow \omega = \sqrt{\frac{mg \ell}{J}}, \quad (6.10)$$

ва $T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mg \ell}}; \quad (6.11)$. Агар физик маятникни массасининг асосий қисми оғирлик марказида бўлса, уни математик маятник деб қараш мумкин. Унинг инерция моменти қуйидагига тенг:

$$J = m \ell^2 \quad (6.12)$$

Шунда математик маятникнинг даври $T = \sqrt{\frac{m \ell^2}{mg \ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}; \quad$ бу формула кичик

бўлганда ўринлидир. Тебранишда математик маятникнинг кинетик ва потенциал энергиялари даврий равишда бир-бирига айланиб туради. Уларнинг йиғиндиси тўла энергияни беради:

$$W = W_k + W_p \quad (6.13)$$

$$W_k = \frac{m v^2}{2} = \frac{m}{2} \omega^2 A^2 \sin^2 \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = \frac{m}{2} \omega^2 A^2 \cos^2 \omega t$$

$$W_p = \frac{kx^2}{2} = \frac{k}{2} A^2 \sin^2 \omega t, \text{ лекин } k = m \omega^2 \text{ бўлгани учун } W_p = \frac{m}{2} \omega^2 A^2 \sin^2 \omega t$$

$$W = \frac{m \omega^2 A^2}{2} (\cos^2 \omega t + \sin^2 \omega t) = \frac{m \omega^2}{2} A^2 \quad (6.14)$$

Демак, $W = \text{const}$ ва $\sim A^2$

Назорат саволлари

1. Тебранма ҳаракат деб нимага айтилади?
2. Қандай тебранишларга гармоник тебранишлар дейилади?
3. Гармоник тебранма ҳаракат тенгламасини изохланг?
4. Математик ва физик маятникларнинг тебраниш даври формулаларини келтириб чиқаринг ва изохланг?
5. Гармоник тебранма ҳаракатда тезлик ва тезланишни тушунтиринг?
6. Тебраниш даври, частотаси ва амплитудасини тушунтиринг?
7. Тебранма ҳаракатда фаза ва силжиш ҳақида тушунча беринг?
8. Гармоник тебранма ҳаракатда тўлиқ механик энергияни изохланг?

8 - Маъруза.

Пружинали маятник. Математик ва физик маятник. Сўнувчи ва мажбурий тебранишлар. Резонанс

Режа.

1. Маятниклар.
2. Математик маятник.
3. Пружинали маятник.
4. Физик маятник.
5. Сўнувчи тебранишлар.
6. Мажбурий тебранишлар.
7. Резонанс.

Таянч сўз ва иборалар: тебранишлар, маятник, шар, стержен, математик маятник, пружина ва унинг бикрлиги, пружинали маятник, физик маятник, мажбурий тебраниш, эркин тебраниш, сўнувчи тебраниш, гармоник тебраниш, резонанс.

Гармоник осцилятор деб куйидаги ифодага айтилади: $\ddot{s} + \omega_0^2 s = 0$ (1).

1.Пружинали маятник-эластик пружинага илинган m массали юк $F=-kx$ кучи остида гармоник тебранишлар бажаради. Маятник ҳаракати тенгламаси $m\ddot{x}=-kx$, ёки $\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0$.

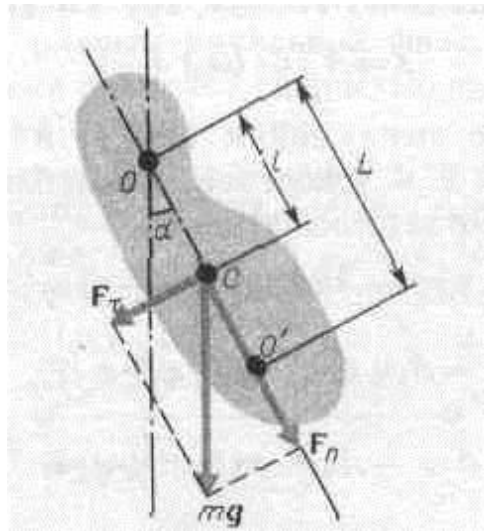
Циклик частотаси $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ (2) ва давр $T=2\pi\sqrt{m/k}$ (3).

Пружинали маятник учун потенциал энергия (5) ва (2) га биноан $\Pi=kx^2/2$ га тенг.

2.Физик маятник-куч таъсирида горизонтал 0 уки атрофида тебранишлар бажарувчи каттик жисм.

F кучининг M моменти

$$M = J\epsilon = J\ddot{\alpha} = F_\tau l = -mgl \sin \alpha \approx -mgl\alpha,$$



(4) ифодани куйидаги курунишда ёзиш мумкин $J\ddot{\alpha} + mgl\alpha = 0$, ёки $\ddot{\alpha} + \frac{mgl}{J}\alpha = 0$.

$\omega_0 = \sqrt{mgl / J}$ ни (5) инобатга олиб $\alpha = \alpha_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$ тенгламани ёзамиз, унинг ечими аниқ $\alpha = \alpha_0 \cos(\omega_0 t + \varphi)$ (6).

(142.6) ифодадан физик маятникни ω_0 частотаси билан ва давр $T = 2\pi / \omega_0 = 2\pi \sqrt{J / (mgl)} = 2\pi \sqrt{L / g}$ (7), бу ерда $L = J / (ml)$ физик маятникни узунлиги.

3. Математик маятникнинг чузилмайдиган ипда илинган m массали идеаллаштирилган система. Математик маятник инерция моменти $J = ml^2$ (8), бу ерда l — маятник узунлиги.

Математик маятникнинг кичик тебранишларда $T = 2\pi \sqrt{l / g}$ (9).

Келтирилган физик маятникнинг узунлик—бу математик маятникнинг узунлиги, унда тебранишлар даври физик маятник тебранишлар даври билан мос келади.

Назорат саволлари

1. Маятник деб нимага айтилади?
2. Математик маятникнинг тебраниш даври қадай?
3. Пружинали маятник тебраниш даври қадай?
4. Физик маятник тебраниш даври қадай?
5. Сўнувчи тебранишлар деб нимага айтилади?
6. Мажбурий тебранишлар деб нимага айтилади?
7. Резонанс деб нимага айтилади?

9 - Маъруза.

Тўлқин жараёни. Бўйлама ва кўндаланг тўлқинлар. Тўлқин тенгламаси. Фазавий ва гурухли тезликлар

Режа.

1. Механик тўлқинлар.
2. Бўйлама ва кўндаланг тўлқинлар.
3. Тўлқин тенгламаси.
4. Тўлқинларнинг фазавий ва гурухли тезликлари.

Таянч сўз ва иборалар: тўлқин жараёни, бўйлама ва кўндаланг тўлқинлар, эластик тўлқинлар, тўлқин майдони, тўлқин фронти, сферик тўлқинлар, тўлқин тарқалиш тезлиги, тўлқин узунлиги, тўлқиннинг ҳаракат тенгламаси, фазавий ва гурухли тезлик.

Агар бирор эластик мухитга тебранаётган жисм жойлаштирилса, у билан қўшни заррачалар ҳам тебранма ҳаракат қила бошлайди. Бу зарраларнинг ҳаракати улардан кейин жойлашган заррачаларни тебрата бошлайди ва хоказо. Бироз вақтдан сўнг бутун эластик мухит тебранма ҳаракатга келади. Демак, заррача асосий тебранаётган жисмдан қанчалик узоқ жойлашса, унинг тебраниши шунчалик кеч бошланади, бошқача айтганда, заррачалар ҳар хил фазада тебранадиладар. Тебранма ҳаракатни муҳида тарқалишига тўлқин деб аталади. Тўлқин жараёнига мисол сифатида сув юзига тушган тошдан тарқаладиган тўлқинларни олиш мумкин. Тўлқиннинг тарқалиш йўналишига нур дейилади. Агар мухит зарралари нурга перпендикуляр равишда тебранса, бундай тўлқинга кўндаланг тўлқин дейилади, агар зарралар нурга параллел равишда тебранса, бундай тўлқинларга бўйлама тўлқинлар дейилади. Кўндаланг тўлқинга мисол сифатида сув юзидаги тўлқинни, бўйлама тўлқинга мисол сифатида товуш тўлқинларини келтириш мумкин.

Механик тўлқинларнинг мухитда тарқалиш тезлиги шу мухитнинг эластик хоссаларига ва зичлигига боғлиқ:

$$v = \sqrt{\frac{\chi}{\rho}} \quad (7.1)$$

Бу формулада χ - мухитнинг эластик хоссаси билан боғлиқ коэффициент. ρ - мухитнинг зичлиги. Хусусий ҳолда, қаттиқ жисмдаги бўйлама тўлқинлар учун $\chi \approx E$; кўндаланг тўлқинлар учун $\chi \approx 0,4 E$ (E -Юнг модули)

Тўлқин жараёнида қатнашаётган заррачаларнинг силжиши x ва бу зарраларнинг тебранишлар манбаи жойлашган O нуқтагача бўлган масофа y ўртасидаги муносабатни исталган вақт учун қандай бўлишини аниқлаймиз.

Аниқлик учун кўндаланг тўлқин учун фикр юритамиз. Фараз қилайлик, манбанинг тебранишлари гармоник бўлсин:

$$x = A \sin \omega t \quad (7.2)$$

бу ерда A -тебраниш амплитудаси, ω - бурчак частота. Манбада тебранишлар бошлангандан сўнг мухитнинг бошқа нуқталари ҳам худди шундай амплитуда ва частота билан тебрана бошлайдилар, фақат бироз вақт кечикиб. Натижада 7.1-расмда кўрсатилган синусоидал тўлқин пайдо бўлади.

Бу тўлқин графиги тебранишлар тенгламаси (7.2) ни эслатади, лекин уларнинг фарқи бор. Тебранишлар тенгламаси берилган зарранинг исталган t вақтдаги силжишини белгилайди. Тўлқин графиги эса берилган t вақт учун исталган (хамма) заррачаларнинг x силжиши манбагача бўлган y масофага қандай боғлиқ эканлигини билдиради.

Тебранишлар манбаси жойлашган О нуктадан у масофадаги узокликда жойлашган А нуктанинг тебранишини кўриб чиқайлик. Агар О заррача t сек аввал тебранишни бошлаган бўлса, у холда А заррача $(t - \tau)$ сек тебранаётган бўлади, бу ерда τ - тебранишларнинг О нуктадан А нуктагача тарқалиш вақти, бошқача айтганда $\tau = \frac{y}{v}$. У холда А заррачанинг тебраниш тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$x = A \sin \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) \quad (7.3)$$

(7.3) муносабат тўлқиннинг исталган нуктасининг исталган вақтдаги силжишининг аниқлашга имкон беради ва у тўлқин тенгламаси деб аталади. Бу ерда синуснинг аргументи $t - \frac{y}{v}$ тўлқиннинг фазаси деб аталади. λ бир хил фазада тебранаётган бир - бирига энг яқин икки қўшни дўнглик орасидаги масофани (7.1-расм) билдиради ва тўлқин узунлиги деб аталади.

Тўлқин узунлиги $\lambda = vT = \frac{v}{\nu}$ бўлганлиги учун (бу ерда ν - чизиқли частота, T - тебраниш даври) (7.3) тенгламага $\nu = \frac{\lambda}{T}$ ни қўйсак ва $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ эканлигини ҳисобга олсак, тўлқин тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$x = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right) = A \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{y}{\lambda} \right) = A \sin \left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda} \right) = A \sin (\omega t - ky) \quad (7.4)$$

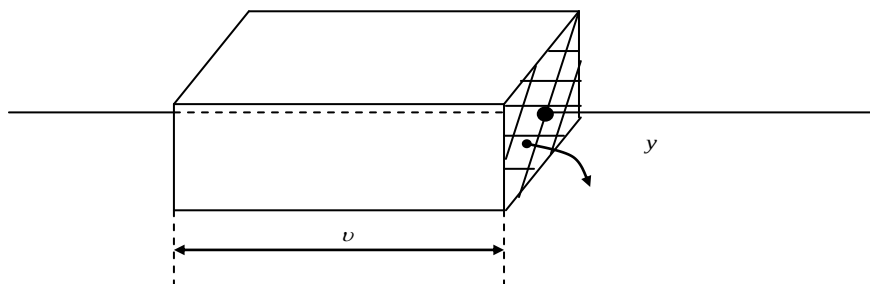
Бу ерда $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ тўлқин сони деб аталади ва у 2π масофада нечта тўлқин узунлиги жойлашганини билдиради.

Тўлқин тарқаганда заррачалар тебранганлиги учун тўлқиннинг энергияси бўлади ва у тўлқин билан бирга тарқалади. Юза бирлигидан вақт бирлигида ўтаётган энергия миқдори тўлқиннинг интенсивлиги (ёки энергия оқимининг зичлиги) деб аталади. Уни I билан белгилаймиз. Мухитнинг 1см^3 ҳажмда ҳар бирининг массаси m бўлган n_0 та заррача бор дейлик (7.2-расм). Ҳар бир заррача гармоник тебранишнинг тўла энергияси бўлганлиги учун $W = A^2 \frac{m \nu^2}{2}$ бирлик ҳажмдаги заррачаларнинг тўла тебраниш энергияси қуйидагига тенг бўлади.:

$$E = n_0 \cdot W = n_0 \frac{m \omega^2}{2} A^2 = \frac{\rho \omega^2 A^2}{2} \quad (7.5)$$

Бу ерда $\rho = mn_0$ - мухитнинг зичлиги, ω - бурчак частота, A - тўлқин амплитудаси. 1см^2 юзадан 1 секунд ичида ўтаётган энергия юзаси 1см^2 ва узунлиги v га тенг тўғри бурчакли параллелепипед ичида жойлашган бўлади ва тўлқиннинг интенсивлиги I га тенг:

$$I = E \cdot v = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2 \quad (7.6)$$



7.2-расм

Демак, тўлқиннинг интенсивлиги мухитнинг зичлигига, унинг тезлигига, частота квадратага ва амплитуда квадратага пропорционал экан.

Фазавий ва гурухли тезлик. Синусоидал (гармоник) тўлқиннинг тарқалиш тезлиги v фазавий тезлик деб аталади. Фаза $\Phi = \omega t - ky$ бўлганлиги учун, фазаси $\Phi = \text{const}$ бўлган маълум силжишнинг координата бўйлаб вақт бўйича тарқалиш тезлигини топамиз: $\Phi=0$ бўлганлиги учун, $\Phi = \omega - ky = \omega - kv = 0$ бўлади, бундан фазавий v тезлик баробар:

$$v = \frac{\omega}{k} \quad (7.7)$$

Агар тўлқин синусоидал бўлмаса, у частоталари $\Delta\omega$ интервалда ётган бирқанча синусоидал тўлқинларнинг йиғиндисидан (суперпозициясидан) иборат бўлса, у ҳолда бу тўлқин суг (пакет) кўринишида бўлади (7.3-расмга қаранг).

Бундай тўлқин учун фазавий тезликдан ташқари яна бошқа, группали тезлик тушунчаси ҳам киритилади. Группали тезлик суг ёрдамида фазода энергиянинг тарқалиш тезлигини билдиради. Бу тезлик суг амплитудасини фазодаги тезлигини аниқлатади ва у қуйидаги формула орқали аниқланади:

$$U = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \quad (7.8)$$

Бу ерда Δk -тулқин сонларининг кенглиги.

Назорат саволлари

1. Тебранма ҳаракатнинг тарқалиши қандай юз беради?
2. Қандай тўлқинларга кўндаланг ва бўйлама тўлқинлар дейилади?
3. Ясси ва сферик тўлқинларни изоҳланг?
4. Тўлқин узунлиги ва фазавий тезлик ўзаро қандай боғланган?
5. Тўлқин сон ва тўлқин пакети нима?
6. Фазавий ва гурухли тезликларни тушунтиринг?
7. Тўлқин тенгламасини изоҳланг?

10 – Маъруза

Термодинамик параметрлар. Идеал газ қонунлари. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси. Газ босимининг молекуляр-кинетик назариясига оид тенгламаси

Режа.

1. Термодинамика тушунчаси.
2. Идеал газ қонунлари. Бойл-Мариот қонуни. Гей-Люссак қонуни. Шарл қонуни.
3. Идеал газ ҳолат (Менделеев-Клапейрон) тенгламаси.
4. Авогадро қонуни. Далтон қонуни.
5. Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламалари.

Таянч сўз ва иборалар: босим, температура, ўртача квадратик тезлик, куч импулси, молекула, атом, хаотик ҳаракат, Авогадро сони, моль, идеал газ, изотермик, изобарик, изохорик, ўртача кинетик энергия.

Берилган массали газни ҳолатини характерлаш учун босим P , ҳажм ва температура каби параметрлардан фойдаланилади. Агар газнинг ҳолати ўзгармаса бу параметрларнинг ҳаммаси ёки бир қисми ўзгаради. Ўзгармас температурада ҳажмнинг

Ўзгариши билан газнинг босими ўзгарса, бундай жараёнга изотермик жараён деб аталади. Ўзгармас босимда температура таъсирида ҳажм ўзгарса. Бундай жараёнга изобарик жараён деб аталади.

Ўзгармас ҳажмда температура таъсирида босим ўзгарса, бундай жараёнга изохорик жараён дейилади. Идеал газнинг ҳолат тенгламасини ўрганишдан олдин, молекуляр-кинетик назария яратилгунча топишган бир неча газ қонунларини ўрганиб чиқамиз.

Бойл-Мариотт қонуни. Изотермик газ жараёнларини ўрганиб туриб инглиз олими Бойл (1662й.) ва француз олими Мариотт (1667й.) қуйидаги газ қонунини яратдилар: газнинг берилган массаси учун ўзгармас температурада газнинг босими ҳажмига тескари пропорционалдир.

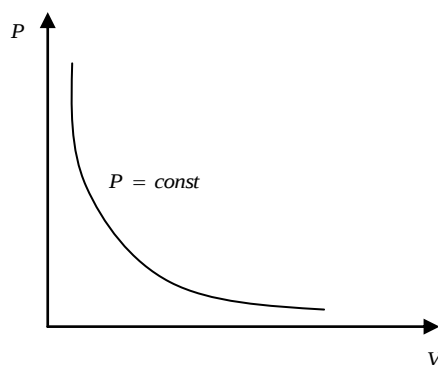
$$PV = \text{const} \quad (8.1)$$

Гей-Люссак қонунлари:

а) Газнинг берилган массаси учун ўзгармас босимда унинг ҳажми температурага пропорционал равишда ўзгаради (8.2-расм):

$$V = V_0 (1 + \alpha t) \quad (8.2)$$

V_0 -газнинг 0°C даги ҳажми, α -газнинг ҳажмий кенгайиш коэффициенти,



8.1-расм

$$\alpha = \frac{1}{273} \text{град}^{-1}.$$

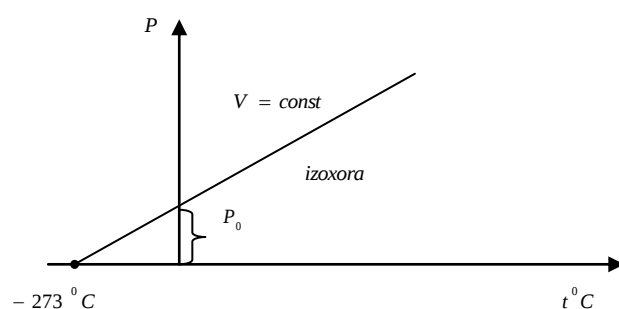
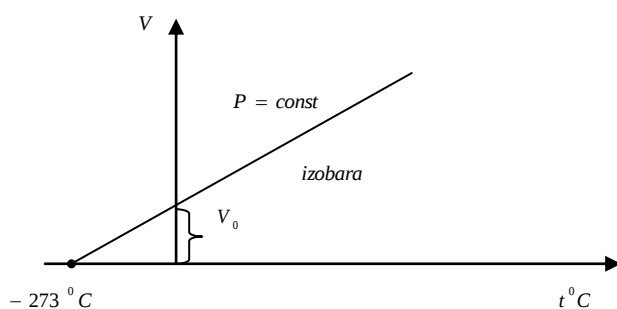
б) газнинг берилган массаси учун унинг босими ўзгармас ҳажмда температурага пропорционал равишда ўзгаради (8.4-расм):

$$P = P_0 (1 + \gamma t) \quad (8.3)$$

P_0 -газнинг P_0 0°C даги босими, γ -босимнинг термик коэффициенти, $\gamma = \alpha = \frac{1}{273^\circ \text{C}}.$

Абсолют температура ва Целсий шкаласи ўртасида қуйидаги муносабат мавжуд:

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



Далтон қонуни. 1801 йилда инглиз физиги ва химиги Далтон газ аралашмасининг босими билан шу аралашмадаги газларнинг парциал босимлари ўртасидаги муносабатни топди: P_i газ аралашмасининг босими P шу аралашмадаги газлар парциал босимларининг йиғиндисига тенг.

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n + \sum_i^n P_i \quad (8.4)$$

Авогадро қонуни. 1811 йилда италян олим Авогадро куйидаги қонунни яратди: бир хил температура ва босимда ҳар қандай газнинг 1 киломоли бир хил ҳажмни эгаллайди.

Нормал шароитда бу ҳажм $22,42 \frac{m^3}{kmol}$ ёки $22,42 \cdot 10^3 \frac{litr}{kmol}$ ни ташкил этади.

Идеал газнинг ҳолат тенгламасини Клапейрон (1834й) ва Менделеевлар (1875й) яратган. Аввал бу тенгламани Клапейрон

$$\frac{PV}{T} = B = const \quad (8.5)$$

кўринишда берди. Бу ерда P газнинг босими, V -унинг ҳажми, T -температураси, B эса ўзгармас параметр. Лекин тенгламани бир камчилиги бор эди. Ундаги ўзгармас параметр ҳар хил газ учун ҳар хил қийматга эга эди. Ана шу камчиликни йўқотиш учун Менделеев бу тенгламага ўзгартиришлар киритди ва ҳар қандай идеал газ учун ишлайдиган шаклда ёзди:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (8.6)$$

Бу ерда m -идеал газнинг массаси, μ – 1 киломол газнинг массаси, R -универсал газ доимийси. Унинг қиймати: $R = \frac{1,013 \cdot 10^5 \cdot 22,42}{273} \cong 8,32 \cdot 10^3 \frac{J}{grad \cdot kmol}$ га тенг.

Кейинчалик (8.6) формула Клапейрон-Менделеев деган ном олди.

Идеал газ босимининг молекуляр кинетик назарияси. Газнинг идиш деворларига берадиган босими молекулаларнинг хаотик ҳаракати билан боғлиқ ва уларнинг узлуксиз равишда деворга урилиб туришининг натижасидир. Молекулаларнинг деворга урилиш кучи, албатта, унинг тезлигига (ёки кинетик энергиясига) боғлиқ. Шунинг учун газнинг босим молекулаларнинг илгарилама ҳаракати ўртача кинетик энергияси (E) га боғлиқ булиши керак:

$$P = \varphi(\bar{E}) \quad (8.7)$$

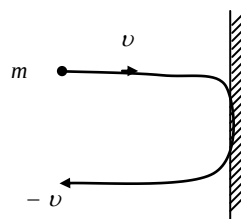
Ана шу муносабат идеал газнинг кинетик назариясида чиқарилади ва у кинетик назариянинг асосий тенгламаси деб аталади. Бу тенгламани 1850 йилларда немис физиги Клаузиус топган. Клаузиус тенгламасини келтириб чиқаришдан олдин молекулаларни моддий нукта деб қарашга келишиб оламиз. Идеал газда босим катта бўлмайди, шунинг учун молекулалар ўртасидаги масофа молекулаларнинг диаметрига қараганда анча катта бўлади. Шунинг учун улар ўртасидаги тўтишиш ва итаришиш кучларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Лекин улар тўқнашганда (ўзаро ёки девор билан) абсолют эластик шарларга ўхшаб тўқнашади, деб ҳисоблаймиз.

Бундай тўқнашувда тезликларнинг йўналиши ўзгаради, қиймати эса ўзгармайди. Молекулаларнинг ўртасидаги масофа катта бўлганлиги учун улар асосан девор билан тўқнашадилар. Ана шундай талабларга жавоб берадиган газ идеал газ дейилади. Демак, идеал газ молекулалари эластик моддий нукта каби бўлиб, улар орасида тўтишиш кучлари бўлмайди.

Фараз қилайлик, томонлари a га тенг кубда n молекуладан иборат идеал газ жойлашган, хар бир молекуланинг массаси m . Декарт координаталар системсини куб марказига жойлаштирамиз. Шунда молекулалар хаотик равишда ҳаракат қилаётганлиги учун уларнинг $\frac{1}{3}$ қисми y ўқи, $\frac{1}{3}$ қисми z ўқи бўйлаб ҳаракат қилади. Демак, хар бир ўққа параллел, $\pm$ йўналишда $n' = \frac{1}{3}n$ та молекула ҳаракатланади.

Шу молекулаларнинг v тезлик ўнг деворга қараб кетаётганларининг ҳаракатларини кузатамиз. Молекула деворга урилганда Δf куч билан Δt вақт ичида таъсир кўрсатсин. Унда молекуланинг деворига берилган куч импульси тенг бўлади $\Delta f \Delta t$ га. Бу эса ўз навбатида тенг:

$$\Delta f \Delta t = m v - (-m v) = 2 m v \quad (8.8)$$



8.5-расм

Δf жуда қисқа вақт давом этади. Шунинг молекуласи 1 секунд ичида деворга кўрсатган таъсир кучининг ўртача қиймати $\bar{\Delta f}$, Δf дан анча кичик бўлади.

Албатта ўртача $\bar{\Delta f}$ кучнинг импульси деворга 1 секунд ичида таъсир қилувчи Δf кучлар импульсларининг йиғиндисига тенг бўлади.

$$\bar{\Delta f} \cdot 1 \text{сек} = \Delta f \cdot \Delta t \cdot k$$

k -молекуланинг 1 секунд ичида ўнг деворга урилишлар сони. Маъноси бўйича k сони молекуланинг 1 секундда босиб ўтган йўлининг $2a$ га бўлинганлигига тенг. $2a$ -молекуланинг деворга икки марта кетма-кет урилишлар ўртасида босиб ўтган йўли. 1 секунд ичида молекула v га тенг узунликни босиб ўтади., шунинг учун $k = \frac{v}{2a}$, у ҳолда;

$$\bar{\Delta f} = \Delta f \Delta t \frac{v}{2a} = 2 m v \frac{v}{2a} = \frac{m v^2}{a} \quad (8.9)$$

Бу ифода битта молекула учун ёзилди, лекин ўнг деворга n' та молекула келиб урилади. Шунинг учун ўнг деворга таъсир қилаётган тўла куч n' та молекулаларнинг таъсир кучларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$f = \sum_i^{n'} \bar{\Delta f} = \sum_i^{n'} \frac{m v_i^2}{a} = \frac{m}{a} \sum_i^{n'} v_i^2 \quad (8.10)$$

бу ерда $v_i = v_1, v_2, v_3, \dots, v_n$ - молекулалар тезликлари. Бу ифоданинг ўнг тарафини n' га кўпайтирамиз ва бўламиз:

$$f = \frac{m}{a} n' \frac{1}{n'} \sum_i^{n'} v_i^2 \quad (8.11)$$

ҳосил бўлган $\frac{1}{n'} \sum_i^{n'} v_i^2$ ифода таъриф буйича ўртача квадратик тезлик U нинг квадрaтини билдиради:

$$U = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 + \dots + v_{n'}^2}{n'}} - \text{ўртача квадратик тезлик.}$$

Демак, $f = \frac{mn'u^2}{a}$; f ни a^2 га бўламиз ва n' нинг ўрнига $\frac{1}{3}n$ ни қўямиз:

$\frac{f}{a^2} = \frac{mu^2}{a^3} \cdot \frac{1}{3}n$ $a^2 = S$ -ўнг девор юзи ва $a^3 = V$ -куб ҳажми бўлганлигини ҳисобга олсак ҳосил бўлади:

$$\frac{f}{S} = \frac{1}{3} \frac{mu^2}{V} \quad (8.12)$$

Лекин $\frac{f}{S} = P$ -газнинг деворга босими, $\frac{n}{V} = n_0$ -молекулалар зичлиги.

Шунинг учун:

$$P = \frac{1}{3} mn_0 u^2 = \frac{2}{3} n_0 \frac{mu^2}{2} \quad (8.13)$$

Лекин, $\frac{mu^2}{2} = \bar{E}$ -молекуланинг ўртача кинетик энергиясидир.

Демак:

$$P = \frac{2}{3} n_0 \bar{E} \quad (8.14)$$

Бу ифода идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламасидир: газнинг босими молекулаларнинг илгарилама ҳаракати ўртача кинетик энергиясига пропорционал экан. Асосий тенгламани бир мол газнинг ҳажми V_μ га кўпайтирамиз:

$$PV_\mu = \frac{2}{3} n_0 \bar{E} V_\mu \quad (8.15)$$

$n_0 V_\mu = N_A$ -Авогадро сони бўлганлиги учун:

$$PV_\mu = \frac{2}{3} N_A \bar{E} \quad (8.16)$$

Лекин Менделеев-Клапейрон тенгламаси бўйича:

$$PV_\mu = RT$$

Шунинг учун $\frac{2}{3} N_A \bar{E} = RT$ ва $\bar{E} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T = \frac{3}{2} kT$

$$k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{grad} \text{ - Болцман доимийси}$$

Демак, $P = n_0 kT$ (8.17)

экан. Бу -асосий тенгламанинг бошқача кўринишидир.

Назорат саволлари

1. Молекула деганда нимани тушунаси?
2. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати табиатини тушинтиринг?
3. Қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатдаги моддани ташкил этувчи молекулалар қандай иссиқлик ҳаракатларда қатнашди?
4. СИ системасида модда миқдори қандай аниқланади?
5. Идеал газнинг ҳолат тенгламасини тушинтиринг?
6. Идеал газ кинетик назарийсининг асосий тенгламаси қандай кўринишга эга?

**Эркинлик даражаси. Идеал газ ички энергияси.
Термодинамиканинг биринчи қонуни. Идеал газнинг иссиқлик миқдори
ва сизими. Адиабатик жараён**

Режа.

1. Термодинамика асослари.
2. Эркинлик даражаси.
3. Идеал газ ички энергияси.
4. Иссиқлик миқдори.
5. Термодинамиканинг 1 қонуни.
6. Адиабатик жараён.

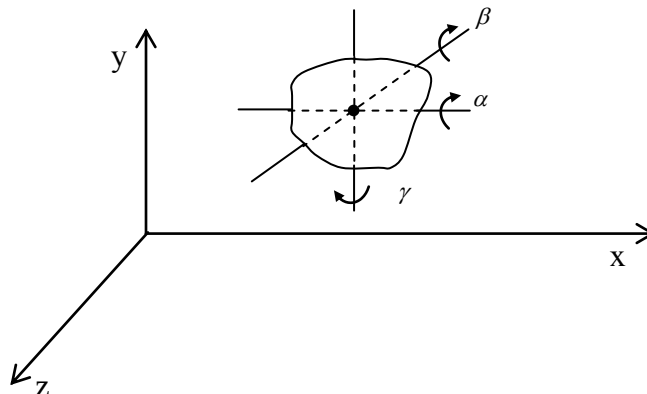
Таянч сўз ва иборалар: эркинлик даражаси, ички энергия, иссиқлик миқдори, иссиқлик сизими, адиабатик жараён, моляр иссиқлик сизими, ўртача кинетик энергия.

Берилган идеал газнинг ички энергияси деганда, шу газни ташкил этувчи барча молекулаларнинг бетартиб тарздаги илгариланма ва айланма ҳаракат кинетик энергиялари билан молекулалардаги атомларнинг бетартиб тарздаги тебранма ҳаракат кинетик ва потенциал энергияларнинг йиғиндиси тушунилади.

Бир атомли молекуланинг ҳаракати фақат илгариланма ҳаракатдан иборат бўлади. Лекин икки ва ундан ортиқ атомлардан ташкил топган молекулалар илгариланма ҳаракатдан ташқари айланма ҳаракатда ҳам иштирок этишлари мумкин, шунингдек улар таркибидаги атомлар эса яна тебранма ҳаракатда ҳам иштирок этишлари мумкин. Шунинг учун молекуланинг тўла энергияси илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракат энергияларининг йиғиндисидан иборат.

Тўла энергияни ҳисоблаш учун эркинлик даражаси тушунчаси билан танишиб чиқайлик. Жисмнинг фазодаги вазиятини тўла равишда ифодалаш учун зарур бўлган эркин координаталар сонига шу жисмнинг эркинлик даражаси дейилади.

Моддий нуқтанинг эркинлик даражаси учга тенг экан. Ҳар қандай атом ёки бир атомли молекула моддий нуқта деб қаралиши мумкин. Агар молекула бир - бири билан эластик тарзда боғланган N та атомдан ташкил топган бўлса, молекуланинг берилган вақтда фазодаги вазиятини тўла аниқлаш учун $3N$ та эркин координата зарур бўлади. Яъни, бундай молекуланинг эркинлик даражаси $3N$ га тенг. Лекин шу молекуладаги исталган икки атом орасидаги масофа аниқ қийматга эга бўлиб, у вақт ўтиши билан ўзгармаса, молекуланинг эркинлик даражаси $3N$ дан битта кам бўлади. Бундай масофа бир нечта бўлса, $3N$ шундай масофалар сонига кам бўлади.



9.1-расм

Икки атомли молекула эркинлик даражаси. Иккала атом орасидаги масофа вақт ўтиши билан ўзгармаса, бундай молекуланинг эркинлик даражаси $3N - 1 = 3 \cdot 2 - 1 = 5$ га ва аксинча, атомлар бир-бири билан эластик равишда боғланган бўлса, яни масофа вақт ўтиши билан ўзгариб турса, 6 га тенг бўлиши керак.

Молекула инерция марказининг фазодаги вазияти X, Y, Z координаталари билан аниқланади.

Атомлар орасидаги масофа ўзгармас бўлса, молекуланинг фазодаги вазиятини аниқлаш учун зарур бўлган координаталар x, y, z ва α, β, γ лардан иборат бўлади ва бундай молекуланинг эркинлик даражаси 5 га тенг.

Шундай қилиб бир атомли молекуланинг эркинлик даражаси 3 га тенг, икки атомли молекула эркинлик даражаси 5 га ёки 6 га тенг ва хоказо. Демак илгариланма ҳаракат эркинлик даражаси ҳамма вақт 3 га тенг, айланма ва тебранма ҳаракат эркинлик даражалари кузатилаётган молекуланинг характериға қараб турли қийматларға эға бўлиши мумкин. Молекуланинг эркинлик даражаси и ни илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракатлар эркинлик даражаларининг йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин:

$$i = i_{uzl} + i_{aila} + i_{meb} \quad (9.1)$$

Илгариланма ҳаракат эркинлик даражаси 3 га тенг эканлигини этиборға олиб, илгариланма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига $\frac{1}{2}kT$ энергия тўғри келади деган ҳулосаға эға бўламиз. Умуман, илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракатнинг бирортаси иккинчисидан устун равишда ажралиб турмайди.

Статистик физиканинг муҳим қонунларидан бири - энергиянинг эркинлик даражаси бўйича бир хилда тақсимланиш қонуни илгариланма, айланма ва тебранма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига ўртача $\frac{1}{2}kT$ кинетик энергия тўғри келишини кўрсатади.

Демак, эркинлик даражаси и га тенг бўлган молекуланинг ўртача кинетик энергияси

$$\varepsilon = \frac{i}{2}kT \quad (9.2)$$

ифода орқали аниқланади. Лекин и ни аниқлашда қуйидагиларға этибор берилиши керак. Молекула илгариланма ёки айланма ҳаракатда қатнашаётган бўлса, у фақат кинетик энергияға эға булади. Молекуладаги атомлар тебранма ҳаракатда ҳам қатнашаётган бўлса, тебранма ҳаракат ҳам кинетик энергияға, ҳам потенциал энергияға эға бўлади ва бу кинетик энергиянинг ўртача қиймати потенциал энергиянинг ўртача қиймати билан бир хил булади. Шунинг учун тебранма ҳаракатнинг ҳар бир эркинлик даражасига $2 \cdot \frac{1}{2}kT$ энергия тўғри келади.

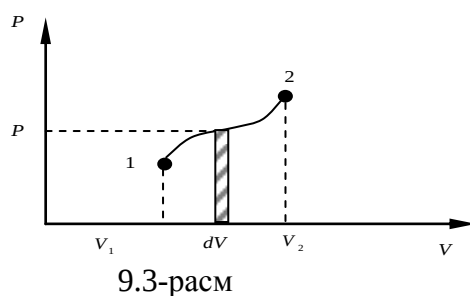
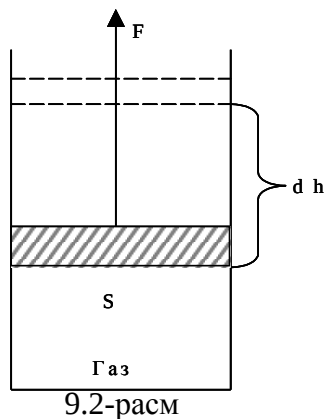
(9.2) муносабатдан фойланаиб, берилган идеал газнинг ички энергиясини аниқлаш мумкин. Мисол учун бир мол идеал газнинг ички энергияси қуйидагига тенг:

$$U_M = N_A \langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2}kTN_A = \frac{i}{2}RT \quad (9.3)$$

Яъни, идеал газнинг ички энергияси шу газни ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражасига ва газнинг ҳароратига боғлиқ.

Иссиқлик ўтказувчанлик жараёнида бир системадан иккинчи системаға узатилган энергияни иссиқлик миқдори деб аталади. Иссиқлик миқдори ва энергия бир хил бирликларда ўлчанади. Механик ҳаракат энергияси иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши ва аксинча бўлиши мумкин. Масалан, маълум баландликдан ташлаб юборилган жисм Ер сиртиға тушиб унга абсолют ноэластик тарзда урилсин. Урилиш жараёнида жисмнинг кинетик энергияси тўла равишда ички энергияға айланади.

Натижада жисм ва Ер сиртининг урилишда иштирок этаётган қисмининг хароратлари ортади. Яъни, механик энергия иссиқлик энергиясига айланади. Иссиқлик энергиясининг механик энергияга айланишини эса қуйидаги мисолда қуриш мумкин. Жуда осонлик билан сирпана оладиган поршенли цилиндрлик идиш ичидаги газга иссиқлик миқдори берилса, унинг харорати қўтарила бошлайди ва (9.3) муносабатга асосан, газни ташкил этувчи хар бир молекуланинг илгариланма харакати натижасида эришган кинетик энергияси орта бошлайди. Бу эса ўз навбатида газнинг идиш деворига қўрсатаётган босимини ортишига олиб келади. Натижада поршен юқорига қўтарилиб, механик иш бажарилади (9.2-расм).



Бажарилаётган иш поршеннинг потенциал энергиясига айлана боради. Поршенни юзи S , газнинг идиш деворига қўрсатаётган босими P бўлса, поршенга таъсир этаётган қўтарувчи куч $F = PS$ булади. Газнинг поршенни dh баландликка қўтаришдаги бажарган элементар иши.

$$dA = Fdh = pSdh = pdV \quad (9.4)$$

бунда dV - поршенни dh баландликка қўтарилиши натижасида газ ҳажмининг ўзгариши, газ ҳажмининг кенгаётган холи учун dV мусбат ишорада булади. Газнинг харорати қандайдир усул билан совитилса ёки мувозанатда турган поршен устига бирор юк қўйилса, поршен пастга туша бошлайди, газ ҳажми кичрая боради. Бундай ҳолда бажарилган иш манфий ишорали булади. Демак, газнинг ташқи жисмлар устида бажарган иши мусбат ва ташқи кучларнинг газ устида бажарган иши эса манфий ишорали экан.

Элементар бажарилган иш сон жихатдан 9.3-расмда штрихланган юзага тенг. Системанинг 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтишидаги бажарилган тўла иш 1-2 чизиғи остидаги юзага тенг, яъни

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV \quad (9.5)$$

Агар қўзатилаётган газга идеал газ тарзида қаралаётган бўлса ва кенгайис жараёнида харорат ўзгармасдан қолса, ташқаридан берилаётган иссиқлик миқдори тўлалигича поршеннинг потенциал энергиясига айланиб боради. Системага берилган элементар иссиқлик миқдори dQ система томонидан бажарилган элементар иш dA ва шу жараёнда система ички энергиясининг ўзгариши dU бўлса, улар орасидаги ўзаро боғланишни энергиянинг сақланиш қонунига асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dQ = dU + dA \quad (9.6)$$

Системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишида ички энергияси U_1 дан U_2 гача ўзгарган ва шу билан бир вақтда системанинг ташқи кучларига қарши бажарган иш A га тенг ва системага берилган иссиқлик миқдори Q бўлса, (9.6) формула бу жараён учун қуйидагича ёзилади:

$$Q = U_2 - U_1 + A \quad (9.7)$$

(9.6) ва (9.7) формулалар термодинамика биринчи қонунининг математик ифодасидир. Термодинамика биринчи қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: *системага берилган иссиқлик миқдори система ички энергиясининг ўзгаришига ва системанинг ташқи кучларга қарши иш бажаришига сарфланади.*

Системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишидаги бажарилган иш ва иссиқлик миқдори фақат бошланғич ҳамда охириги ҳолатларга боғлиқ бўлмасдан, системанинг биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга қандай усул билан ўтганлигига ҳам боғлиқ. Бошқача сўз билан айтганда, системанинг берилган ҳолатини характерловчи аниқ бажарилган иш ва иссиқлик миқдори мавжуд эмас. Ички энергия эса система ҳолатининг функциясидир, яъни системанинг ҳар бир ҳолати аниқ ички энергия билан характерланади. Системанинг исталган ҳолатдаги ички энергиясининг қиймати система бу ҳолатга қандай усул билан келганлигига боғлиқ эмас. Демак, элементар жараёнда ички энергиянинг ўзгариш жараёни қандай йўл билан содир бўлганлигига боғлиқ эмас.

Бажарилган элементар иш ва элементар иссиқлик миқдори жараён қандай йўл билан содир бўлганлигига боғлиқдир. Шунинг учун ҳам dU - тўла дифференциал бўлиб, dQ ва dA - тўла дифференциал эмас деган хулосага келиш мумкин.

Идеал газнинг иссиқлик миқдори ва сизими. Берилган жисмнинг иссиқлик сизими деб, шу жисм ҳароратини бир градус ошириш учун жисмга берилиши зарур бўлган иссиқлик миқдорига тенг бўлган физик катталиққа айтилади:

$$C_{\text{жсм}} = \frac{dQ}{dT} \quad (9.8)$$

Жисмнинг иссиқлик сизими, аввало, унинг массасига боғлиқ. Шунинг учун ҳам одатда, асосан, солиштирма иссиқлик сизими ва моляр иссиқлик сизимлари кўп ишлатилади.

Бир жинсли модданинг бирлик массасининг иссиқлик сизими солиштирма иссиқлик сизими деб аталади.

Бир мол жисмнинг иссиқлик сизими моляр иссиқлик сизими деб аталади. Модданинг моляр иссиқлик сизими C билан, шу модданинг солиштирма иссиқлик сизими c орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$C = c M \quad (9.9)$$

Жисм иссиқлик сизимининг катталиги жисмга қандай шароитда иссиқлик берилаётганига боғлиқ. Масалан, агар газга dQ иссиқлик миқдори берилаётганида у кенгайиб борса (ташқи кучларни енгиб иш бажаради), газ ҳароратининг ортиши ҳажм ўзгармайдиган жараёндагига нисбатан кам бўлади.

Энди ҳажм ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сизими C_B ва босим ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сизими C_p билан танишиб чиқайлик. Бу иссиқлик сизимларини назарий жиҳатдан газнинг ички энергияси ва бажарилган иш ифодалари орқали ҳисоблаш мумкин. Ҳажм ўзгармай қоладиган шароит учун моляр иссиқлик сизимини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$C_v = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_v$$

Ҳажм ўзгармас бўлганлиги учун $dV = 0$ ва (9.4) га асосан (9.7) муносабатни бир мўл идеал газ учун қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$(dQ)_v = dU_m$$

бундан

$$C_v = \left(\frac{dU_m}{dT} \right)_v \quad (9.10)$$

(9.10) формуладан кўринадик, C_B яъни бир мол идеал газнинг хажм ўзгармай қоладиган шароитдаги иссиқлик сиғими газ ички энергиясининг ифодасидан харорат бўйича олинган биринчи тартибли хосиласига тенг.

Бир мол идеал газнинг ички энергияси $U_M = \frac{i}{2}RT$ га тенг эканлигини этиборга олган холда, бу ифодани харорат бўйича дифференциаллаб, C_B ни аниқлаш мумкин:

$$C_V = \frac{i}{2}R \quad (9.11)$$

(9.11) муносабатдан кўриниб турибдики, идеал газнинг хажми ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сиғими газ молекулаларининг эркинлик даражаси орқали аниқланиб, газ ҳолатини характерловчи параметрларга боғлиқ эмас экан.

Босим ўзгармас бўлган шароитда газга бераётган иссиқлик миқдори газнинг ички энергиясининг ортишига ва ташки кучларга қарши иш бажаришга сарф булади. Термодинамика биринчи қонунининг ифодаланиб, босим ўзгармас бўлган шароитда моляр иссиқлик сиғимини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$C_p = C_V + R \quad (9.12)$$

(9.12) тенгликдан кўриниб турибдики, газ доимийси R сон жихатдан босим ўзгармас бўлган шароитда 1 мол идеал газнинг хароратини бир градусга кўтаришда газнинг ташки кучларга қарши бажарган ишига тенг экан.

(9.12) формула бўйича C_V нинг қиймати ни (9.11) муносабатга келтириб қўйиб, C_p ни яна қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (9.13)$$

C_p нинг C_V га нисбатини γ орқали белгилаб

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i} \quad (9.14)$$

γ нинг қиймати ҳамма вақт бирдан катта ва газни ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражаларига боғлиқдир. Классик назария асосида аниқланган иссиқлик сиғимлари C_V ва C_p фақат газни ташкил этувчи молекулаларнинг эркинлик даражаларига боғлиқ, яъни барча бир атомли газлар бир хил C_V ва C_p га эга. Иккинчи томондан (9.10) ва (9.12) муносабатлардан кўринадик, иссиқлик сиғимлари классик назарияга асосан хароратга бевосита боғлиқ бўлмаслиги керак. Тажрибаларда олинган маълумотлар кўпчилик айниқса, бир атомли ва икки атомли газларнинг моляр иссиқлик сиғимлари маълум харорат интервалида назарий ҳисоблаш орқали аниқланган қийматларга жуда яқин эканлигини кўрсатади. Лекин мураккаб молекулали газлар учун тажрибада олинган натижалар назарий жихатдан ҳисобланган қийматлардан фарқ қилади.

Назорат саволлари

1. Идеал газнинг ички энергияси нима ва у ҳаракатининг қандай турлари билан боғланган.
2. Жисмнинг эркинлик даражаси деб нимага айтилади.
3. Иссиқлик сиғими деб нимага айтилади.
4. Термодинамиканинг биринчи қонунига таъриф беринг.
5. Адиабатик жараён деб қандай жараёнга айтилади.

12-Маъруза

Газ молекулалари тезлигининг абсолют қийматлари бўйича тақсимоти. Максвелл тақсимоти. Барометрик формула. Больцман тақсимоти

Режа.

1. Газ молекуласининг тезлиги.
2. Максвелл тақсимоти.
3. Газлар гравитацион майдонда. Барометрик формула.
4. Больцман тақсимоти.

Таянч сўз ва иборалар: молекула, тезлик, ўртача арифметик тезлик, ўртача квадратик тезлик, тақсимот функция, Максвелл тақсимоти, концентрация, баландлик, Больцман тақсимоти, температура, босим, барометрик формула.

Газ молекулаларининг тезлиги ҳар хил бўлади ва узлуксиз равишда ўзгариб (камайиб ва кўпайиб) туради. Молекулалар сонини n ва уларнинг тезликларини v_i билан белгилаймиз. У ҳолда $\frac{1}{n} \cdot \sum v_i^2$ ифода молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги деб аталади ва уни u билан белгилаймиз. Идеал газ молекуласининг илгариланма ҳаракати ўртача кинетик энергияси u орқали қуйидагича ифодаланади.

$$\overline{W} = \frac{mu^2}{2} \quad (10.1.)$$

Молекуланинг тезлиги температурага (T га) боғлиқ бўлганлиги учун $\overline{W}$ ҳам T га боғлиқ бўлиши керак. Температура орқали ўртача кинетик энергия қуйидагича белгиланади:

$$\overline{W} = \frac{3}{2} kT \quad (10.2.)$$

k – Болцман доимийси.

Бу икки ифода бир - бирига тенг: $\frac{mu^2}{2} = \frac{3}{2} kT$

Бу тенгликдан молекула ўртача квадратик тезлигининг температурага қандай боғлиқлигини топамиз:

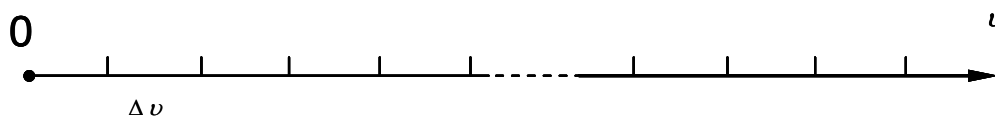
$$u = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{N_A m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (10.3)$$

Бу ерда N_A - Авагадро сони ва $N_A m = \mu = 1$ киломол газнинг массаси. Демак, берилган газ учун молекулалар ўртача квадратик тезлиги фақат температурага боғлиқ ва $\sqrt{T}$ га тўғри пропорционал экан. Мисол тариқасида кислород молекулаларининг $t = 0^\circ C$ даги ўртача квадратик тезлигини топамиз. $T = 273^\circ K$ ва $\mu = 32 \frac{kg}{kmol}$ бўлгани учун

$$u = \sqrt{\frac{3 \cdot 8,32 \cdot 10^3 \frac{J}{град \cdot кмоль} \cdot 273 град}{32 \frac{kg}{кмоль}}} \approx 460 \frac{m}{c}$$

Демак, хона температурасида газ молекулалари снаряд тезлигига яқин тезликлар билан ҳаракат қилар экан. Ҳақиқатда эса газ молекулалари ҳар хил тезликлар билан

харакат қилади. Тезликлар қийматининг бутун диапозонини бир - бирига тенг Δv интервалларга бўлиб чиқамиз.



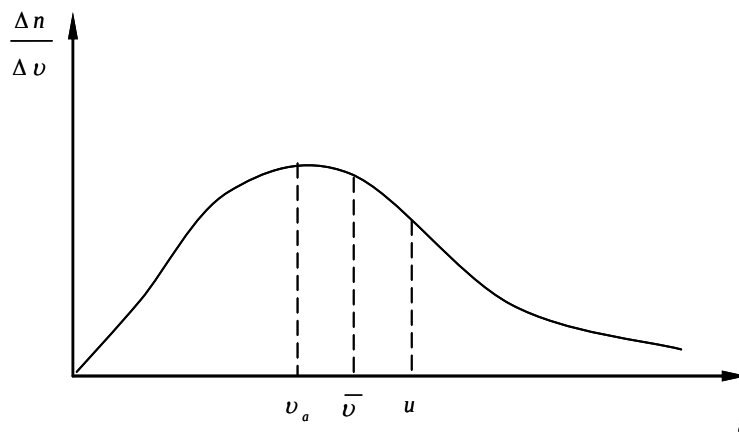
10-расм.

Фараз қилайлик, хар бир Δv интервалга Δn та молекула тўғри келсин. У холда $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ муносабат тезликнинг бирлик интервалига қанча молекула тўғри келишини билдиради, бошқача айтганда, биз молекулаларнинг тезлик бўйича тақсим бўлишини топамиз. Албатта $\frac{\Delta n}{\Delta v}$ муносабат тезликка боғлиқ ва у молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот функцияси деб аталади, уни фанга ингилиз олими Максвелл назарий йўл билан киритган:

$$f(v) = \frac{\Delta n}{\Delta v} = n \left(\frac{\mu}{2RT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\mu}{2RT} v^2} \quad (10.4.)$$

n – молекулаларнинг умумий сони. Бу функция $v \rightarrow 0$ ва $v \rightarrow \infty$ бўлганда нўлга интилади. $v = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$ да эса максимал қийматга эришади. $v_a = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$ тезлик

эхтимоллиги энг катта тезлик деб аталади ва унинг ёнидаги бирлик Δv интервалга молекулаларнинг энг кўп микдори тўғри келади. Максвеллнинг тақсимот функцияси 10.2-расмда кўрсатилган.



10.2-расм.

Бу расмда $\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$ - ўртача арифметик тезликни билдиради. Кислород учун

$t = 0^\circ \text{C}$ да, $u = 460 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\bar{v} \approx 423 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ва $v_a = 377 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ эканлиги топилган.

Газлар гравитацион майдонда. Барометрик формула. Атмосфера Ердан узоқлашиб кетаолмайди, чунки Ер уни тортиб туради. $T=0^\circ$ бўлганда хамма газлар Ер устига тўпланиши керак, T ошабошласа хаотик ҳаракат газнинг Ердан узоқлаштиради. Тортиш ва кенгайишнинг ўзаро кураши натижасида мувозанат ҳосил бўлади, бунда газнинг концентрацияси Ер устида максимал бўлади ва Ердан узоқлашган сари камаяди. Биламизки босим $p = nkT$.

Демак, Ердан тепага кўтарилган сари n камаяди, шунинг учун атмосфера босми p ҳам камаяди. Босимнинг баландликка боғлиқлигини ифода қиладиган формула Барометрик формула деб аталади. Баъзибир соддалаштиришларни киритамиз:

1. 100 - 200 км баландликда атмосфера босми жуда кичик бўлиб қолади, лекин g деярли ўзгармайди, чунки 100 км масофа. Ер радиуси $R_{\text{Yer}} = 6370 \text{ км}$ дан анча кам.
2. Босим Ерга яқин жойларда ҳам катта эмас, шунинг учун хавони идеал газ деб қарасак ҳам бўлади.
3. Температура юқорига чиққан сари бир неча ўн градусга ўзгаради. Шунинг учун температурани const ва 300°C деб оламиз, бошқача айтганда атмосферани изотермик система деб қараш мумкин.

Цилиндрик кичик хажмни z баландликда оламиз ва тепадан таъсир қиладиган босимни $p + dp$ ($dp < 0$) ва пастдан таъсир қиладиган босимни p билан белгилаймиз. Бундан ташқари ҳар бир m массали атомга mg оғирлик кучи таъсир қиладиган. Бу хажмда ҳаммаси бўлиб $nSdz$ та атом бор, уларга

$$dF = mgnSdz$$

Оғирлик кучи таъсир қиладиган. Ана шу учта куч таъсирида цилиндр жим туради, $\sum F_i = 0$

$$nmgSdz + (p + dp)S - pS = 0$$

Бундан топамиз: $dp = -nmgdz$

$$p = nkT \quad \text{дан} \quad n = \frac{p}{kT} \quad \text{ва} \quad dp = -p \frac{mg}{kT} dz \quad \text{ва} \quad \frac{dp}{p} = -\frac{mg}{kT} dz$$

$$\int \frac{dp}{p} = -\frac{mg}{kT} z + C \rightarrow C = \ln p_0 \quad (z = 0, p = p_0). \quad \text{Бундан} \quad p = p_0 e^{-\frac{mg}{kT} z} \quad \frac{m}{k} = \frac{mN_A}{kN_A} = \frac{\mu}{R} \quad \text{бўлгани}$$

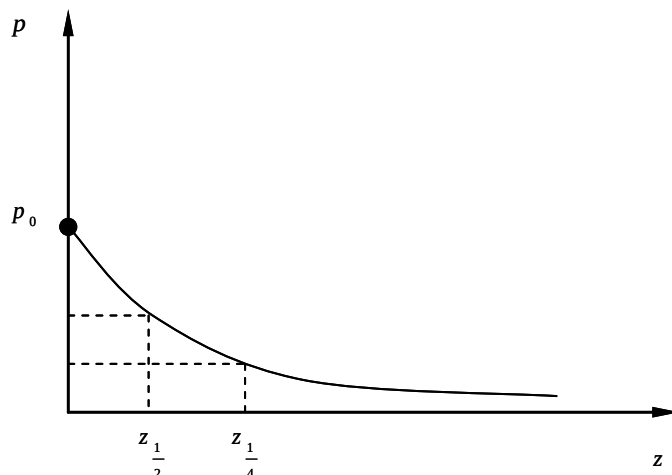
учун $p = p_0 e^{-\frac{\mu g}{RT} z}$ (10.5)- барометрик формула.

Бу қонуният расмда кўрсатилган.

$z_{\frac{1}{2}}$ - босим икки марта камаядиган баландлик. $z_{\frac{1}{2}}$ ни топамиз.

Таъриф бўйича $p\left(z_{\frac{1}{2}}\right) = \frac{1}{2} p_0$. Формулага қўямиз ва лагорифмлаймиз;

$$z_{\frac{1}{2}} = \frac{RT}{\mu g} \ln 2 = 0,693 \frac{RT}{\mu g}$$



10.3-расм.

$$\text{Атмосфера учун } \mu = 29 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}} \quad z_{\frac{1}{2}} = 0,693 \frac{8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{J}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \cdot 293}{29 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}} \cdot 9,8} = 6 \cdot 10^3 = 6 \text{ km}$$

$$z_{\frac{1}{2}} = 12 \text{ km} \quad - \text{ демак } 12 \text{ км баландликда} \quad p = \frac{p_0}{4} \cdot p \sim n \quad \text{бўлгани учун барометрик}$$

$$\text{формуладан топамиз;} \quad n(z) = n_0 e^{-\frac{mgz}{kT}}$$

$$\text{Ер устида } n_0 = \frac{p_0}{kT}; \quad \text{Лекин } mgz = u; \quad - \text{ бу битта атомнинг (молекуланинг) } z$$

баландликдаги потенциал энергиясидир. Шунинг учун ёзиш мумкин:

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{u(z)}{kT}} \quad (10.6) - \text{Болцмон тақсимооти.}$$

Концентрациянинг баландлик бўйича ўзгариши шу баландликдаги потенциал энергия билан хаотик ҳаракат энергияси ўртасидаги муносабатга боғлиқ.

Назорат саволлари

1. Молекулалар сонининг тезлиги бўйича тақсимоот функцияси деган иборанинг физик маъноси қандай.
2. Максвелл тақсимоотининг графигини чизинг.
3. Барометрик формула қандай параметрларни ўзаро боғлайди.
4. Болцман тақсимооти қандай физик катталигининг нима бўйича тақсимоотини белгилайди.
5. Максвелл тақсимоот функциясидан фойдаланиб, эҳтимоли энг катта бўлган тезликни қандай аниқлаш мумкин.
6. Баландлик ортиши билан атмосфера босимининг қиймати камайиб бориши температура ва атмосфера таркибидаги молекулаларнинг массасига боғлиқми.

13-Маъруза

Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Термодинамиканинг иккинчи қонуни. Карно айланма жараёни. Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.) Реал газлар. Ван-дер-Ваалс тенгламаси. Критик ҳолат. Реал газларнинг ички энергияси. Жоул-Томсон эффекти

Режа.

1. Иссиқлик жараёнлари.
2. Термодинамикада иш.
3. Термодинамиканинг 2 қонуни.
4. Иссиқлик машинасининг ишлаш принципи ва Карно айланма жараёни.
5. Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.).
6. Идеал ва реал газлар.
7. Реал газлар учун ҳолат (Ван-дер-Ваалс) тенгламаси.
8. Реал газнинг критик параметрлари.
9. Реал газларнинг ички энергияси.

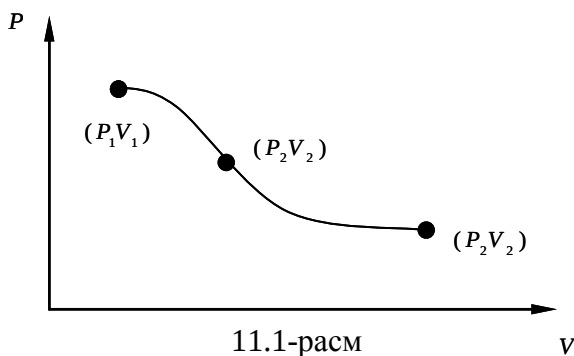
Таянч сўз ва иборалар: иссиқлик ҳаракати, қайтар ва қайтмас жараёнлар, Карно айланма жараёни, иссиқлик машинаси, фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.), совитгич, иситгич, иш, иссиқлик миқдори, идеал газ, изотермик жараён,

адиабатик жараён, цикл, температура, реал газлар, босим, хажм, температура, ички босим, хусусий хажм, назарий изотерма, экспериментал изотерма, критик нукта, критик босим, критик хажм, критик температура, Ван-дер-Ваалс тузатмалари.

Термодинамика энергияларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли юз берадиган бир - бирига айланишидаги миқдорий қонуниятларни ўрганади. У икки фундаментал (асосий) қонунга асосланган. Биринчи қонун энергиянинг бир - бирига айланишидаги миқдорий ва сифат томонларини белгилайди. Иккинчи қонун бу жараёнларнинг йўналишини белгилайди. Термодинамик мувозанатда система ҳолати PVT - учта параметр орқали белгиланади ва $f(P, V, T) = 0$ тенгламани ҳолат тенгламаси деб аталади. Идеал газ учун бу Менделеев - Клапейрон тенгламасидир:

$$PV - \frac{m}{\mu} RT = 0 \quad (11.1)$$

Системанинг (P_1, V_1, T_1) ҳолатдан (P_2, V_2, T_2) ҳолатга ўтиши термодинамик процесс деб аталади. Ҳолат диаграммасида системанинг ҳолати (P_i, V_i) точка билан белгиланади, процесс эса - эгри чизиқ билан. Системанинг 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтиш қайтар ўтиш (жараёни) деб аталади, агар системанинг 2 ҳолатдан 1 ҳолатга ўтиш учун бошқа процесс мавжуд бўлса ва у система тескари йўналишда биринчи йўналишнинг ҳамма и ҳолатларидан ўтиб 1 ҳолатга ўтиб олса ва на системада ва на ташқи атрофда ҳеч қандай ўзгаришлар қолмаса.

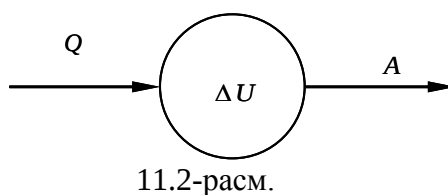


Акс ҳолда процесс қайтмас деб аталади. Умуман олганда табиатда қайтар процесслар бўлмайди.

Қайтар жараён - бу идеаллаштирилган жараёндир.

Фараз қиламиз, ички энергияси U_1 бўлган системага Q энергия берилади ва унинг ички энергияси U_2 бўлиб қолди ва A иш бажаради.

$\xrightarrow{Q} \bigcirc - Q > 0$ $\bigcirc \xrightarrow{Q} - Q < 0$ ва $A > 0$ - агар иш ташқи кучларга қарши бажарилса (11.2). $Q = (U_2 - U_1 + A = \Delta U + A)$



Демак, системага берилган энергия ички энергияни ўзгартиришга ва системанинг бажарган ишига сарф бўлади. Бу термодинамиканинг биринчи қонуни ва энергиянинг сақланиш ва бир - бирига айланиши қонунининг ифодасидир:

$$Q = \Delta U + A \quad (11.2)$$

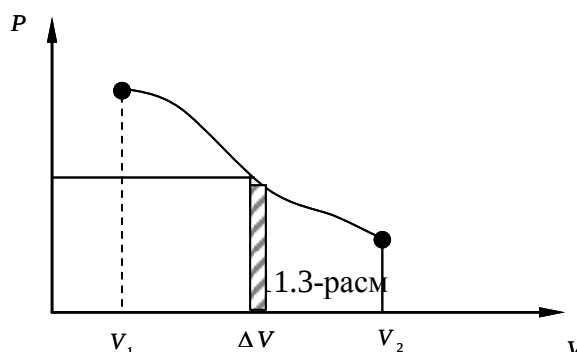
Агар система даврий равишда аввалги ҳолатига қайтиб келаверса $\Delta U = 0$ бўлади.

$$Q = A$$

Демак система олган энергиясидан кўп иш бажараолмайди. Акс ҳолда биз абадий двигателга эга бўлар эдик. Демак термодинамиканинг биринчи қонуни адабий двигателнинг бўлиши мумкин эмас, дейди.

Термодинамик иш. Элементар иш (ҳажм ўзгарганда) $P \Delta V$ га тенг. Ҳажм V_1 дан V_2 га ўзгарганда ҳамма иш $P \Delta V$ лар йиғиндисига тенг (11.3-расм).

$$A = \sum_i P_i \Delta V_i \rightarrow \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad (11.3) \text{- дейиш мумкин} \quad P = \frac{RT}{V} \quad (11.4) \text{- бир мол учун.}$$



Изотермик иш учун $A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT (\ln V_2 - \ln V_1)$, ёки $A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ (11.5)

Изобарик иш учун $A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1)$. (11.6)

Яна адиабатик иш бор. Бунда система билан ташқари орасида иссиқлик энергиясини узатиш бўлмайди. Бунда $Q = 0$ бўлгани учун $dA = -dU$. Демак, иш ички энергия ҳисобига бажарилади. Адиабатик сиқилишда ички энергия ошади ва $dU > 0$ бўлади, лекин $dA < 0$ бўлади, чунки ишни ташқи кучлар бажаради. Деворларни иссиқлик ўтмайдиган цилиндр бир киломол газдаги адиабатик процессни кўриб чиқамиз. Бу газнинг ички энергияси:

$$U = C_v T \quad (11.7)$$

C_v - мол иссиқлик сиғими ва $dU = C_v dT$, $dA = -dU$ бўлгани учун $PdV = -C_v dT$, лекин $P = \frac{RT}{V}$ бўлгани учун

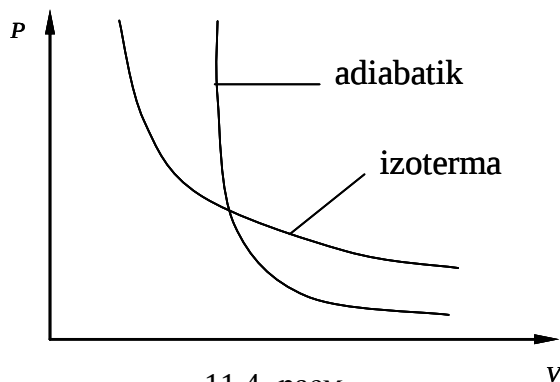
$$\frac{RT}{V} dV = -C_v dT \rightarrow \frac{R}{C_v} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T}$$

$$\frac{R}{C_v} (\ln V_2 - \ln V_1) = \ln T_1 - \ln T_2, \quad \text{ёки} \quad \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R}{C_v}} = \ln \frac{T_1}{T_2}; \quad \frac{R}{C_v} = \frac{C_p - C_v}{C_v} = \gamma - 1 \quad \text{бўлгани}$$

учун $\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$, ёки $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$ ёки $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ (11.8) - Пуассон қонуни.

Демак, газ адиабатик кенгайса у совийди, торайса - исийди. Адиабатик процессда система деворлари абсолют иссиқлик ўтказмайди. Изотермик процессда деворлар абсолют равишда ўтказиш керак. Лекин табиатда абсолют теплоизоляциялар ва теплопроводниклар бўлмайди. Шунинг учун адиабатик процесс қилиш учун процессни тез бажариш керак, иссиқлик алмашинуви бўлмаслиги учун. Масалан, дизелда ёқилғИ адиабатик сиқилади, кизиб ёниб кетади.

Пуассон қонунига қайтамиз. Унда T нинг ўрнига $T = \frac{PV}{R}$ ни қўйсак $PV^\gamma = \text{const}$ хосил бўлади. Адиабатик кенгайишда босим нафақат ҳажмнинг ошиши ҳисобига камаяди, у температуранинг камайиши ҳисобига ҳам камаяди. Адиабатик процессда $dA = -C_v dT$ ва бажарилган иш $A = C_v (T_1 - T_2)$ (11.9).



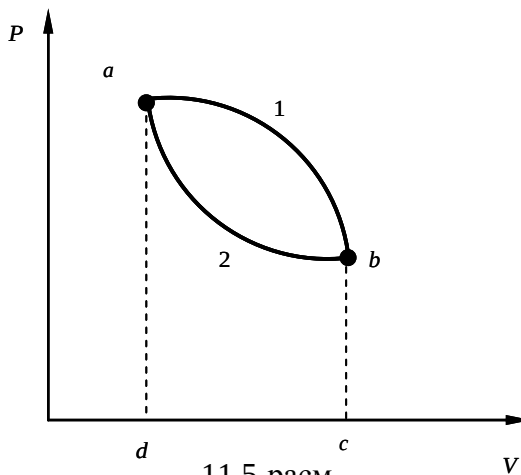
11.4.-расм

Карно цикли. Агар системанинг ҳолати ўзгариб у қатор ҳолатлардан ўтиб яна ўзининг аввалги ҳолатига қайтиб келса, бундай жараён айланма жараён деб аталади. Бундай жараён графикда берк чизиқ билан ифодаланади (11.5-расм). Кенгайишда бажарилган иш A_1 баробар dA bs фигуранинг ичига олган юзага ва мусбат ҳисобланади. Газнинг сиқилишида бажарган иш фигуранинг ичига олган юзига тенг ва у манфий ҳисобланади. Натижада айланма жараёнда бажарилган иш қуйидаги ифодага тенг:

$$A = A_1 - A_2 \quad (11.10)$$

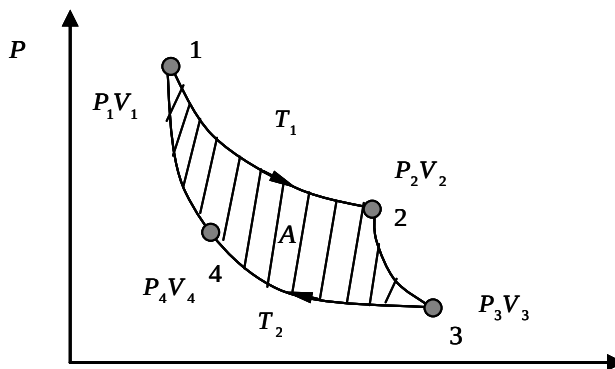
Агар айланма жараён соат стрелкаси бўйлаб юз берса бажарилган иш 0 дан катта бўлади, тескари бўлса иш 0 дан кичик бўлади. Агар сикл пайтида иш бажарилса ва бу сикл даврий равишда қайтарилиб турса бундай система машина деб аталади.

1824 йилда Француз инженери Сади Карно идеал иссиқлик машинасининг ишини кўриб чиқади. Бу машина поршенли цилиндр ичидаги бир киломол идеал газдан, иситгичдан ва совутгичдан иборат. Бу система даврий равишда икки изотермик жараёндан ва икки адиабатик жараёндан иборат. Ана шу тўрт даврий жараённи кўриб чиқамиз (11.6 ва 11.7-расмлар).



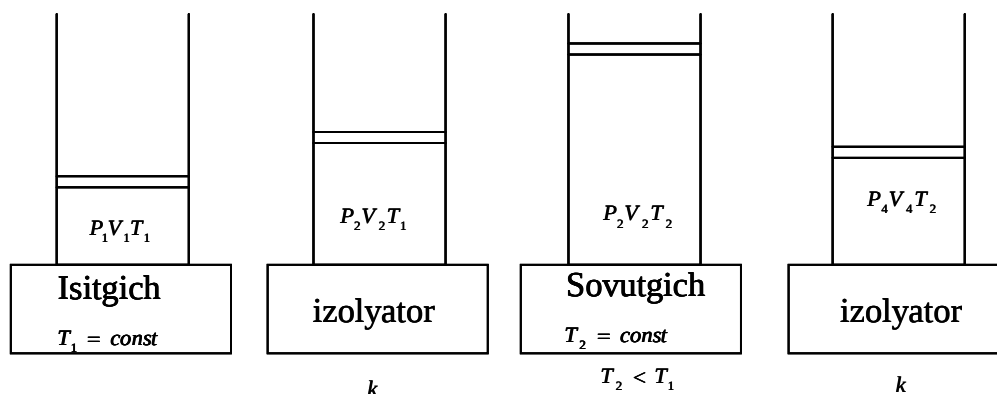
11.5-расм

1. Газ сиқилган ва босими P_1 га, температураси T_1 га тенг. I иситгич билан контактда Q_1 энергия олади ва $Q_1 = A_1$ га тенг изотермик иш бажаради.
2. 2-3 участкада адиабатик кенгайишда A' га тенг ишни ўзининг ички энергияси ҳисобига бажаради. Бунда цилиндрнинг тагида изолятор бўлади ва ташқи муҳит билан энергия алмашилмайди, газ совиди.
3. 3-4 участкада ташқи кучлар A_2 га тенг изотермик иш бажаради, T_2 температурада совутгичга Q_2 га тенг иссиқлик беради.



11.6-расм

4. 4-1 участкада ташқи кучлар A'' га тенг иш бажаради, бунда газнинг ички энергияси ошади ($T_2 \rightarrow T_1$).



11.7-расм

Провардида газнинг ички энегиясининг ўзгариши $\Delta U = 0$. Демак газнинг олган иссиқлик миқдори $Q_1 - Q_2$ цикл мобайнида бажарилган ишга тенг:

$$Q_1 - Q_2 = A_1 + A' - A_2 - A''$$

Адиабатик процессда бажарилган иш $A = C_V (T_1 - T_2)$ бўлгани учун $A' = A''$ ($(T_1 \rightarrow T_2)$ ва $(T_2 \rightarrow T_1)$ - интерваллар бир хил). Шунинг учун

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2 = A$$

A - бажарилган умумий (фойдали) иш, у штрихланган юзага тенг. Иш соат стрелкаси бўйича бўлгани учун у мусбатдир.

Савол берамиз: Иситгичдан олинган иссиқлик Q_1 ни хаммасини, совутгичга Q_2 ни бермасдан, ишга айлантириш мумкинми?

Бошқача айтганда Q_1 нинг хаммасини ишга айлантириш мумкинми?

Кўриниб турибдики, совутгич бўлмаса $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ яна $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ бўйича орқага қайтади ва штрихланган юза нўлга тенг бўлади, бошқача айтганда фойдали иш ҳам нўлга тенг бўлади. Демак, иш бажариши учун албатта Q_1 нинг бир қисмини совутгичга бериш шарт экан. Қисқаси, иситгичдан олинган иссиқлик миқдорини ҳеч қандай услуб билан

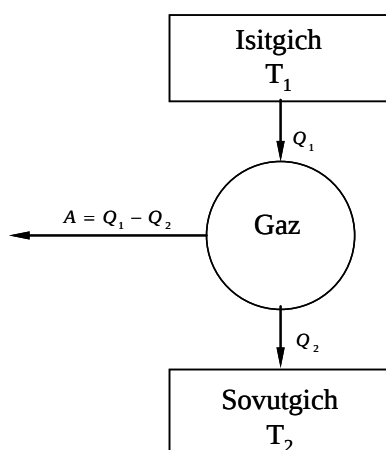
хаммасини ишга айлантириб бўлмайди, бир қисм иссиқлик совутгичга берилиши керак. Бу - термодинамиканинг иккинчи қонунидир. Иссиқлик машинасининг иш принци 11.8-расмда кўрсатилган.

Олинган иссиқлик миқдорининг хаммасини ишга айлантирадиган машина абадий машина (двигател) деб аталади. Термодинамиканинг иккинчи қонуни яна абадий двигателнинг бўлиши мумкин эмас, деб ҳам айта бўлади.

Идеал иссиқлик машинасининг Ф.И.К. қуйидагига тенг.

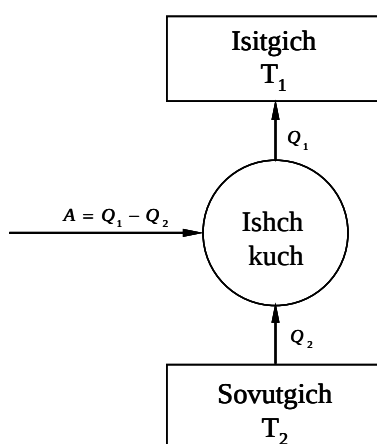
$$\eta = \frac{A}{A_1} = \frac{A_1 - A_2}{A_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Бошқача айтганда $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} < 1$ дир.



11.8-расм

Совутгич. Тескари Карно цикли - совутгичдир. Ташқи кучлар иши A орқали газ Q_2 совутгичдан иссиқлик миқдорини олиб Q_1 қисмини иситгичга беради. Натижада холоделник (совутгич) пайдо бўлади.



11.9-расм

Менделейев - Клапейрон тенгламаси идеал газ ҳолатини ифодалайди. Бундай газнинг молекулаларини бир - бири билан таъсирлашмайдиган материал нукталар деб қараш мумкин. Лекин реал газларнинг молекулалари, кичик бўлсада, маълум хажмга эга бўладилар ва улар ўзаро кичик кучлар билан боғланганлар. Кичик температураларда ёки юқори босмларда (молекулалар бир - бирига яқин турганда) уларнинг хажмлари ва улар орасидаги таъсир кучлари рол ўйнайбошлайди. Бунда идеал газ тенгламаси ишламай

қолади. Реал газнинг ҳолатини ифодалаш учун голланд физиги Ван - дер - Ваалс 1873 йилда Менделеев - Клапейрон тенгламасига молекулаларнинг ҳажмини ва улар ўртасидаги тортишиш кучларини ҳисобга оладиган ҳадларни киритди. Бир мол газ учун у қуйидагича кўринишга эга:

$$\left(P + \frac{a}{V_{\mu}^2} \right) \cdot (V_{\mu} - b) = RT \quad (12.1.)$$

Бу ерда $\frac{a}{V_{\mu}^2}$ - ички босимни билдиради, a - константа, b - 1 мол молекулаларнинг ҳажмлари, йиғиндиси, V_{μ} - молекулалар ҳаракат қилаётган ҳажм ёки газ жойлашган идиш ҳажми.

Исталган масса учун Ван - дер - Ваалс тенгламаси бундай:

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} b \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (12.2.)$$

μ - 1 мол газнинг массаси.

(12.2.) формуладан P идеал газ жойлашган идиш деворларининг газга бераётган ташқи босимни билдиради. Молекулаларнинг ўзаро тортишиш кучлари эса газни сиқувчи қўшимча сабаб бўлиб, улар ички босим P' нинг пайдо бўлишига олиб келади. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, ҳосил бўладиган қўшимча босим газ ҳажмининг квадратига тесқари пропорционал экан. Бир мол газ учун $P' = \frac{a}{V_{\mu}^2}$ бўлса (a пропорционаллик коэффициенти),

исталган m масса учун $P' = \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}$ бўлади. Натижавий босим эса шу иккала босим P ва P' ларнинг йиғиндисига тенг бўлади.

(12.1.) формуладаги V_{μ} бир киломол газнинг эгаллаган ҳажмдир, бошқача айтганда, газ жойлашган идишнинг ҳажми. Реал газда шу ҳажмнинг b га тенг қисмларини молекулаларнинг ўзи эгаллайди, шунинг учун уларнинг ҳаракати учун қоладиган ҳажм $V_{\mu} - b$ га тенг бўлади. Бундан кўриниб турибдики, агар молекулаларнинг ҳажми b идиш ҳажми V_{μ} тенг бўлиб қолса, улар ҳеч қандай ҳаракат қилаолмаган бўлар эдилар.

Агар (12.1.) формулани математика нуқтаи назаридан нормал кўринишга келтирсак, у қуйидагича ёзилади.

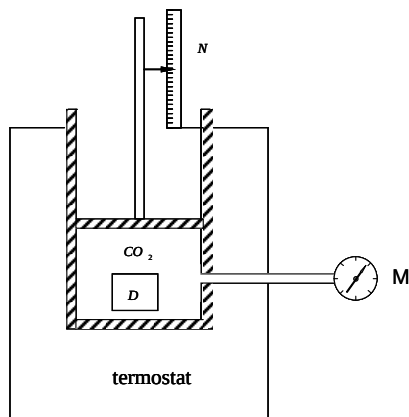
$$PV_{\mu}^3 - (Pb + RT)V_{\mu}^2 + aV_{\mu} - ab = 0 \quad (12.3.)$$

Демак, Ван - дер - Ваалс тенгламаси V_{μ} га нисбатан учунчи даражали тенглама экан. Ҳар хил температуралар учун P нинг V_{μ} га боғлиқлиги Ван - дер - Ваалс изотермалари дейилади ва улар 12.1- расмда кўрсатилган.

Кўриниб турибдики, $T < T_K$ ларда график тўлқинсимон (минимум ва максимумлари бор) соҳага эга. Бу соҳада P нинг битта қиймати учун ҳажмнинг учта $V'_{\mu}, V''_{\mu}, V'''_{\mu}$ ҳар хил қийматга эгалари тўғри келади. $T > T_K$ учун эса ҳажмнинг битта қиймати учун босимнинг битта қиймати тўғри келади.

Маълумки, учунчи даражали тенгламанинг ёки учта ҳақиқий ечими бўлади, ёки битта ҳақиқий ва иккита мавҳум ечим бўлади. Кўриниб турибдики биринчи ҳол учун босимнинг битта P_1 қиймати учун ҳажмнинг $V'_{\mu}, V''_{\mu}, V'''_{\mu}$ қийматлари тўғри келади, иккинчи ҳол учун эса юқори температура изотермасида битта P қиймати учун битта V_{μ} қиймати тўғри келади.

Амалда Ван - дер - Ваалс изотермаларининг бундай кўринишини қандай текшириб кўриши мумкин? Бундай текширишни 1869 йилда Ван - дер - Ваалс ўз тенгламасини чиқармасдан аввал, Эндрюс деган олим бажарган. Тажриба схемаси 12.2-расмда кўрсатилган. Поршен тагига 1 мол CO_2 гази киритилади. Газнинг босими ва ҳажми монометр М ва Н шкала ёрдамида ўлчанади. Герметик равишда ёпилган шиша дераза Д орқали цилиндр ичидаги газ кузатилиши мумкин. Цилиндр термостатга ўрнатилади. Агар газни 31°C дан юқори температурада сиқилса поршен тагига кўзга кўринадиган ҳеч қандай воқеа юз бермайди. Агар сиқиш $+31^\circ\text{C}$ дан паст температурада амалга оширилса, у ҳолда ҳажм маълум қийматга эришганда поршен тагига суюқлик томчилари (туман) пайдо бўлади, ва цилиндрнинг деворига ўтирабошлайди. Натижада цилиндр бутунлай суюқликка тўлиб кетади. Газнинг суюқликка айланиши ўзгармас босимда юз беради (расмга қаранг).



12.2-расм

Демак, экспериментал изотермаларнинг горизонтал қисми («платаси») газнинг суюқликка айланиш жараёнини англатади. Платада суюқлик ва газ биргаликда «яшайди», V'_μ ва V''_μ оралиғида ҳажм V'_μ дан кичик бўлганда CO_2 газнинг ҳаммаси суюқликка айланган бўлади.

Иккала ҳам назарий, ҳам амалий изотермаларни солиштирадик улар бир - бирига ўхшаш эканлигини кўриш мумкин, фақат битта фарқи шу йердаки, газнинг суюқликка айланиши Эндрюс изотермасида платада юз беради, Ван - дер - Ваалс изотермасида - тўлқинсимон участкада.

Эндрюс тажрибаси шуни кўрсатадики, ҳар қандай газ суюқликка фақат шу газга хос бўлган маълум температура T_k дан паст температурада айлантириши мумкин. Агар газ температураси T_k дан юқори бўлса, уни ҳеч қандай босим остида ҳам суюқликка айлантириб бўлмайди. Бу T_k температурани критик температура деб аталади. Расмда К нукта критик нукта деб аталади, бу нуктада тегишли ҳолат, ҳажм критик ҳажм ва босим критик босим деб аталади.

Мисол:

Модда	Критик температура ($^\circ\text{C}$)	Критик босм (атм)
Сув	+374	218
Углекислота (CO_2)	+31	73
Кислород	- 119	50
Азот	- 147	34
Водород	- 240	13
Гелий	- 268	2,3

Реал газларнинг ички энергияси. Жоул-Томсон эффекти. Техникада газларни суюлтириш учун мусбат Жоул - Томсон эффектига асосланган Линде машинаси ишлатилади. Жоул - Томсон эффектининг 2 хили бор:

1. Бошланғич паст температурада хамма газлар кенгайганда совийдилар (мусбат Жоул - Томсон эффекти).
2. Бошланғич юқори температурада хамма газлар кенгайганда исийдилар (манфий Жоул - Томсон эффекти).

Бу эффектни реал газ ички энергияси нуктаи назаридан тахлил қиламиз. Реал газлар ички энергияси молекулаларнинг кинетик ва потенциал энергиялари йиғиндисидан иборат. Агар газ ташқи иш бажармасдан кенгайса ва ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмаса, унинг ички энергияси ўзгармай қолиш керак.

$$W = W_k + W_{\pi} = \text{const} \quad (12.4.)$$

1. Бошланғич кичик температурада молекулалар ўртасидаги ўртача масофа r тортишиш кучлари максимал бўладиган масофа r_m дан кичик бўлади. Шунинг учун газ кенгайганда улар ўртасидаги масофа ошади, демак тортишиш кучлари r ошади ва потенциал энергияси ҳам ошади. (12.4.) формулага биноан W_{π} ошса W_k камайиш керак, демак T камаяди (ёки газ совийди).
2. Агар бошланғич температураси юқори бўлса $r > r_m$ бўлади, газ кенгайса r янада ошади, тортишиш кучи камаяди, демак потенциал энергия камаяди, кинетик энергия W_{π} ошади, бу эса T ошганини билдиради (газ исийди).

Назорат саволлари

1. Қандай шароитларда қайтарувчан жараёнларни кузатиш мумкин.
2. Иссиқлик машинасининг ишлашини тушунтиринг.
3. Совиткич машинасининг ишлаш принципини изоҳланг.
4. Айланма жараён деб қандай жараёнга айтилади.
5. Термодинамиканинг иккинчи қонуни қандай маънога эга.
6. Карно сикли нима ва у қандай жараёнлардан ташкил топган.
7. Иссиқлик машинасининг Ф.И.К. га таъриф беринг.
8. Қандай шароитларда реал газ ўзининг хусусияти бўйича идеал газга яқинлашиб боради?
9. Жоул-Томсон эффектини тушунтиринг?
10. Ван-дер-Ваалс формуласини ёзинг ва тушунтиринг?
11. Ван - Дер - Валас тенгламасидаги $\frac{a}{V_{\mu}^2}$ ва b параметрларнинг физик маъноси қандай?
12. Критик ҳолат нима?
13. Критик температура қандай температура?
14. Реал газнинг ички энергияси нима?

14-Маъруза

Электр майдон. Кулон қонуни. Электр майдон кучланганлиги. Майдонларнинг суперпозиция принципи. Кучланганлик чизиклари

Режа.

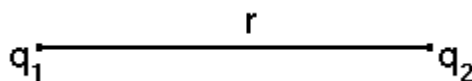
1. Электр заррачалар.
2. Электр майдон.
3. Зарядли заррачаларнинг ўзаро таъсири. Кулон кучи.
4. Электр майдон кучланганлиги ва унинг суперпозиция принципи.
5. Электр майдон куч чизиклари ва кучланганлик чизиклари.

Таянч сўз ва иборалар: электрланиш, электрон, заряд, диэлектрик, кучланганлик, суперпозиция, куч чизиклари, электр майдон, нуқтавий заряд, Кулон қонуни.

Қахрабо шойи билан ишқаланганда унинг енгил предметларни ўзига тортиш хусусиятига эга бўлиб қолишини одамлар эрамиздан аввал ҳам билишган. Лекин фақат ХВИ асрга келиб, инглиз олими Гилберт бундай хусусиятга қахрабодан ташқари шиша, фарфор, эбонит ва шунга ўхшаш жисмлар ҳам тери ёки юмшоқ мато билан ишқаланганда эга бўлиб қолишини исботлади. Бу жараёни Гилберт электризация (электрланиш) деб атади. “Электрон” сўзи грекчасига “қахрабо” сўзини билдиради. Гилберт бу жараённинг физик моҳиятини тушунтириб бера олмади. Фақат 1881 йилда немис физиги Гелмгольц жисмларнинг электрланиши қандайдир электр зарядига эга бўлган элементар заррачалар билан боғлиқ бўлиши керак, деган ғояни илгари сурди. Кейинчалик, 1897 йилда инглиз олими Ж.Ж. Томсон электронни ихтиро қилганда ўз исботини топди. 1919 йилда бунга қўшимча сифатида Резерфорд протонни кашф қилди. Электроннинг массаси $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг ва заряди $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кулон. Протоннинг массаси $m_p = 1836 \cdot m_e$ ва заряди $q_p = -e$. Электрланмаган жисмда манфий ва мусбат зарядлар сони бир хил бўлади, акс холда ҳар хил бўлади.

Зарядлари эркин ҳаракатда бўлган жисм ўтказгич (металл) деб аталади. Агар электроннинг ҳаммаси боғланган бўлиб, эркин ҳаракат қилаолмаса, бундай жисмлар диэлектрик (изолятор) деб аталади. Агар жисм кичик электр ўтказувчанликка эга бўлса, у яримўтказгич деб аталади. Изоляция қилинган жисмда зарядларнинг алгербаик йиғиндиси ўзгармасдир. Бу-электр зарядининг сақланиш қонунидир. Заряднинг ўлчов бирлиги Кулон. Бу бирлик ток кучи билан боғлиқ: $q = I \cdot t$ 1 кулон = 1 ампер · 1 секунд. Ампер ҳақида кейинроқ гаплашамиз.

Маълум бўлдики, зарядлар ўз атрофида қандайдир бир муҳит ҳосил қилар экан ва бу муҳитга киритилган ҳар қандай зарядга куч таъсир қилар экан. Бу муҳит кейинчалик элект майдон деб аталди. Шу муҳит орқали зарядлар бир-бирига таъсир кўрсатишлари аниқланди. Ана шу ўзаро таъсирни биринчи марта 1785 йилда француз физиги Кулон ўрганди. У қуйидаги қонунни аниқлади: икки нуқтавий заряд вакуумда зарядлар кўпайтмаси $q_1 q_2$ га тўғри пропорционал ва уларнинг орасидаги масофанинг квадратига тесқари пропорционал куч билан таъсирлашади ва бу куч зарядларни бирлаштирувчи чизик бўйича йўналган:



13.1-расм

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (13.1)$$

Си системасида, $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, бу ерда ϵ_0 электр доимийси (ёки вакуумнинг диелектрик сингдирувчанлиги) деб аталади.

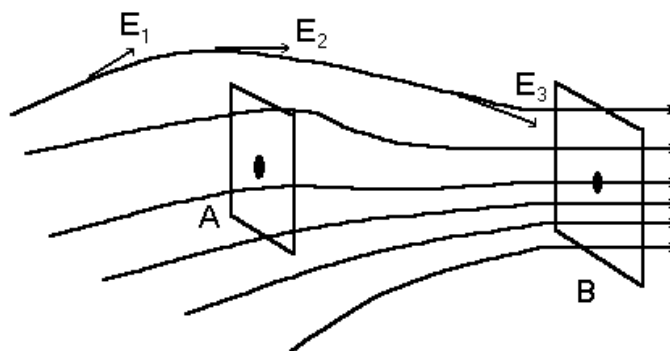
$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{Kl^2}{H \cdot m^2} = [m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2] = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{Farada}{metr}$$

Электр майдон кучланганлиги. Фараз қилайлик, электр майдоннинг бирор нуқтасига q_0 заряд (“синов” заряди) жойлашган бўлсин ва унга таъсир қилаётган куч Φ_0 бўлсин. Бу куч $\Phi_0 = q_0 \cdot \mathcal{E}$ деб олинади ва бу йерда $\mathcal{E}$ майдон кучланганлиги деб аталади. Унинг физик маъноси шуки, у бирлик заряд ($q_0 = 1 \text{ Кл}$) га таъсир қиладиган кучга тенг.

$$[E] = \frac{[F]}{[q]} = \frac{[H]}{[Kl]} = m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$$

Кейинчалик $\frac{H}{Kl} = \frac{Volt}{metr}$ эканлигини кўрамиз.

Кучланганлик чизиклари. Электр майдон хоссаларини куч чизиклари тушунчаси ёрдамида ҳам чуқурроқ тушуниш мумкин. Электр майдоннинг куч чизиклари шундай чизиклар-ки, уларнинг харқандай нуқтасидаги уринма шу нуқтадаги электр майдон кучланганлиги векторига мос тушади. Куч чизикларини шундай зичлик билан чизилади-ки, 1 м^2 юзани кесиб ўтаётган куч чизиклари сони сон жихатдан шу юзадаги электр майдон кучланганлигига тенг бўлиши керак. Мисол учун, 13.2- расмда



13.2-расм

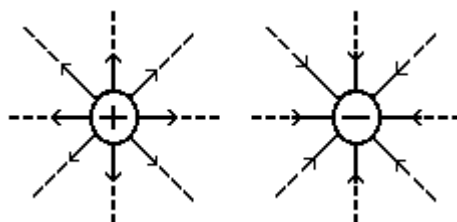
$$E_A = 3 \frac{V}{m} \text{ ва } E_B = 6 \frac{V}{m}$$

Агар майдоннинг исталган нуқтасида кучланганлиги E бир хил бўлса, бу майдон бир жинсли деб аталади., акс холда бир жинсли бўлмаган майдон деб аталади. Агар бирқанча $q_1, q_2, \dots, q_n$ заряд бўлса, у холда исталган нуқтадаги электр майдон кучланганлиги шу заряднинг шу нуқтада хосил қилаётган майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n$$

Бунга суперпозиция принципи дейилади.

13.3-расмда мусбат ва манфий зарядларнинг хосил қилган куч чизиклари кўрсатилган:



13.3-расм

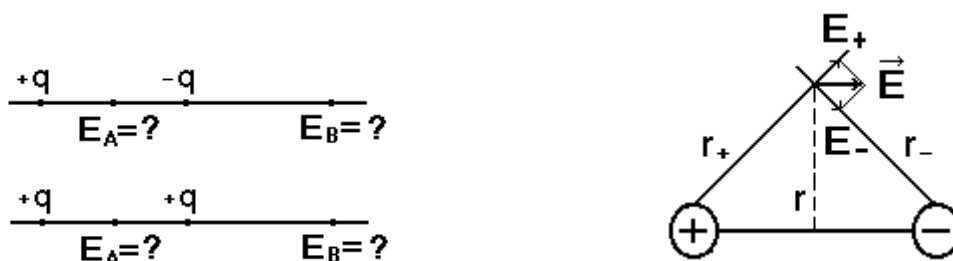
q заряднинг r масофадаги нуқтада ҳосил қиладиган майдон кучланганлиги қуйидаги формула орқали топилади:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

S юзани кесиб ўтаётган майдон куч чизикларининг сони шу юзадан ўтаётган майдон кучланганлиги оқими F деб аталади. Агар S юза куч чизикларига перпендикуляр бўлса ва унинг ҳар бир нуқтасида E бир хил бўлса, у ҳолда $F=E \cdot S$ деб олинади.

Мисоллар:

1.



$$\vec{E} = \frac{\vec{P}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (r_+ = r_- \cong r \text{ ва } r \gg l), \quad P = q \cdot l$$

Демак, катта масофада диполнинг майдон кучланганлиги масофанинг кубига тескари пропорционал экан.

Назорат саволлари

1. Электрланишнинг мазмунини тушунтиринг?
2. Электр заряди қандай физик катталик?
3. Заряднинг қандай турлари мавжуд?
4. Кулон тажрибасини изоҳланг?
5. Кулон қонунини таърифланг?
6. Электр майдон кучланганлигининг физик маъносини тушунтиринг?
7. Куч чизиклари оқими деб нимага айтилади?

15-Маъруза

Кучланганлик векторининг оқими. Гаусс теоремаси.

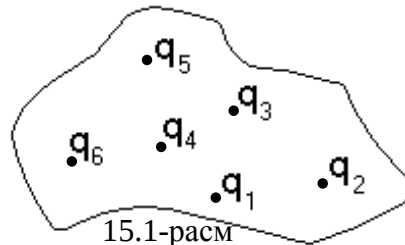
Баъзи электростатик майдонлар учун Гаусс теоремасининг тадбиқи

Режа.

1. Электр майдон куч чизиклари (кучланганлик векторининг) оқими.
2. Гаусс теоремаси ва унинг тадбиқи.
3. Чексиз зарядланган тўғри симнинг майдон кучланганлиги.
4. Зарядланган чексиз текисликнинг майдон кучланганлиги.
5. Зарядланган икки параллел чексиз текислик ўртасидаги майдон кучланганлиги.

Таянч сўз ва иборалар: кучланганлик, пластинка, сирт, заряд, дипол, кучланганлик оқими, электр доимийси, заряднинг чизикли зичлиги, заряднинг сирт зичлиги.

Аввалги маърузада таърифлаганимиздек, S юза орқали кучланганлик векторининг оқими $N = E \cdot S$ га тенг.. бунда $E \perp S$ деб ҳисобланади. Энди $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ зарядлар кучланганликларининг берк юза орқали оқимини топамиз (15.1- расм).



15.1-расм

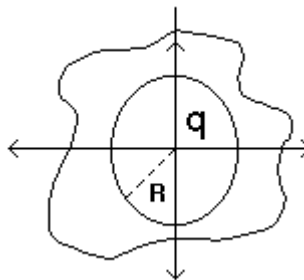
Бунда оқим юза ичидан ташқарига йўналган бўлса, у мусбат деб қабул қилинади, акс холда-манфий бўлади. Аввал R радиусли сферик юзани кўриб чиқамиз. Унинг марказида битта q заряд жойлашган. Формулага биноан сферанинг исталган нуқтасида кучланганлик бир хил бўлади:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2}$$

Куч чизиклари радиус бўйлаб йўналган. ($E \perp S$). Шунинг учун оқим:

$$\Phi = E \cdot S = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \cdot 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (15.1) \quad \text{га тенг.}$$

Энди сферани ихтиёрий берк юза билан қараймиз. Кўриниб турибдики, сферани кесиб ўтаётган ҳар бир кучланганлик чизиғи берк юзадан ҳам ўтади. Демак, (15.1) формула ҳар қандай исталган юза учун тўғри келаверади. Энди берк юза ичида n та аряд ҳосил бўлсин. Равшанки, юзадан чиқаётган (ўтаётган) кучланганлик чизиклари оқими зарядларнинг ҳосил қилган оқимларининг йиғиндисига тенг:

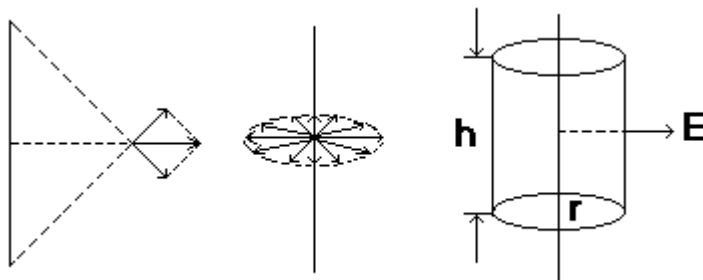


15.2-расм

$$\Phi = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \quad (15.2)$$

Демак, берк юзани кесиб ўтувчи кучланганлик оқими шу юза ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндисига пропорционал экан. Бу Гаусс теоремаси деб аталади. Бу теорема ёрдамида ҳар хил шаклли зарядланган жисмларнинг майдон кучланганлигини топиш мумкин.

1. Чексиз узун зарядланган тўғри симнинг майдон кучланганлиги.



15.3-расм

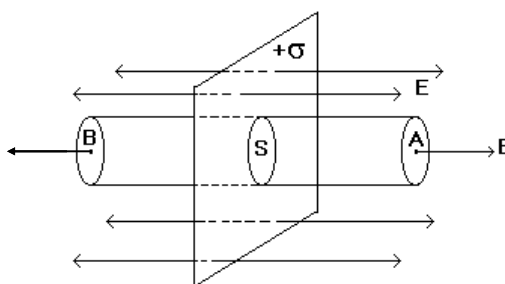
15.3-расмдан кўриниб турибдики, E симга перпендикуляр. Симни цилиндр юза билан ўраймиз. ρ -чизикли зичлик (бир метр узунликдаги заряд миқдори). Гаусс теоремасига асосан:

$$\Phi = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i = \frac{\rho h}{\varepsilon_0} \quad (15.3)$$

Бу ерда $\sum_{i=1}^n q_i = \rho h$ -цилиндр ичидаги заряд. Бошқачасига $\Phi = ES = E \cdot 2\pi rh$, ёки,

$$\frac{\rho h}{\varepsilon_0} = E \cdot 2\pi rh, \text{ бундан} \quad E = \frac{\rho}{2\pi\varepsilon_0 r} \quad (15.4)$$

2. Зарядланган чексиз текисликнинг майдон кучланганлиги. Бу мисолда ҳам E юзага перпендикулярдир. А нуқтадаги E кучланганликни топамиз.



15.4-расм

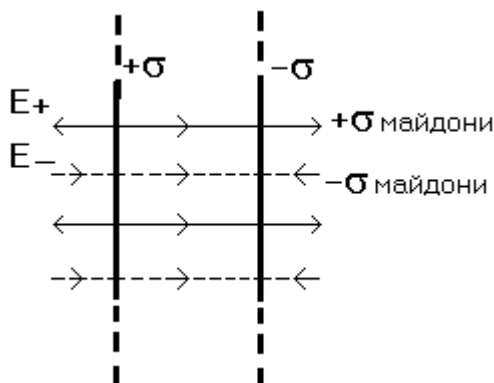
Юзага перпендикуляр бўлган цилиндр юзани чизамиз. Юза цилиндрни тенг иккига бўлади. Гаусс теоремасига асосан цилиндр юзадан ўтаётган оқим

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i = \frac{\delta S}{\varepsilon_0} \quad (15.5) \text{ га тенг.}$$

Бу ерда δ -юза бирлигидаги заряд. Ёки $N = E \cdot 2S = \frac{\delta S}{\varepsilon_0}$.

Демак, $E = \frac{\delta}{2\varepsilon_0}$ (15.6) ва у юзадан бўлган масофага боғлиқ эмас.

3. Зарядланган икки параллел чексиз текислик ўртасидаги майдон кучланганлиги.



15.5-расм

$|\sigma^+| = |\sigma^-|$ бўлгани учун $E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$ (15.7) текисликлар ўртасида $E = E_+ + E_-$ ва

$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ (15.8) бўлади.

Текисликлардан ташқарида $E = E_+ - E_-$. Шунинг учун ташқарида $E=0$. Демак икки чексиз параллел текисликларда электр майдони бир жинсли бўлиб, улар фақат параллел текисликлар орасида бўлар экан.

Назорат саволлари

1. Электр майдон кучланганлиги оқими нимага тенг?
2. Гаус теоремасини математик ифодасини тушунтиринг?
3. Узунлиги чексиз ва тўғри чизик шаклли зарядланган симнинг r масофадаги электр майдоннинг ҳисобланг?
4. Зарядланган чексиз текисликнинг ва зарядланган бир - бирига параллел икки текисликнинг электр майдони кучланганлигини аниқланг?
5. Сирт зичлиги ва чизикли зичликларни изоҳланг?
6. Зарядланган ясси пластинка атрофидаги электр майдон қандай ифодаланади?
7. Икки параллел зарядланган пластинка оралиғида ҳосил буладиган майдон кучланганлигини ёзинг?

16-Маъруза

Электр майдон иши. Потенциал. Электр майдон кучланганлиги ва потенциал орасидаги боғланиш. Экипотенциал сиртлар

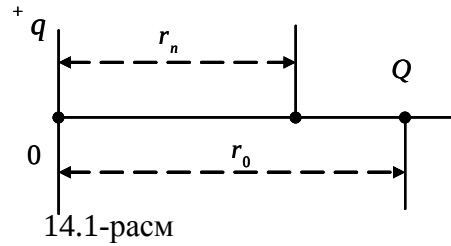
Режа.

1. Электр майдонда зарядли заррачани кўчиришда бажарилган иш.
2. Электр майдон потенциал энергияси ва потенциали.
3. Потенциаллар фарқи (айирмаси) ва кучланиш.
4. Электр майдон кучланганлиги ва потенциаллар фарқи орасидаги боғланиш ифодаси.
5. Турли зарядланган жисмларнинг экипотенциал сиртлари.

Таянч сўз ва иборалар: заряд, иш, майдон, энергия, потенциал, Вольт, кучланганлик, потенциал майдон, электр майдон

кучланганлиги, градиент, куч чизиқлари, эквипотенциал сирт.

Электр майдонда турган q зарядга Q заряд F куч билан таъсир қиляпти деб хисоблайлик (14.1-рasm).



Бу кучнинг қиймати қуйидаги формула орқали топилади;

$$F = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (14.1)$$

Бу ерда r ўзгарувчан масофа, бу куч таъсирида q заряд ҳаракатга келади. О нуқтадан q нуқтага зарядни суришда бажарилган ишни хисоблаймиз.

$dA = Fdr$ бўлганлиги учун:

$$A = \int_{r_0}^{r_n} F \cdot dr = q \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_n} \right) = q \left(\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_0} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_n} \right) \quad (14.2)$$

$W_p = \frac{q\theta}{4\pi\epsilon_0 r}$ қиймат заряднинг берилган нуқтадаги потенциал энергияси деб аталади;

Агар зарядлар ўртасидаги масофа чексиз ортиб борса ($r \rightarrow \infty$) потенциал энергия нолга интилади. q ва Q зарядлар бир хил ишорали бўлсалар улар ўртасида итариш кучи мавжуд бўлади ва потенциал энергия мусбат бўлади. Агар q ва Q зарядлар хар хил ишорали бўлсалар улар ўртасида тортишиш кучи мавжуд бўлади ва потенциал энергия манфий бўлади.

$\varphi = \frac{\theta}{4\pi\epsilon_0 r}$ қиймат бир мусбат заряднинг ($q = +1k$) потенциал энергияси бўлиб, майдонинг

потенциали деб аталади. Потенциал кўчирилаётган заряд миқдорига боғлиқ эмас, у майдонни ҳосил қилувчи заряд Q га боғлиқ. (14.3) ни (14.2) га қўямиз ва

$$A = q(\varphi_0 - \varphi_n) \quad (14.4)$$

ни ҳосил қиламиз. $q = 1$ бўлса:

$$\varphi_0 - \varphi_n = A \quad (14.5)$$

Демак, икки нуқта потенциаллари фарқи шу нуқталар ўртасида бир бирлик мусбат зарядни кўчиришда бажарилган ишга тенг экан. Агар зарядни майдон кучларига қарши чексизга суриб қўйилса ($r_n \rightarrow \infty$), у ҳолда $\varphi_n = 0$ ва

$$\varphi_0 = \frac{A}{q} \quad (14.6)$$

бўлади. Демак, берилган нуқтадаги бир бирлик мусбат зарядни нуқтадан чексизга суриб боришда бажарилган ишга тенг экан.

(14.6) формуладан потенциалнинг бирлиги 1 Вольтни чиқарамиз:

$$1V = \frac{1J}{1Kl}$$

Демак, 1 Вольт шундай нуктанинг потенциалики шу нуктадан 1 Кулонни чексизга суришда бажарилган иш 1 Жоулга тенг. $E = \frac{F}{q} = \frac{H}{Kl} = \frac{V}{m}$ эканлигини

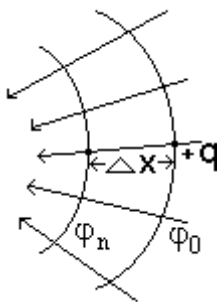
энди исботласа бўлади. Демак

$$\frac{H}{Kl} = \frac{H \cdot m}{Kl \cdot m} = \frac{Joul}{Kl \cdot m} = \frac{V}{m}$$

Агар майдонни ҳосил қилувчи заряд Q манфий бўлса, у холда мусбат бирлик зарядни чексизликка кўчиришда бу заряд қаршилиқ кўрсатади (манфий иш бажаради). Манфий зарядни потенциали эса манфий бўлади. Агар Q мусбат бўлса, у холда майдон мусбат бирлик зарядни чексизга ўзи кўчиради. Бунда заряд мусбат иш бажаради. Демак мусбат заряднинг потенциали ҳам мусбат бўлади:

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (14.7)$$

Эквипотенциал чизиклар (сиртлар). Биз кўрдикки, зарядни электр майдонда кўчиришда бажарилган иш йўлнинг шаклига эмас, балки бошланғич ва охириги нукталардаги потенциаллар айирмасига боғлиқ экан. Демак электр кучлари потенциал кучлар экан. Потенциаллар бир хил бўлган нукталардан иборат юза ёки чизик эквипотенциал сирт (ёки чизик) деб аталади. (14.4) дан кўриниб турибдики, эквипотенциал сирт (ёки чизик)да зарядни кўчиришда бажарилган иш нолга тенг (чунки $\varphi_0 = \varphi_n$). Демак майдоннинг куч чизиклари эквипотенциал сирт (чизик)га перпендикуляр экан.



Шундай қилиб, электр майдон иккита параметр билан белгиланар экан: майдон кучланганлиги $\vec{E}$ ва потенциал φ . $\vec{E}$ -вектор катталиқ, φ -эса скаляр катталиқдир.

E ва φ ўртасидаги боғланиш. Фараз қилайлик, мусбат q заряд потенциали φ_0 бўлган юзадан потенциали $\varphi_n < \varphi_0$ бўлган юзага майдон таъсирида кўчирилсин. Агар кўчиш dx кичик бўлса, $\Delta = \text{сонст}$ деб ҳисобланиши мумкин ва шунда бажарилган элементар иш $\Delta A = qE \Delta x$ (14.8) га тенг. Бошқа нуктаи назардан,

$$\Delta A = q(\varphi_0 - \varphi_n) = q \Delta \varphi \quad (14.9)$$

Бу икки формулани солиштирсак; $qE \Delta x = q \Delta \varphi$ (14.10)

Бундан
$$E = - \frac{\Delta \varphi}{\Delta x} = - \text{grad } \varphi \quad (14.11)$$

бу ерда минус ишора шунинг учун қўйилганки, кучланганлик вектори $\vec{E}$ потенциалнинг камайиш йўналиши бўйлаб йўналган, аксинча, потенциал градиенти потенциалнинг кўпайиш (ортиш) томонига қараб йўналган. Демак $\vec{E}$ қиймат жихатдан потенциал градиентига тенг, йўналиши бўйича эса унга тескари йўналган.

Назорат саволлари

1. Потенциал тушунчасининг физик маъноси нима?
2. Икки нукта потенциаллар фарқи нимага тенг?
3. Потенциал бирлиги нима ва у нимага тенг?

4. Эквипотенциал чизиқ дегани нима?
5. Электр майдон кучланганлиги ва потенциал қандай ўзаро қандай боғланган?
6. Зарядни кўчиришда бажарилган иш қандай аниқланади?
7. Потенциал майдон деб нимага айтилади?

17-Маъруза

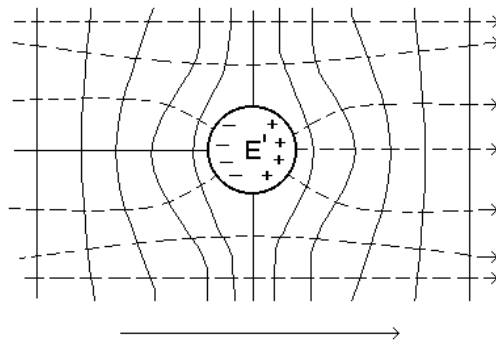
*Электростатик майдонда ўтказгич. Зарядларнинг тақсимланиши.
Электр сизим. Конденсаторлар. Электростатик майдон энергияси.
Электростатик майдондаги диэлектрик. Электр майдонда
диэлектриклар поляризацияси. Сегнетоэлектриклар*

Режа.

1. Ўтказгичлар. Электростатик майдонда ўтказгич.
2. Ўтказгич сиртида электр зарядларининг тақсимланиши.
3. Турли ўтказгичларнинг электр сифими.
4. Конденсаторлар ва уларнинг вазифалари. Конденсаторларни улаш усуллари.
5. Электростатик майдон энергияси.
6. Диэлектриклар. Электростатик майдонда диэлектрик.
7. Диэлектрикнинг қутбланиши (поляризацияси). Электр диполи.
8. Диэлектрик сингдирувчанлик ва унинг электр майдон кучланганлигини сусайтириши.
9. Сегнетоэлектриклар ва уларнинг вазифаси.

Таянч сўз ва иборалар: заряд, майдон, электростатик, ион, электрон, ўтказгич, сизим, конденсатор, конденсаторларни параллел улаш, конденсаторларни кетма-кет улаш, электр майдон энергияси, диэлектрик, атом, электрон, майдон, қутубланган молекула, қутубланмаган молекула, молекуланинг дипол моменти, қутубланиш вектори, қолдиқ қутубланиш, сегнетоэлектриклар.

Агар метал шарчани бир жинсли электр майдонига жойлаштирилса, майдон таъсирида эркин электронлар чапга қараб ҳаракатланиб шарнинг чап юзаси манфий, ўнг юзаси мусбат зарядланиб қолади. Бу ходиса электростатик индукция деб аталади. Зарядларнинг ҳаракати туфайли ҳосил бўлган ички майдон ташқи майдонга қарама қарши йўналган бўлади. Ҳаракат эса ички майдон ташқи майдонга тенглашгунча давом этади. Натижада ташқи электр майдонга киритилган ўтказгич ичида электр майдони бўлмайди. Бундан ташқари ўтказгич юзасидаги нукталарда потенциал бир хил бўлади ва куч чизиқлари юзага перпендикуляр бўлади (16.1-расм).



16.1-расм

Бундан ташқари электр майдон ичи бўш шарда ҳам нол бўлади. Бу ходисага электростатик химоя асосланган:

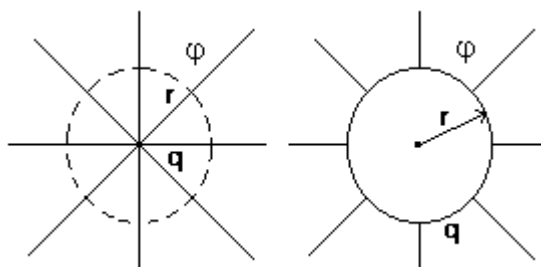
Агар бир приборни ташки майдондан химоя қилиш керак бўлса, уни метал сетка ичига қўйилади.

Агар ўтказгичга қўшимча зарядлар берилса, улар ўтказгичда бир-биридан итарилиб, унинг юзасида тақсимланадилар ва юза маълум потенциалга эга бўлиб қолади. Агар заряд яна берилса потенциал ҳам ошади. Агар заряд dq га ошса потенциал ҳам $d\phi$ га ошади ва

$$C = \frac{dq}{d\phi} = \frac{q}{\phi} \quad (16.1)$$

ўтказгичнинг электр сиғими деб аталади. Сиғим ўтказгичнинг ўлчами ва шаклига боғлиқ. (16.1) формуладан кўриниб турибдики, ёлғиз ўтказгичнинг электр сиғими унинг потенциалини 1 Вольтга ўзгариши учун керак бўладиган зарядга тенг экан. Сиғим бирлиги Фарада деб аталади. Бу сиғим 1 Кулон заряд берилганда потенциали 1 Вольтга ўзгарадиган ўтказгич сиғимидир.

$$1\Phi = \frac{1\text{ Кл}}{1\text{ В}}$$



16.2-расм

Нуқтавий заряд ва шар марказидан r масофада майдон (потенциал) бир хил.

$$\phi = \frac{q}{C} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}; \text{ бу ердан}$$

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \quad (16.2)$$

$$\text{ва } \epsilon_0 = \frac{C}{4\pi r} = \left[\frac{\Phi}{\text{м}} \right]$$

(16.2) дан шарнинг радиусини топамиз:

$$r = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} \quad (16.3)$$

Агар $C=1\Phi$ бўлса ва $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ хисобга олинса,

$$r = \frac{1\text{ Ф}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} \approx 9 \cdot 10^9 \text{ м} = 9 \cdot 10^6 \text{ км}.$$

Демак радиуси $9 \cdot 10^6$ км бўлган ёлғиз шар сиғими 1Ф экан. Бу жуда катта сиғим. Техникада шунинг учун микро ва пикофарадалардан фойдаланилади. Ернинг сиғими ($P=6400\text{км}$).

$$C_{\text{yer}} = 4\pi\epsilon_0 R_{\text{yer}} = 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}} \cdot 64 \cdot 10^5 \text{ м} \approx 710 \text{ мк Ф}$$

Ўтказгичга заряд берилаётганда итариш кучларини енгиш учун иш бажарилади. Бу иш зарядланган ўтказгичнинг энергиясига айланади. Сиғими C бўлган нейтрал ўтказгичга секин-аста dq заряд бериб борилади ва хар гал

$$dA = (\phi_0 - \phi) dq \quad (16.4)$$

иш бажарилади. Агар заряд чексиздан олиб келинса $\phi_0 = 0$ бўлади, демак

$$dA = -\varphi dq = -C \varphi d\varphi \quad (16.5)$$

бўлади.

Тўлиқ иш:

$$A = \int_0^{\varphi} dA = -C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = -\frac{1}{2} C \varphi^2 \quad (16.6)$$

Минус ишора ташқи кучлар зарядланган ўтказгич майдон кучларига қарши иш бажаришини аңглатади. Демак, зарядланган ўтказгич энергияси:

$$W = \frac{C \varphi^2}{2} = \frac{q \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad (16.7)$$

Конденсаторлар. Катта сифимга эга ўтказгичлар катта ўлчамларга эга бўлади. Масалан, металл шар 1 мкФ сифимга эга бўлиши учун радиуси 9 км бўлиши керак. Лекин бир-биридан диэлектриклар билан ажратилган ўтказгичлар системаси тузилса, бундай система кичик ўлчамли бўлса ҳам, катта сифимга эга бўлиши мумкин. Бундай система конденсатор деб аталади. Энг оддий конденсатор-бир бирига параллел ва ўртасида ингичка диэлектриги бор икки металл пластинкалардир. Бу пластинкаларга миқдори бир хил, лекин ишораси хар хил заряд берилади. Таърифга биноан бундай системанинг сифими:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (16.8)$$

га тенг. Бу ерда q-битта пластинкадаги заряд.

d кичик бўлса, икки пластинка орасидаги майдонни бир жинсли дейиш мумкин. Бу хол учун қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} d; \quad (16.9)$$

$$\left(E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right)$$

$$C = \frac{q \varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma d} = \frac{\sigma S \varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \quad (16.10)$$

Конденсаторларни бир-бирига улаш. Бир нечта конденсаторларни улаб, ўзгача сифимга эга бошқа конденсаторларни ҳосил қилиш мумкин (буни конденсаторлар батареяси деб ҳам аташ мумкин).

1. Параллел уланган конденсаторлар сизимини топиш. Параллел уланган конденсаторлар пластинкаларидаги потенциаллар фарқи $\varphi_a - \varphi_e$ бир хил бўлади. Бир хил ишорали зарядлар йиғиндиси $q_1 + q_2 + \dots + q_n = q$. Бундай батареянинг сифими:

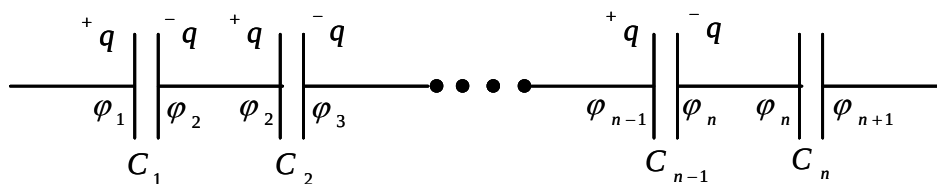
$$C = \frac{q}{\varphi_a - \varphi_e} = \frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_e} + \frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_e} + \dots + \frac{q_n}{\varphi_a - \varphi_e} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_i^n C_i \quad (16.11)$$

Демак, параллел уланган конденсаторларнинг умумий сифими уларнинг сифимларининг йиғиндисига тенг экан.

2. Кетма-кет уланган конденсаторлар сизимини топиш. Конденсаторлар кетма-кет уланганда уларнинг пластинкаларида бир хил заряд бўлади (ишораси хар хил) ва у q га тенг. Потенциаллар фарқи эса қуйидагига тенг:

$$\varphi_1 - \varphi_n = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n)$$

Бундай батареянинг сифими:



16.5-расм

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_n}$$

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_n}{q} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} + \frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} + \dots + \frac{\varphi_{n-1} - \varphi_n}{q} + \frac{\varphi_n - \varphi_{n+1}}{q} \quad (16.12)$$

Лекин $\frac{\varphi_i - \varphi_{i+1}}{q} = \frac{1}{C_i}$ бўлгани учун $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} = \sum_i^n \frac{1}{C_i}$ (16.13)

Зарядланган бўлгани учун конденсаторлар энергияга эга ва у:

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} \quad (16.14)$$

$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed$ ва $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot S}{d}$ бўлгани учун

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2 Sd}{2} \quad (16.15)$$

Лекин $Sd=V$ -конденсатор пластинкалари ўртасидаги ҳажм. Шунинг учун конденсаторларнинг электр энергияси тенг:

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2}{2} V \quad (16.16)$$

бу ерда $w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2}{2}$ ҳажм бирлигидаги электр энергиясига тенг, бошқача айтганда у электр энергиясининг зичлигидир.

Агар диэлектрик электр майдонига киритилса, у қутбланади (поляризацияланади). Диэлектрикка куч чизиқлари кирган томон манфий зарядланади., тескари томони-мусбат зарядланади. Лекин бу электростатик индукция эмас, чунки металлдаги элетронлар эркин, улар майдон таъсирида ҳаракатланадилар. Диэлектрикда эса эркин элетронлар йўқ, улар боғланган. Шунинг учун диелектриктаги поляризация электронларнинг молекула (ёки атом) ичида силжиши билан боғланган бўлади. Агар диелектрик поляр молекулалардан тузилган бўлса, у холда поляризация молекулаларнинг бурилиши туфайли юз беради.

1. Нополяр молекулалардан иборат диэлектрик поляризацияси. Нополяр молекула (ёки атом) электр майдонига киритилса унинг электрон булути бир томонга, ядроси қарама-қарши томонга силжийди, натижада молекула дипол моментга эга бўлиб қолади. Диэлектрик эса бир тарафи манфий, иккинчи тарафи эса мусбат зарядга эга бўлиб қолади. Бундай поляризация электрон поляризация деб аталади. Умумий холда $P = \alpha E$

2. Поляр молекулалардан тузилган диэлектрик поляризацияси. Баъзи молекулалар электр нуқтаи назардан носимметрикдир, шунинг учун уларда доимий дипол моменти бўлади. Мисол сифатида сув, аммиак, эфир, ацетон ва бошқаларни келтириш мумкин. Иссиқлик ҳаракати туфайли бу молекулалар хаотик ҳаракатда бўлади, бу эса

молекулаларнинг дипол моментлари хар хил йўналишда бўлишига олиб келади (расм). Шунинг учун диэлектрик поляризацияланмаган бўлади. Энди бу диэлектрикни электр майдонига олиб кирсак, поляр молекулалар майдон йўналишига қараб бурила бошлайди, натижада у поляризацияланиб қолади. Электр майдон ўчирилса, поляризация ҳам йўқолади, чунки поляр молекулалар хаотик иссиқлик ҳаракатини давом эттирадилар. Бунда дипол моментлар хар хил йўналишга қараган бўлиб қолади ва дипол моментлари йиғиндиси нолга тенг бўлади. Бундай поляризация ориентацион поляризация деб аталади. Лекин шундай диэлектриклар бор-ки, уларда поляризация электр майдон ўчирилгандан сўнг ҳам сақланади. Бундай диэлектриклар сегнетоэлектриклар деб аталади. Сегнетоэлектрикларда кичик хажмли сохалар бўлиб, уларда дипол моментли молекулалар бир хил йўналишда “ўз-ўзидан” терилиб қолади. Бу микроскопик хажмлардаги молекулалар электр майдон таъсирида ҳаммаси биргаликда буриладилар. Шунинг учун электр майдон ўчирилганда оддий хаотик ҳаракат молекулаларнинг ориентациясини бузаолмайди. Бунга кўпроқ энергия керак бўлади. Бу ишни юқори температурада бажариш мумкин. Сегнетоэлектрикларга мисол: сегнет тузи ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) ва барий титанати (BaTiO_3).

3. Диэлектрик сингдирувчанлик. Диэлектрикнинг электр майдонидаги поляризацияси унинг ичидаги майдоннинг камайишига олиб келади. Конденсатор ичига жойлаштирилган диэлектрикни кўриб чиқамиз. Конденсаторнинг майдонини E_0 , поляризация майдонини E' билан белгиласак, бу икки майдон қўшилиб. Диэлектрик ичидаги майдонни ҳосил қилади.

$$E = E_0 - E' \quad (17.1)$$

Вакуумдаги электр майдон кучланганлигининг изотроп диэлектрик ичидаги майдон кучланганлигига бўлган нисбати диэлектрик сингдирувчанлик деб аталади:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} \quad (17.2)$$

Бу параметр диэлектрикнинг ташқи электр майдони таъсирида поляризацияланиш хусусиятини белгилайди. Газларда ε нинг қиймати бирга яқин ($1,0001 \div 1,01$). Нополяр диэлектрик суюқликларда унинг қиймати $2 \div 2,5$ лар атрофида бўлади, қаттиқ диэлектрикларда - $2,5 \div 8$, поляр суюқликларда - $10 \div 81$ атрофида бўлади. Сегнетоэлектрикларда $\varepsilon = 10^4$ ларгача етиши мумкин, вакуум учун эса $\varepsilon = 1$.

Икки заряд ўртасидаги таъсир кучи, Кулон қонунига биноан, қуйидаги формула

билан ифодаланади:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2} = \frac{F}{\varepsilon} \quad (17.3)$$

бу ерда F_0 -зарядларнинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучи. Демак, ε бирор мухит ичидаги икки заряд ўртасидаги таъсир кучи вакуумдагига қараганда неча марта камайишини англатади. Бир жинсли изотроп мухит учун қуйидаги формулалар мавжуд:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2} \quad (17.4)$$

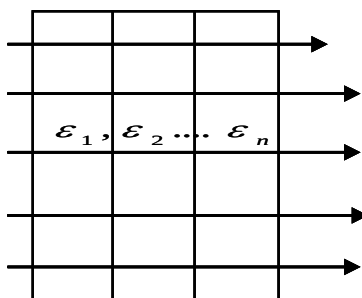
$$E = \frac{q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2} \quad (17.5)$$

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r} \quad (17.6)$$

$$\text{ва } N = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_i^n q_i \quad (17.7)$$

Вакуум учун бу формулаларда $\varepsilon = 1$ деб олиш kifоя.

Лекин бу формулани бир жинсли бўлмаган мухитлар учун ишлатиб бўлмайди, чунки мухитлар чегарасида ε сакраб ўзгаради. Бу қийинчиликни бартараф қилиш мумкин, агар янги майдоннинг янги физикавий характеристикасини - электр индукцияси D ни киритсак. Фараз қиламиз-ки, вакуумда бир жинсли электр майдони E_0 бор деб. Энди вакуумни бир-бирига параллел бўлган ва диелектрик сингдирувчанликлари $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n$ бўлган катталиклар билан тўлдирамиз. Бу қатламларда электр майдони ҳар хил бўлиб, улар $E_1, E_2, \dots, E_n$ га тенг бўлади, лекин (17.2) формулага биноан:



17.4-расм

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 = \dots = E_0 = \text{const} \quad (17.8)$$

Бу тенгламани ε_0 га кўпайтирамиз:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 = \dots = \varepsilon_0 E_0 = \text{const} \quad (17.9)$$

Янги ифода киритамиз:

$$\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \vec{D} \quad (17.10)$$

У ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_2 = \dots = \vec{D}_n = \text{const} \quad (17.11)$$

D электр индукцияси деб аталади. E дан фарқли равишда $\vec{D}$ ҳамма диелектрикларда бир хил бўлади. Шунинг учун бир жинсли бўлмаган мухитларда майдонни $\vec{E}$ билан эмас $\vec{D}$ билан ифодалаган яхши. Шу тўғрисида янги терминлар киритилган: индукция чизиқлари, индукция оқими.

Назорат саволлари

1. Электр майдонида ўтказгич қандай қутубланади?
2. Электр сиғими деб нимага айтилади?
3. Сиғим бирлиги қандай?
4. Ясси конденсатор энергияси нимага тенг?
5. Параллел ва кетма – кет уланган конденсаторлар системасининг сиғими нимага тенг?
6. Электр майдон энергияси қандай аниқланади, формуласини келтириб чиқаринг?
7. Иккитадан ортиқ конденсатор кетма-кет уланганда умумий сиғим ифодасини ёзинг?
8. Электр майдонига қўйилган ўтказгич қандай таъсирланади?
9. Электр сиғим қандай физик катталик?
10. Конденсатор қандай электр қурилма, у қандай вазифани бажаради?
11. Электр майдон энергияси ифодасини ёзинг?
12. Электр майдонда диелектрик қандай қутубланади?
13. Диелектрик сингдирувчанликнинг физик маъноси қандай?
14. Электр индукцияси вектори нима?
15. Сегнетоелектрик нима ва у қандай қутубланади?
16. Сегнетоелектрик жисмларга, температуре қандай таъсир қилади?
17. Диелектрикларнинг асосий хусусияти нимада?
18. Диелектрик электр майдонига киритилса қандай ҳодиса рўй беради?

19. Сегнетоелектрик жисмларнинг электр майдонидаги хусусиятини тушунтиринг?

18-Маъруза

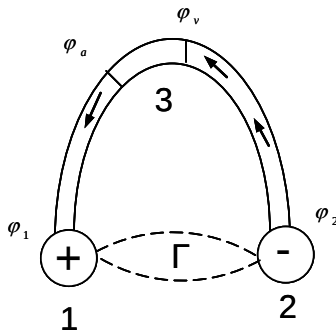
Ўзгармас ток. Ток кучи ва зичлиги. Ом қонуни. Электр юритувчи куч. Кирхгофф қоидалари. Токнинг иши ва қуввати

Режа.

1. Харакатланаётган зарядли заррачалар. Электр токи. Ўзгармас ток.
2. Ток кучи ва унинг ўлчов бирлиги. Ток зичлиги.
3. Занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни.
4. Электр қаршилиги ва унинг ўтказгич турига ҳамда геометрик шаклига боғлиқлиги. Занжирнинг Вольт Ампер Хараakterистикаси (ВАХ).
5. Зарядли заррачаларни ҳаракатга келтирувчи куч – электр юритувчи куч.
6. Тўлиқ (ёпик, берк, бутун) занжир учун Ом қонуни.
7. Кирхгофф қоидалари.
8. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати.

Таянч сўз ва иборалар: электр, электрон, ион, заряд, ток кучи, кучланиш, қаршилиқ, электр майдон, ток зичлиги, Ом қонуни, электр юритувчи куч, Кирхгофф қоидаи, токнинг бажарган иши, қувват.

Зарядларнинг тартибли ҳаракатига ўзгармас ток деб аталади. Токнинг йўналиши сифатида мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинган. Одатда ток электр майдонининг таъсирида юз беради. 1 ва 2 ўтказгични φ_1 ва φ_2 потенциалгача зарядлаймиз ва уч ўтказгич билан ўзаро улаб қўямиз.



18.1-расм

Потенциаллар фарқи уч ўтказгич ичида электр майдонини ҳосил қилади ва бу майдон потенциалнинг камайиши тарафига қараб (2га қараб) йўналган бўлади. Бу майдон таъсирида электронлар 2-3-1 йўналишда ҳаракат қила бошлайди, демак ток 1-3-2 йўналишда оқади.

Ўтказгичнинг кундаланг кесимидан 1 секунд ичида оқиб ўтувчи заряд миқдори Δq ток кучи деб аталади:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{qt} \quad (18.1)$$

Ток кучининг бирлиги 1Ампер.

3-симда ток ўтган сари $\varphi_1 - \varphi_2$ камаяди ва нолга интилади, натижада ток тўхтайти.

Ток тўхтамасдан оқиб туриши учун нима қилиш керак?

Бунинг учун 1 ва 2 ўтказгич орасида шундай бир қурилма бўлиши керакки, унинг вазифаси хархил ишорали зарядларни ажратиб олиб мусбат зарядларни 1-ўтказгичга,

манфий зарядларни 2-ўтказгичга ўтказиб туриш бўлсин. Шундай бўлса потенциаллар фарқи $\varphi_1 - \varphi_2$ ўзгармас булиб туради. Бундай қурилма генератор ёки ток манбаи деб аталади. Лекин бундай генератор электр майдон ёрдамида ишлаёлмайди, чунки электр майдонда ҳар хил ишорали зарядларни бир-биридан ажратиш бўлмайди, бундай майдонда ҳар хил ишорали зарядлар, аксинча, бир-бирига қараб интилади, бирлашади. Шунинг учун генератордаги зарядларни ажратувчи куч электр табиатига эга бўла олмайди, бундай кучлар шу сабабли “ташқи” кучлар деб аталади. Бу кучларнинг табиати ҳар хил бўлиши мумкин. Масалан, аккумулятор ва гальваник элементларда бундай кучлар кимёвий реакциялар энергияси ҳисобига, яримўтказгичли фотоэлементларда – ёруғлик энергияси ҳисобига пайдо бўлади.

Демак, энг оддий электр занжири қуйидаги элементлардан тузилган бўлади: ток манбаи G , унинг қутблари 1 ва 2 ҳамда уларни бирлаштирувчи ўтказгич 3, лекин ток манбаининг ичида зарядларнинг ажралишига икки нарсга қаршилик кўрсатади. Биринчиси - бу 1 ва 2 қутблар орасидаги электр майдони, бу майдоннинг куч чизиқлари мусбат қутб (1) дан манфий қутб (2) га йўналган ва мусбат зарядларни тарафга, манфий зарядларни чап тарафга итаради. Иккинчиси - қутблар орасидаги муҳитнинг зарядлар ҳаракатига кўрсатадиган қаршилиги. Масалан аккумулятордаги электролитнинг қуюшқоқлиги қуюшқоқлик зарядларнинг ҳаракатига оддий механик қаршилик кўрсатади.

Демак, зарядларни ажратувчи “ташқи” кучлар бажарадиган иш икки қисмдан иборат бўлади: ишнинг биринчи қисми A_1 ток манбаи ичидаги электростатик майдон кучларига қарши бажарилади, иккинчи қисми A' қутблар орасидаги муҳитнинг механик қаршилиги кучларига қарши бажарилади:

$$A = A_1 + A' \quad (18.2)$$

Ўзининг маъноси бўйича электр майдонда бажарилган иш $A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2)$. Демак, (18.2) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) + A'$$

Қутблар орасида birlik зарядни ташишда “ташқи” кучларни бажарган иши электр юритувчи куч (Э.Ю.К.) деб аталади. Агар Э.Ю.К. ни ε ҳарфи билан белгиласак,

$$\varepsilon = \frac{A}{q} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{A'}{q} \quad (18.3)$$

ҳосил бўлади.

Агар қутбларни бирлаштирувчи ўтказгич (ёки сим) узиб қўйилса, бу ҳолда $A' = 0$ бўлади, чунки қутблар орасида заряд ташилмайди, фақат мавжуд потенциаллар фарқи $\varphi_1 - \varphi_2$ ушлаб турилади. Бу ҳол учун $\varepsilon = \varphi_1 - \varphi_2$.

Демак, қутблари бир-биридан узилган ҳол учун Э.Ю.К. қутблардаги потенциаллар фарқига тенг экан. Агар ток манбаи ташқи 3 сим билан уланган бўлса, қутблардаги потенциаллар фарқи манбаининг кучланиши деб аталади. Кучланиш Э.Ю.К. дан $\frac{A'}{q}$

қийматга кичик бўлади. Э.Ю.К. вольтларда ўлчанади.

Ом қонуни. 1826 йилда немис физиги Ом тажриба орқали ўтказгичдаги ток кучи кучланиш (U) га тўғри пропорционал, R қаршиликка тесқари пропорционал эканлигини аниқлади.

$$I = \frac{U}{R} \quad (18.4)$$

Қаршилик Ом ларда ўлчанади.

$$1\text{Om} = \frac{1\text{V}}{1\text{A}}$$

Қаршилик ўтказгичнинг ℓ узунлигига тўғри пропорционал ва кўндаланг кесим юзаси S га тесқари пропорционал бўлади:

$$R = \rho \frac{\ell}{S}$$

ρ -ўтказгичнинг солиштира қаршилиги.

Қаршилик температурага ҳам боғлиқ бўлади:

$$R = R_0 (1 + \alpha t) \quad \alpha \approx 0,004 \text{ grad}^{-1}$$

α -қаршиликнинг температура коэффициенти деб аталади.

Энди $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ кучланиш таъсирида бўлган R қаршиликда ўзгармас токнинг қ зарядни кўчиришда бажарган ишни топамиз. Биламиз-ки, бу иш $A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU$ га тенг. (18.1) формуласини ва Ом қонунини ҳисобга олсак, токнинг бажарган иши учун қуйидаги формулалар ҳосил бўлади:

$$A = IUt$$

$$A = I^2 R t \quad (18.5)$$

$$A = \frac{U^2}{R} t$$

Ҳар бир (18.5) формулани вақтга боғласак ўзгармас ток қуввати учун ифодалар ҳосил бўлади:

$$N = IU, N = I^2 R, A = \frac{U^2}{R} \quad (18.6)$$

Иш Жоул да ва қувват Ватт ларда ўлчанади. Электротехникада системадан ташқари киловатт-соат деган бирлик ишлатилади:

$$1 \text{ kVtsoat} = 10^3 \text{ Vtsoat} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}$$

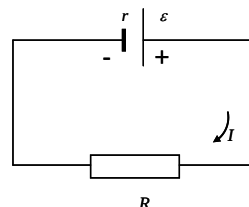
Қаршиликда бажарилган ишнинг ҳаммаси иссиқликка айланади., демак ажралиб чиққан иссиқлик:

$$Q = A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t \quad (18.7) \text{ га тенг.}$$

Бу ифодага Жоул-Ленц қонуни деб аталади.

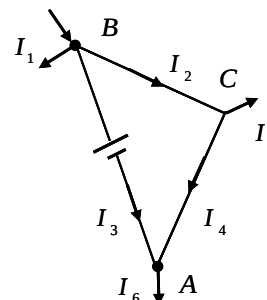
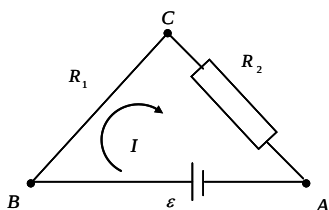
Бутун занжир учун Ом қонуни. Расмда келтирилган берк занжирда $\varepsilon = IR + Ir$, r - ток манбаининг ички қаршилиги, R -ташқи

$$\text{қаршилик } I = \frac{\varepsilon}{R + r} \quad (18.8)$$



18.2-расм

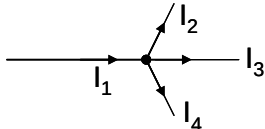
Кирхгоф қоидалари. Берк занжирлар учун Ом қонуни осон қўлланилади, лекин тармоқларга бўлинган занжига бу қонунни ишлатиш қийин. (а) расмда берк занжир, (б) расмда тармоқланган занжир келтирилган. Берк занжирнинг ҳамма қисмида ток бир хил, (б) расмда эса ВС, СА ва АВ ларда ток қиймати хархилдир. Бундай занжирларни ҳисоблашда Кирхгоф қоидалари ишлатилади. Бу қонун 1847 йилда таклиф қилинган.



18.3-расм

а) Кирхгофнинг биринчи қонуни:

Тугунда тоklarнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг.

$$\sum_i I_i = 0 \quad (18.9)$$


$$I_1 - I_2 - I_3 - I_4 = 0$$

18.4-расм

Тугунга кираётган ток мусбат, чиқаётган ток манфий ҳисобланади.

б) Кирхгофнинг иккинчи қонуни:

Бу қоида тармоқланган занжирнинг берк контурига тегишли. Контур бўйича соат стрелкаси бўйлаб айланиш йўналиши мусбат ҳисобланади. Агар ток айланиш йўналиши бўйича оқаётган бўлса, у мусбат, тескари тарафга-манфий ҳисобланади. Агар айланиш пайтида манбанинг минусдан кириб, плюстан чиқилса, бундай Э.Ю.К. мусбат ҳисобланади, акс ҳолда-манфий.

Ана энди Кирхгофнинг иккинчи қоидасини келтирамыз:

Тармоқланган занжирнинг берк контуридан Э.Ю.К. ларнинг алгебраик йиғиндиси контур участкаларидаги тоklarнинг қаршиликка кўпайтмасининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\sum_i \bar{\varepsilon}_i = \sum_i \bar{I}_i R_i \quad (18.10)$$

Ана шу қоидаларни расмдаги контурга ишлатамыз.

А тугун учун $I_3 - I_4 + I_5 - I_6 + I_1 = 0$

В тугун учун $I_8 - I_1 - I_2 = 0$

С тугун учун $I_7 + I_2 - I_3 = 0$

АВСА контур учун $-\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = -I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3$

Назорат саволлари

1. Ток кучи деб нимага айтилади?
2. Занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни қандай ифодаланади?
3. Берк занжир учун Ом қонуни қандай ифодаланади?
4. Электр юритувчи куч деб нимага айтилади?
5. Кирхгофнинг биринчи ва иккинчи қонунларини тушунтириб беринг.
6. Жоул-Ленц қонуни нимани билдиради?
7. Қандай зарядлар электр токини вужудга келишида асосий рол уйнайди?
8. Электр қаршилиқ қандай катталикларга бўлиқ?
9. Э.Ю.К. ват ок кучи, қаршилиқ бирликлари қандай аниқланади?

19-Маъруза

Металл электр ўтказувчанлигининг классик назарияси. Ярим ўтказгичлар ва диэлектриклар. Контакт ҳодисаси

Режа.

1. Металларда электр токининг ўтиш назарияси.
2. Диэлектриклар. Электростатик майдонда диэлектрик.
3. Яримўтказгичлар ва уларда электр токининг ўтиши.
4. Ярим ўтказгичларда п-тип ва н-тип ўтказувчанлик.
5. Ярим ўтказгичларда хусусий ўтказувчанлик.
6. Контакт ҳодисаси.

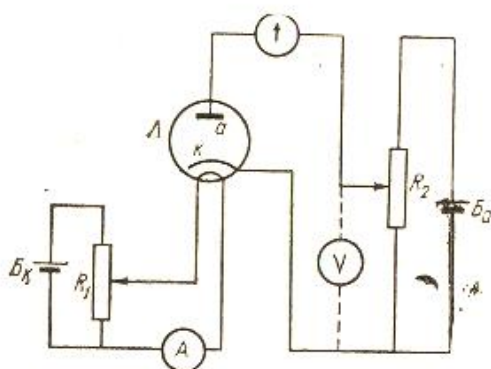
Таянч сўз ва иборалар: диэлектрик, металл, электрон, кутубланган молекула, кутубланмаган молекула, ярим ўтказгич, п-тип ўтказувчанлик, н-тип ўтказувчанлик, хусусий ўтказувчанлик, контакт ҳодисаси.

Термоэлектрон эмиссия ва унинг қулланилиши

Киздирилган металлдан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссия деб аталади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси билан схемаси расмда тасвирланган қуримадан фойдаланиб танишайлик. Хавоси сўриб олинган идиш (J) ичига икки электрод киритилган. Электродларнинг бири B_a батареянинг манфий кутби билан, иккинчиси эса батареянинг мусбат кутби билан уланган. Одатда, биринчи электродни катод (k) деб, иккинчисини эса анод (a) деб аталади.

Катод ва анод оралиги хавосиз бўшлиқ (вакуум) дан иборат бўлганлиги учун занжирга уланган гальванометр занжирдан электр ток ўтмаётганлигини кўрсатади.

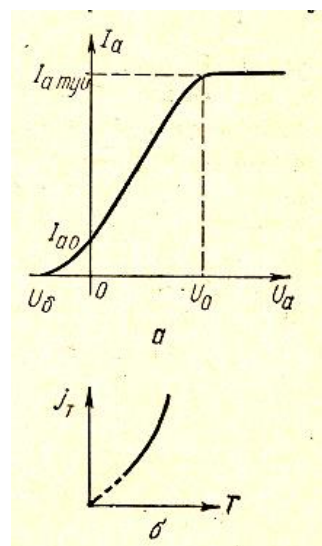
Бошқача айтганда, катод билан анод оралигида электр занжир узилган. Шунинг учун



катод билан анод оралигига сунъий равишда заряд ташувчилар киритилса, анод занжири орқали электр ток оқа бошлайди, яъни вакуумда электр ток кузатилади. Заряд ташувчиларни эса термоэлектрон эмиссия ҳодисасидан фойдаланиб вужудга келтириш мумкин. Бунинг учун катодни қиздириш керак, яъни катод остида жойлаштирилган қиздиргич спиралидан электр ток ўтказиш керак. Бу вазифани қиздиргич батареяси (B_k), амперметр (A) ва қиздиргич спиралидан иборат бўлган қиздиргич занжири бажаради. Бу занжирдаги қўриқчилик (RJ) ёрдамида қиздиргич спиралидан ўтаётган

токни ўзгартириш мумкин. Натижада катод температурасини ўзгартириб тўриш (бошқариш) имконияти тугилади. Катод қиздирилмаган вақтда (қиздиргич занжиридан электр ток ўтмаганда, яъни $I_k = 0$) анод занжирида ҳеч қандай электр ток қайд қилинмайди. Бундан, хона температурасидаги металлларда кинетик энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар деярли булмас экан, деган хулоса чиқарилади.

Катод температураси оширилган сари электронларнинг иссиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар катод материалидан ажралиб чиқа олади. Бир қисм электронларини йўқотган катод сирти эса мусбат зарядланиб қолади. Бу заряд катод сиртидан ажралиб чиқаётган электронларни узокқа қўйиб юбормайди. Натижада катод ва анод оралигидаги ҳажмда электрон булут ҳосил бўлади. Бу электрон булутни ҳажмий зарядлар деб ҳам аталади. Ҳажмий зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон $E_{\text{ҳажм}}$ катоддан чиқиб келаётган электронларга тормозловчи таъсир кўрсатса, электрон булутни ёриб ўтиб анод томон ҳаракат қилаётган электронларга эса тезлатувчи таъсир кўрсатади. Катоднинг муайян температурасида ажралиб чиқаётган термоэлектронлар ичида анча катта кинетик энергияга эга бўлганлари ҳам термоэлектронларнинг анодга етиб келиши



туфайли катод ва анод орасидаги потепциаллар фарки $U_a = 0$ бўлганда ҳам анод занжирида бирор I_{ao} ток қайд қилинади. 5.6(a) расмда анод токининг катод ва анод орасидаги нотенциаллар фарки U_a га боғлиқлик графиги (вольт-ампер характеристикаси) тасвирланган. Агар анодга анод батареясининг манфий кутбини, катодга эса мусбат кутбини улаб катод ва анод оралигида электр майдон ($E_{\kappa-a}$) ни хосил қилсак, бу майдоннинг йўналиши хажмий электр майдоннинг йўналиши билан бир хил бўлади. Шунинг учун натижавий электр майдон ($E_{\kappa-a} + E_{\text{хажм}}$) нинг катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларга тормозловчи таъсири янада кучаяди. U_a нинг бирор қийматида хатто энг катта кинетик энергияли термоэлектронлар ҳам анодга етиб кела олмайди. Шунинг учун I_a нолга тенг бўлади. U_a нинг бу қийматини беркитувчи потенциаллар фарки (U_6) дейилади. 5.6-а расмдаги графикнинг $U_6 > U_a > 0$ интервалга тегишли қисмини вольтампер характеристиканинг беркитувчи қисми дейилади.

Энди анод батареясининг манфий кутбини катодга, мусбат кутбини эса анодга улайлик. Электродлар оралигида вужудга келадиган электр майдон ($E_{\kappa-a}$) электронларнинг кўпроқ. Қисмини анодга етиб боришини таъминлайди. Бу эса катод яқинидаги электрон булутнинг сийраклашувига сабабчи бўлади. Демак, катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқини оширганимиз сари хажмий электр майдон ($E_{\kappa\text{ажм}}$) сусайиб боради, анод занжиридан оқаётган токнинг қиймати эса ортиб боради. Унчалик катта булмаган U_a лар учун $I_a =$

$aU_a^{3/2}$ қонуният ўринли. Бу борланиш Ленгмюр ва Богуславский формуласи деб юритилади. Бунда a —электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент.

Агар электродлар оралигидаги потенциаллар фарқини янада ошириб борсак, потенциаллар фарқининг бирор ($U_a = U_0$) қийматида катод яқинидаги натижавий электр майдон ($E_{\kappa-a} + E_{\text{хажм}}$) нолга тенг булиб қолади. Натижада катоддан ажралиб чиқаётган барча электронлар ҳеч қандай тусқинликка учрамай анодга етиб боради. Шунинг учун анод токи максимал қийматга эришади. U_a нинг янада ошиши анод токига ҳеч қандай таъсир қилмайди, албатта. Анод токининг бу қийматини, одатда, туйиниш токи деб аталади. Демак, туйиниш токи катоддан бирлик вақтда ажралиб чиқаётган барча термоэлектронларнинг зарядига тенг, дейиш мумкин. Юкюридаги мулохазалар катоднинг бирор ўзгармас температураси учун ўринли эди. Тажрийбалар асосида, катод температураси ортиши натижасида туйиниш токи қийматининг ниҳоят тез ўсиши аниқланди. Туйиниш токи зичлигининг температурага боғлиқлиги қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$j_{\text{туй}} = B T^2 e^{-\frac{A_{\kappa}}{kT}}$$

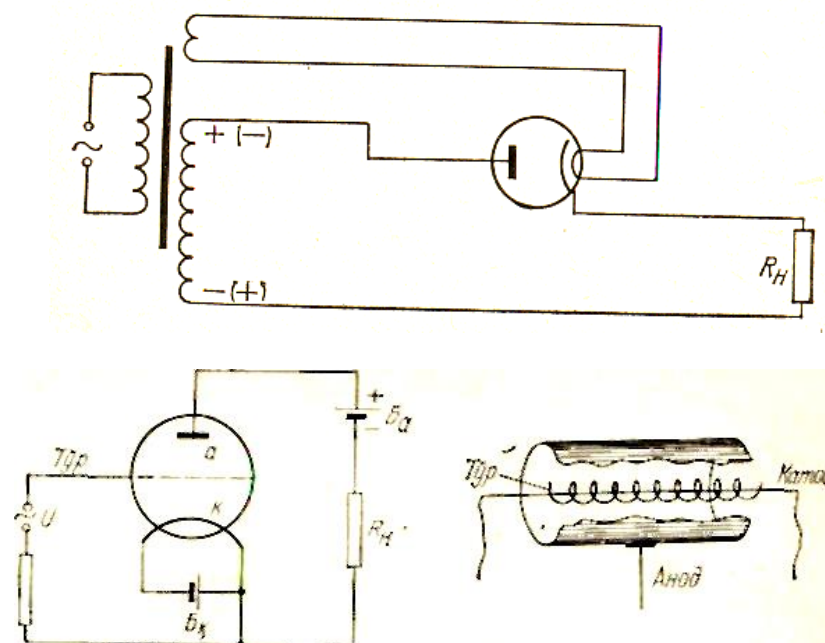
бу ифодада B — катод материалига боғлиқ бўлган константа, T —катоднинг абсолют температураси, A_{κ} — катоддан электроннинг чиқиш иши, k — Больцман доимийси. ифодани Ричардсон-Дэшман формуласи дейилади. Бу формуладан қурилиб тўрибдики, катод температураси қанчалик юқори булса ва катоддан электроннинг чиқиш иши қанчалик кичик булса, туйиниш токининг зичлиги шунчалик катта бўлади. Ҳақиқатан, соф вольфрамдан ясалган катод температурасини 1000 К дан 3000 К гача кутарилиши натижасида туйиниш токининг зичлиги деярли 10^{16} марта ортади.

Агар вольфрам сиртини цезий билан копласак, катоддан электроннинг чиқиш ишини уч марта камайтириш мумкин. Бу эса катод температураси 1000 К бўлган ҳолда туйиниш токи зичлигини тахминан 10^{14} марта ошириш имконини беради.

Баъзан, радиолампарлар ёки кинескоплар катодларининг эмиссияси ёмонлашгаплиги учун яроқсиз булиб қолади. Бу ҳолларда катод температурасини ошириш нули билан термоэлектрон эмиссияни қайта тиклаш имконияти ҳам бор.

Термоэлектрон эмиссия радиоэлектроника қурилмаларининг энг асосий элементлари бўлиш электрон лампаларда кенг қулланилади. Электрон лампалар хавоси суриб олинган

колбадан иборат булиб, колбанинг ичига электродлар жойлаштирилади. Хар қандай электрон лампанинг асосий электродларидан бири — катоддир. Катодлар бевосита ва билвосита чулғанувчи катодларга булинади. 5.5- расмда схемаси тасвирланган электрон лампадаги катод билвосита чурланувчи катоддир. Бевосита чурланувчи катодларда эса катод булиб хизмат қилувчи симнинг ўзидан электр ток ўтиши натижасида у қизийди. Параграф бошида текширилган қурилма — энг оддий икки электродли электрон лампадир. Одатда, уни диод деб аталади. Диоднинг асосий хусусияти — электр токии фақат бир йуналишда ўтказишидир. Диодда анод катодга иисбатан мусбат потенциалга эга бўлгандагина катоддан анод томон электронлар оқими утади. Токнинг йуналиши эса электронлар оцимининг йуналишига тескаридир (токнинг йуналиши сифатида мусбат заряд ташувчиларнинг ҳаракат йуналиши қабул қилинганлигини эсланг). Шунинг учун диоддан ўзгарувчан токларни туғрилаш мақсадида фойдаланиш мумкин. 5.7- расмда диодли тўррилагичнинг схемаси тасвирланган. Тоқ ярим даврларда аноднинг потенциали мусбат, катодники эса маифий бўлади. Шунинг учун лампа орқали электр ток утади. Жуфт ярим даврларда эса аноднинг потенциали манфий, катодники мусбат бўлганлиги учун лампа берк бўлади,



5.9-расм

яъни электр токни ўтказмайди. Демак, диод орқали фақат бир йўналишдаги электр ток утади.

Учта электроди бўлган лампани т р и о д деб аталади. Учинчи электрод катод билан анод орасида (катодга яқин масофада) жойлаштирилган тўрдан иборат бўлади. 5.9-расмда триоднинг энг кўп қулланиладиган конструкцияси тасвирланган.

Бу лампада бевосита қиздириладиган катод қўлланилган. Катод атрофидаги спирал тўр вазифасини утайди. Катод ва тўрни ураб тўрган металл цилиндр эса анод булиб хизмат қилади.

Тўрга тўрли қийматли ўзгарувчан кучланиш бериш мумкин. Агар тўрга анча катта манфий кучланиш берилса, у катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларни орқасига қайтариб юборади. Натижада лампанинг анод занжиридан ҳеч қандай ток утмайди, яъни $I_a = 0$. Агар тўрга берилган манфий кучланишни камайитирсак, катоддан ажралиб чиққан ермоэлектронларнинг бир қисми тўр оралигидан утиб анодга етиб боради ва анод занжиридан электр ток оқишига сабаб бўлади. Тўрнинг кучланиши ноль бўлган вақтда эса

тўрнинг ҳеч қандай аҳамияти қолмайди. Шунинг учун бу ҳолда лампа диод бўлиб хизмат қилади.

Энди тўрға мусбат кучланиш берайлик. Бу ҳолда тўр ва катод орасида вужудга келган электр майдон термоэлектронларга тезлатувчи таъсир курсатади. Тўр анодга қараганда катодга анча яқин бўлганлиги учун тўрдаги кучланишнинг озгина ўзгариши анод токининг анча ўзгаришига сабабчи бўлади. Демак, тўрға бериладиган кучланишни ўзгартириш йўли билан триоднинг анод занжиридаги токни бошқариш мумкин.

Радиолампардан ташқари термоэлектрон эмиссия электроннур трубкалар (кинескоплар) да ва, умуман, электронлар оқими ҳосил қилиш лозим бўлган қурималарда кенг қўллаилади.

Газлардан электр токнинг ўтиши

Газлар орқали электр токнинг ўтишини текшириш учун расмда тасвирланган схема асосида электр занжир тўзайлик. Бу занжирнинг бир қисми, яъни *M* ва *N* пластиналар (электродлар) орасидаги қисми бирор газдан иборат бўлсин. Схепадаги гальванометр занжир бўйлаб электр ток оқмаётганлигини курсатади, чунки оддий шароитларда газда заряд ташувчилар бўлмайди. Демак, занжир *M* ва *N* электродлар орасида ўзилган бўлади.

Шунинг учун занжир орқали электр ток оқишини таъминламоқчи бўлсак, электродлар оралиғига заряд ташувчилар киритиш ёки бирор усул билан электродлар орасидаги газда заряд ташувчилар вужудга келтириш керак. Газда заряд ташувчилар вужудга келтиришнинг барча усуллари икки гурппага ажратиш мумкин:

а) газдаги заряд ташувчилар ташқи факторлар туфайли вужудга келиши натижасида кўзатиладиган электр токни номустиқил газ разряд дейилади;

б) *M* ва *N* электродлар орасидаги электр майдон таъсирида вужудга келган заряд ташувчилар туфайли кўзатиладиган электр токни мустиқил газ разряд дейилади.

Номустиқил газ разряд. Агар *M* ва *N* электродлар орасидаги газни қиздирсак ёки α ,

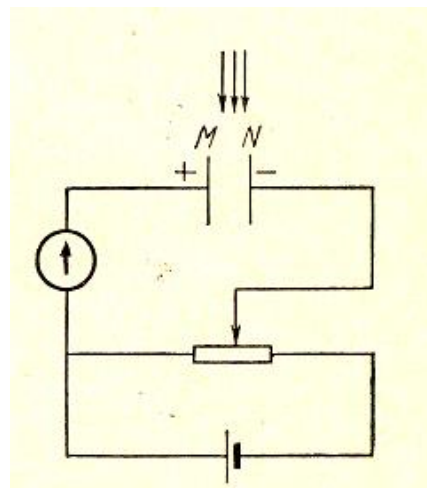
β , γ , рентген, ультрабинафша нурлар билан нурлантирсак, газ молекулаларини ионлашуви содир бўлади. Ионлашув процессининг мохияти қуйидагидан иборат. Ташқи факторлардан олган энергия туфайли газ молекуласидаги бир ёки бир неча электрон молекуладан ажралиб чиқади. Натижада молекула мусбат зарядланган ионга айланиб қолади. Ажралиб чиққан электропларнинг бир қисми нейтрал молекулалар билан бирлашиб манфий зарядланган ионларни вужудга келтиради. Шунинг учун ҳам газдаги ионлашиш процессига сабабчи бўлган ташқи факторни ионизатор (ионлаштирувчи) деб аталади.

Ионланиш процесси билан бир қаторда газда рекомбинация процесси ҳам содир бўлади. Рекомбинация ионланишга тескари процесс бўлиб, бунда мусбат ва манфий ионларнинг ёки электрон ва мусбат ионнинг туқнашуви натижасида нейтрал молекула лар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, газларда ионланиш процессида манфий заряд ташувчилар (электронлар ва манфий ионлар) ҳамда мусбат заряд ташувчилар (мусбат ионлар) тенг миқдорда ҳосил бўлади, рекомбинация процессида эса тенг миқдорда йўқолади.

Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда n_+ дона мусбат ва n_- дона манфий заряд ташувчилар вужудга келаятган бўлсин. Одатда $n_+ = n_-$ бўлганлиги учун, оддийгина қилиб, n жуфт заряд ташувчилар вужудга келаяпти, дейлик.

Рекомбинация процесси туфайли Δn жуфт ион камаётган бўлсин. Электр майдон туфайли мусбат заряд ташувчилар манфий зарядланган *N* электродга, манфий заряд ташувчилар эса мусбат зарядланган *M* электродга тортилади ва уларда нейтралланади. Бунинг натижасида Δn жуфт ионлар камаётган бўлсин. У ҳолда газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда камаётган ионларнинг умумий сони



$$\Delta u = \Delta u_+ + \Delta u_- \quad (5.17)$$

ифода билан аникланади. Бу ифодадаги қўшилувчиларнинг хиссалари электр майдонга боғлиқ. Икки чегаравий ҳолни курайлик.

1. Электродларга берилган кучланишнинг анча кичик қийматларида, яъни кучсиз электр майдонларда ионлар асосан рекомбинация туфайли камаяди ($\Delta n \gg \Delta n_0$). Лекин бир қисм ионлар электр майдон туфайли карама-қарши зарядланган электродларга етиб боради ва кучсиз электр токи вужудга келишига сабабчи бўлади. Электр майдон таъсирида мусбат ва манфий заряд ташувчилар мос равишда қуйидаги тезликлар билан ҳаракат қилади:

$$\left. \begin{aligned} v_+ &= u_+ E, \\ v_- &= u_- E, \end{aligned} \right\}$$

бу ифодада E — электр майдон кучланганлиги, u_+ ва u_- лар эса мос равишда мусбат ва манфий заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанликлари. Ионнинг ҳаракатчанлиги — кучланганлиги 1 В бўлган электр майдон таъсирида ион эришган тезлик билан характерланиб, турли газлар учун турлича қийматларга эга бўлади.

(5.18) ифода билан аниқланувчи тезликлар билан тартибли ҳаракат қилувчи ионлар Δt вақт ичида пластиналарга қуйидаги зарядларни етказди:

$$Q_+ = qnv_+ \Delta t = qnu_+ ES \Delta t$$

$$Q_- = qnv_- \Delta t = qnu_- ES \Delta t,$$

бунда Q_+ ва Q_- — мос равишда манфий ва мусбат зарядланган электродларга ионлар ташиб етказётган заряд миқдорлари, q — ионнинг заряди, S — электроднинг юзи. Электр майдон томонидан қучирилган умумий заряд миқдори

$$Q = |Q_+| + |Q_-| = qn(u_+ + u_-)ES \Delta t$$

ифода билан аникланади. Бирлик юз орқали бирлик вақтда қучирилган заряд ток зичлиги j ни ифода қилади. Шунинг учун

$$j = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qn(u_+ + u_-)E,$$

бу ифодадаги Q , u_+ , u_- — лар айти тажриба шароити учун доимий катталиклардир. n эса унчалик катта бўлмаган электр майдонлар учун ўзгармас ҳисобланади. Демак, кучсиз электр майдонларда ифодадаги $qn(u_+ + u_-) = \sigma$ кўпайтувчини ўзгармас катталик деб ҳисоблаш мумкин. У ҳолда ифода газлар орқали ўтувчи электр ток учун Ом қонунини ифода қилади: $j = \sigma E$.

2. Энди M ва N электродларга берилган кучланиш етарлича катта бўлган ҳолни курайлик. Бу ҳолда электр майдон таъсирида ионлар анча катта тезликларга эришади. Шунинг учун ионизатор таъсирида вужудга келаётган ионларнинг деярли ҳаммаси рекомбинациялашишга улгурмасданок электродларга етиб олади.

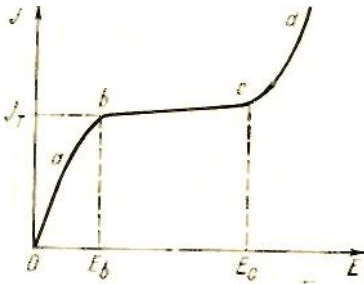
Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда n жуфт ион вужудга келади, деб ҳисобланган эди. У ҳолда бир-биридан l ўзак. лиқда жойлашган S юзли икки электрод орасидаги ҳажм $N S \cdot l$ га тенг бўлганлиги учун, бу икки электрод оралигида Δt вақт ичида умумий заряди

$$Q = nqnNSl \Delta t$$

бўлган ионлар вужудга келади. Бу ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашаётганлиги учун газ орқали ўтаётган электр токнинг қиймати туйиниш токи дейилади ва бу туйиниш токнинг зичлиги учун қуйидаги ифода ўринлидир:

$$j_{\text{туйи}} = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qnNl.$$

Расмда номустиқил газ разрядда электр майдон кучланганлиги қийматига боғлиқ равишда ток зичлигининг ўзгаришини тасвирловчи график чизилган. Графикнинг Oa қисми кучсиз электр майдонга мос келади. Бундай майдонларда заряд ташувчилар кичик тезликлар билан ҳаракатланиб, кўпинча электродларга етиб бормасданок,



рекомбинациялашади. Лекин электр майдон кучайган сари ионлар тезлиги ортиб уларнинг рекомбинациялашув эҳтимоллиги камайиб боради. Бу эса токнинг ортишига сабаб бўлади. Бу соҳада j ва E орасидаги боғланиш Ом қонунига бўйсунди. ab қисмда эса j нинг E га чизиқли боғлиқлиги бузилади. Графикнинг бу қисмини оралиқ соҳа ёки ўтиш соҳаси дейилади бу қисми туйиниш токига мос келади. Майдон кучланганлиги $E_b \leq E \leq E_c$ бўлганда ионизатор таъсирида вужудга келган ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашади. Лекин майдон кучланганлиги E_c дан ортганда зарбдан ионлапиш туфайли ток кескин ортиб кетади (расмдаги cd қисм).

Мустакил газ разряд. Ташқи ионизатор таъсир қилмаса ҳам, нихрят кучли электр майдонлар таъсирида заряд ташувчилар вужудга келиши мумкин. Заряд ташувчиларнинг вужудга келишини таъминловчи асосий процесслар қуйидагилардан иборат.

1. *Зарбдан ионланиш.* Оддий шароитлардаги газда турли сабаблар туфайли вужудга келган электронлар ва ионлар мавжуд. Лекин уларнинг сони нихрят даражада кам бўлганлиги учун оддий шароитлардаги газ амалда электр токни ўтказмайди, дейиш мумкин. Кучланганлиги E бўлган электр майдонга q зарядли ток ташувчи (ион ёки электрон) га $q t$ куч таъсир этади. Бу куч таъсирида ток ташувчи икки кетма-кет тўкнашув орасида эркин босиб утилган l йўлда

$$W_k = qEl$$

кинетик энергияга эришади. Агар бу энергия газ молекуласининг ионланиши учун бажарилиши лозим бўлган A_i ишдан катта булса, яъни

$$W_k \geq A_i$$

шарт бажарилса, ток ташувчининг нейтрал молекула билан туцнашиши натижасида молекула икки қисимга— эркин электронга ва мусбат зарядланган ионга ажралади. Бу процесси зарбдан ионланиш дейилади. Янги вужудга келган ток ташувчилар ҳам ўз навбатида электр майдон томонидан тезлатилади. Шучинг учун улар яна ионланишига сабабчи булиши мумкин. шу тарифа газда ионланиш нихрят катта қийматларга эришади. Бу ҳрдиса тоғлардаги крр кучкисини эслатади. Маълумки, крр кучкисининг вужудга келишига бир сщимгина крр сабабчи бўла олади. Шунинг учун юкррида баён этилган процесс ионлар кучкиси (кюни) дейилади.

2. *Иккиламчи электрон эмиссия.* Газдаги мусбат зарядли ионлар электр майдон таъсирида анча катта энергияларга эришгач, манфий электродга урилиши натижасида электроддан электронлар ажралиб чиқади. Бу ҳрдисани иккиламчи электрон эмиссия дейилади.

3. *Автоэлектрон эмиссия.* Бу ҳрдиса нихрят кучли электр майдонларда ($E \sim 10^8$ В/м) содир бўладн. Бунда нихрят кучли электр майдон металлдан электронларни юлиб (тортиб) олади, дейиш мумкин.

4. *Фотоионланиш.* Зарбдан ионлапиш натижасида вужудга келган ион уйғотилган ҳолатда булиши мумкин (уйғотилган ҳолатдаги системанинг энергияси асосий ҳрлатдагига Караганда каттарок, бўладн). Бу ион уйғотилган ҳолатдан асосий ҳрлатга ўтаётганда қисқа тулқин ўзунликли нур чиқаради. Бундай нур энергияси молекуланинг ионланишига етарли булиб қрлганда фотоионланиш ҳрдисаси руй беради.

5. *Термоэлектрон эмиссия.* Манфий электрод температураси етарлича юкрри бўлган ҳрлларда термоэлектрон эмиссия туфайли аичагина электронлар вужудга келади (олдинги § га к.).

Мустакил газ разрядларнинг баъзи турлари билан танишайлик. Олдин оддий атмосфера босимларидаги газларда руй берадиган разрядларни текшираимиз.

1. *Тож разряд.* Разряднинг бу турі вужудга келганда электродлар яқинида худди куёш тожига ухшаган нурланиш кўзатилади. Тож разряд вужудга келиши учун нихрят кучли нотеkis электр майдон мавжуд булиши шарт. Масалан, катта кучланишли электр тоқларни ўтказувчи симларни қурайлик. Сим ва ерни конденсаторнинг икки қопламаси деб

карат мумкин. Бу конденсатор да ги электр майдон нотекис булиб, майдон кучланганлиги сим якинида жуда катта қийматга эришади. Бу соҳадаги газ электр майдон таъсирида нихрят интенсив равишда ионлашади. Шунинг учун бу соҳада симпи хар томондан ураб олган нурланиш, яъни мустанцил газ разряд кўзатилади. Бу эса электр энергиянинг исроф булишига сабаб бўлади. Тож разряд факат симлар атрофидэгина эмас, балки кучли ва нотекис электр майдон вужудга келган электродлар атрофида ҳам вужудга келади. Масалан, электроднинг бирор кисми эгрилик радиуси кичик бўлган учликка эга булса, бу соҳада (учликда) электр заряднинг концентрацияси жуда ортиб кетади. Шунинг учун бу учлик атрофида нурланиш кўзатилади. Тож разряд кема мачталарининг, дарахтларнинг учларида ҳам кўзатилади. Қадим вақтларда бу ҳрдисаларни «авлиё Эльма чироклари» деб аташган.

2. *Учкунли разряд (учкун).* Конденсатор крпламалари ёки индукцион галтак чулгамининг икки учи орасидаги кучланиш нихоят катта



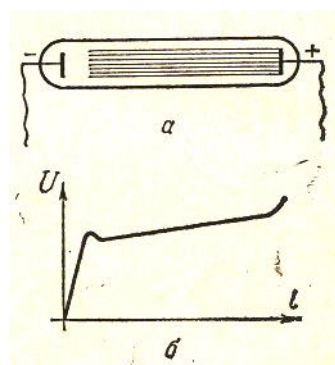
$\left(3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{м}}\right)$ бўлганда газнинг тўртки равишда зарбдан ионланиши

натижасида кисса вақтли разряд —учкун вужудга келади. Эиг улкан учкун разряд — яшиндир. Яшин булутлар орасида ёки булут билан Ер оралдаида катта потенциаллар фарқи вужудга келиши натижасида пайдо бўлади. Учкун якинидаги газ юкори температураларгача қизийди ва кескин кенгайди. Бу эса ўз навбатида товуш тулкинларининг вужудга келишига сабабчи бўлади.

Яшиннинг ўзунлиги 50 километргача, ток кучи 20000 А гача етади. Шунинг учун ҳам яшин туфайли вужудга келадиган товуш, яъни момак алди роқ жуда кучли бўлади.

3. *Ёй разряд (электр ёйи).* Агар расмда тасвирланган электродларни бир-бирига тегизсак ва электр ток ўтказсак, электродларнинг бир-бирига тегиб тўрган учлари қизийди. Сунг уларни бир-биридан бир оз ўзоклаштирайлик. Катод булиб хизмат қилувчи электрод жуда 5.12- расм кўп термоэлектронлар чикаради. Бу термоэлектронлар электродлар оралигидаги газни ионлаштиради. Натижада электродлар орасида ёй шаклидаги кучли (кўзни қамаштирадиган даражада ёруғ) шуъла пайдо бўлади. Буни электр ёйи ёки Петров ёйи дейилади. Электр ёйи учкундан фарқли улароқ, ўзлуксиз давом этади. Тажрибалар асосида ёй разряд унчалик катта булмаган кучланишларда (~ 40 В) содир булиши аниқланци. Лекин ток кучи ката (~ 3000 А) булиши мумкин. Электродларнинг температуралари ($2500 - 4000$)°С гача кутарилади. Температуранинг бу қадар кутарилиши металларни

Электр пайвандлашда, кучли ёруғлик тарқатилиши эса ёй лампаларда фойдаланилади. Энди сийраклаштирилган газларда кўзатиладиган разряд билан танишайлик. 5.13-а расмда тасвирланган шиша найчанинг икки томонига металл электродлар кавшарланган. Бу найча ичидаги газ босими 0,1 мм симоб устунига, электродларга берилган кучланиш бир



неча юз вольтга тенг бўлганда найчадаги газда мустанцил разряд кўзатилади. Разряд тўзилишининг майда тафеилотлари билан қизикмай, уни икки кисмдан иборат деб куришимиз мумкин. Катодга яқин жойлашган нурланиш содир булмаётган соҳани катод коронғи фазоси дейилади. Разряднинг колган (анодгача давом этган) кисмида милтиллаган нурланиш кўзатилади. Разряднинг бу ечимини нурланувчи анод устуни дейилади. *Ёлкин разряд* деб номланган бу разрядда катод ҳамма вақт совуклигича қолади. У ҳолда ионлар қандай вужудга келади? Бу саволга жавоб бериш учун катод билан анод оралигидаги нукталарда потенциалнинг ўзгариши билан танишайлик. 5.13-б расмда катод ва найча ичидаги

текширилаётган нукта орасидаги кучланиш U ни катоддан ушбу нуктагача бўлган масофа l га боғлиқлик графиги тасвирланган. Бу графикдан куринишича, потенциалнинг асосий тушуви катод крронги фазосига тугри келади. Шунинг учун ҳам уни катод потенциал тушуви деб аталади. Катод томон тортилаётган мусбат ионлар бу сохада катта энергияларга эришади ва катодга урилгач, ундан бир неча электрон ажралиб чиқишига сабабчи бўлади. Бу электроилар ўз навбатида катод потенциали таъсирида тезлашиб газ молекулалари билан тукнашганда зарбдан ионланишни вужудга келтиради. Вужудга келган янги ионлар яна катод томон ийтилади, катод потенциали таъсирида яна тезлашади, катоддан электронларни уриб чиқаради ва хаказо. Демак, электродлар оралигида кучланиш мавжуд булса, разряд ўзлуксиз давам этаверади. Шунинг ҳам қайдқилиб утайлики, фанда электроилар билан бириичи танишув юқорида баён этилган тажрибадаги катоддан ажралиб чиқаётган электронлар оқимини текшириш натижасида руй берган. Шунинг учун бу электронлар оқими катод нурлари деб аталган. Катоддан электронларни уриб чиқараётган мусбат ионлар эса анод нурлари деб аталган.

Найчадаги газни ўзгартирганда нурланишнинг ранги ҳам ўзгаради. Масалан, неон—кизил, аргон—кукиш, гелий—сарик рангдаги нурланиш беради. Ёлқин разряднинг бу хусусиятларидан кундўзги ёруғлик лампаларида, витриналарни ёритиш, безаш мақсадларида фойдаланилади.

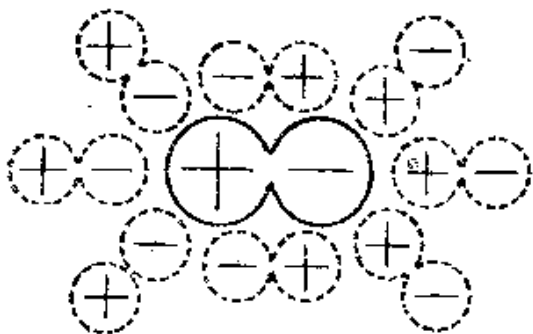
ЭЛЕКТРОЛИТЛАРДА ТОК

Эритмаларда молекулаларнинг диссоциацияси

Токнинг металлар ва электрон ярим ўтгазгичлар орцали ўтиши х.е.ч қандай химиявий ўзгаришларсиз содир бўлади. Бундай моддалар биринчи тур ўтгазгичлар деб аталади. Ток ўтишида химиявий ўзгариш юз берадиган моддалар иккинчи тур ўтгазгичлар ёки электролитлар деб аталади. Улар қаторига тўз, ишқор ёки кислоталарнинг сувдаги ва бошқа суюкликдаги эритмалари, шунингдек, қаттиқ ҳхóлатда ион кристалл ҳхисобланган тўз эритмалари киради.

Электролитларда ток ташувчилар бўлиб молекулалари эритилган модда эритмаларида диссоциацияланадиган (парчаланадиган) ионлар хизмат қилади. Қандай қилиб диссоциация содир бўлишини аниклаш учун кутбли молекулани. масалан, NaCl ни қараб чиқамиз. Na ва Cl атомлари молекулагабирлашганда электронларнинг қайта тақсимланиши юз беради — Na нинг валент электрони тўлиши учун биттагина электрон етишмаётган Cl атомининг қобиғига гуёки қўшилгандек бўлади. Натижада Na атоми мусбат ионга, Cl атоми эса манфий ионга айланиб қолади. Ҳар иккала ион молекулада электростатик (кулон) ўзаро таъсир кучи билан тутиб турилади. Шунга ўхшаш, исталган бошқа кутбли молекула икки ёки ундан ортиқ сондаги ионлардан ташкил топади.

Эритмада эриган модданинг ҳар бир молекуласи, эритувчи молекулаларининг қуршовида бўлади. Агар эритувчининг молекулалари ҳам кутбли бўлса, у ҳолда улар эрнган модда молекулалари яқинида унинг ҳхóсил қилган электр майдонида ориентацияловчи куч таъсирида бўлади. Шунинг учун эритувчи молекуласи эриган модда молекуласининг мусбат зарядланган қисмига ўзининг манфий „учи“ билан, манфий



зарядланган қисмига эса—мусбат „учи“ билан угирилиб қолади (178- расм; туташ контур билан эриган модда молекуласи, пунктир контур билан эритувчи модда молекуласи ўралган). Эритувчи модда молекулаларининг бундай жойлашувида уларнинг ўзлари ҳóсил қилган майдон эриган модда молекулаларининг турли ишорали ионлари орасидаги боғланишни бушаштиради, натижада бу боғланиш иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига ўзилган) бўлиши мумкин. Бундай ҳолда молекула турли

ишорали икки ёки кўп сондаги ионларга ажралади (диссоциацияланади).

Диполь ҳосил қилган майдон кучланганлиги унинг электр моменти қийматига пропорционалдир. Шунинг учун диполни ўраб турувчи молекулаларнинг диполь моменти қанчалик катта бўлса, яъни эритувчи сифатида олинган суюқликнинг диэлектрик қиригувчанлиги қанчалик катта бўлса, эриган модда молекуласининг ионлари орасидаги боғланиш шунчалик кучлироқ бушашади. Барча суюқликларичида диэлектрик қиритувчанлиги энг катта бўлган модда сувдир ($\epsilon = 81$). Шунга мувофиқ сувли эритмалардаги молекулаларнинг диссоциацияси жуда катта бўлади.

Ҳосил бўлган ионлар эритма буйлаб кеза бошлайди, Агар турли ишорали ионлар етарлича кичик масофага яқинлашса, улар қайтадан бирлашиб молекулага айланиши мумкин. Диссоциация процессига тескари бўлган бу процесс ионларнинг рекомбинацияси (ёки молизация) деб аталади. Эритмада бир вақтда ҳар икки процесс — барча молекулаларнинг диссоциацияси ва ионларнинг бирлашиб молекулага айланиши (рекомбинацияси) содир бўлади. Бирлик вақтда диссоциацияланган молекулалар сони шу вақт давомида рекомбинацияланиш натижасида ҳосил бўлган молекулаларнинг сонига тенг бўлиб қолса, мувозанат ҳолат юзага келади. Бу ҳолатга маълум диссоциацияланиш даражаси мос келади ва уни эриган модда молекулаларининг қандай қисми диссоциацияланган ҳолатда бўлишини кўрсатувчи α диссоциацияланиш коэффициенти билан ҳарактерлаш кабўл қилинган. Агар бирлик ҳажмдаги эритмада эриган модда молекулаларининг сони n га тенг бўлса, у ҳолда $n' = \alpha n$ та молекула эритмада ион кўринишида бўлади ва $n'' = (1 - \alpha) n$ та молекула диссоциланмаган молекула кўринишида бўлади.

Эриган модданинг ҳали ионларга ажралмаган ҳар бир молекуласи учун унинг бир секунд давомида диссоциацияланиш эҳтимоли мавжуддир. Демак, вақт бирлиги ичида бирлик ҳажмда диссоциацияланувчи молекулаларнинг сони $\Delta n'$ ҳали ионларга ажралмаган молекулаларнинг сони n'' га пропорционал бўлиши керак:

$$\Delta n' = k'n'' = k'(1 - \alpha) n.$$

Пропорционаллик коэффициента k' эритувчи ва эриган модданинг табиатига боғлиқдир. ϵ нинг қиймати катта бўлган эритувчи моддалар учун k' коэффицент катта бўлади. Бундан ташқари температура ортиши билан у ортиб боради.

Икки хил ишорали ионларнинг учрашиш эҳтимоли мусбат ва манфий ионлар сонига пропорционалдир. У сон ҳам, бу сон ҳам диссоциацияланган молекулалар сони n' га тенгдир. Шунга кўра, рекомбинация туфайли бирлик вақтда ҳажм бирлигида ҳосил бўлган молекулалар сони n'^2 га пропорционал бўлади.

$$\Delta n'' = k'' n'^2 = k'' \alpha^2 n^2.$$

Мувозанат ҳолат учун $\Delta n' = \Delta n''$ бўлади, шунга кўра $k'(1 - \alpha)n = k'' \alpha^2 n^2$, бундай

$$\alpha^2 + \frac{k'}{k''n} \alpha - \frac{k'}{k''n} = 0.$$

Ушбу тенгламанинг иккита ечими

$$\alpha = -\frac{k'}{2k''n} \pm \sqrt{\frac{k'^2}{4k''^2 n^2} + \frac{k'}{k''n}},$$

илдиз олдида „—“ ишорали ечимини ташлаб юбориш керак, чунки α манфий бўлиши мумкин эмас. Бошқа ечимни

$$\alpha = \frac{k'}{2k''n} \left(\sqrt{1 + \frac{4k''n}{k'}} - 1 \right)$$

кўринишга келтириш осон.

Бу формула тақрибий формуладир. Агар ҳар бир эриган модда молекуласи ўзининг қушниси сифатида факат эритувчи молекуласига эга бўлса, k' ва k'' коэффицентларни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин (бу ҳол концентрацияси нисбатан кичик бўлган эритмаларда учрайди). Катта концентрацияларда ҳар бир молекула эритувчи ҳамда эриган

модда молекулами куршовида бўлади, натижада диссоциланиш эҳтимоли ўзгаради. Шунингдек, турли ишорали ионлар учрашганда ҳам рекомбинацияланиш эҳтимоли ўзгаради.

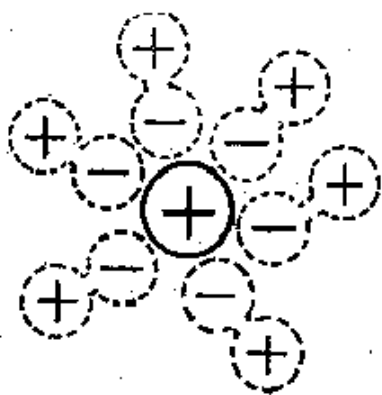
n нинг кичик қийматларида $\left(\left(\frac{4k'n}{k'} \ll 1 \right. \right. \text{ бўлганда} \left. \left. \right) \right)$ функцияни тақрибан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\alpha \approx \frac{k'}{2k''n} \left(1 + \frac{2k''n}{k'} - 1 \right) = 1.$$

Демак, жуда ҳам суялтирилган эритмаларда эриган модданинг деярли ҳамма молекулалари диссоциланган бўлади. Бу ҳол n нинг кичик қийматларида ионларнинг деярли бир-бирлари билан тукнашмаслиги орқали тушунтирилади; шунинг учун рекомбинация содир булмайди ва вақт ўтиши билан барча молекулалар ионларга ажралади.

n нинг катта қийматларида $\left(\sqrt{\frac{4k''n}{k'}} \right)$ га нисбатан, айниқса $\frac{4k''n}{k'}$ га нисбатан бирни ҳисобга олмаса ҳам бўлган ҳолда) ифода $\alpha \approx \frac{k'}{2k''n} \sqrt{\frac{4k''n}{k'}} = \sqrt{\frac{k'}{k''n}} \approx \frac{1}{\sqrt{n}}$ кўринишни олади.

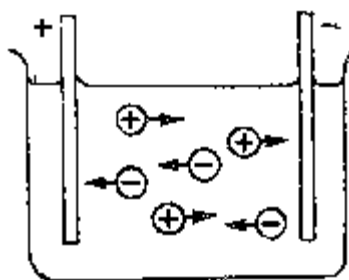
Бу ҳолда диссоциланиш коэффициента α жуда кичик бўлиб (шартга кўра $\frac{4k''n}{k'} \gg 1$), демак, $\left(\frac{k'}{k''n} \ll 1 \right)$, концентрациянинг ортиши билан $\frac{1}{\sqrt{n}}$ га пропорционал ҳолда камайиб боради.



Унча юқори бўлмаган температураларда ионлар уларга ёпишиб қолган эритувчи молекулалари билан ўралган бўлади (манфий ион учун ҳам худди шундай манзара кўзатилади). Бу ҳодисага ионларнинг сольватланиши (сувдаги эритмалар холи учун—гидратланиш) деб аталади, ионлардан ҳосил бўлган ва эритувчи молекулаларидан тузилган қобикнинг куч майдони томонидан ушлаб турилувчи махсулотни эса сольват деб аталади. Бирмунча интенсив.бўлган иссиқлик ҳаракати сольват қобигини ҳосил қилувчи ион ва молекула орасидаги боғланишни бўзади. Шунинг учун температура кутарилганда сольват ўлчамлари тобора кичрая боради ва нихоят катта температурада сольват қобик йуқолади.

Электролиз

Агар электролитга қаттиқ ўтгазгич пластинкалар (электродлар) туширилса ва уларга кучланиш берилса, ионлар ҳаракатга келади ва электр токи ҳосил бўлади. Мусбат зарядланган ионлар манфий электрод (катод) га томон ҳаракатланади, шу сабабли уларни катионлар деб аталади. Манфий ионлар мусбат электрод (анод) га томон ҳаракатланиб, уларни анионлар деб аталади.



Ионлар тегишли электродга етиб борганда унга ортиқча электронларини берадй ёки етишмовчи электронини олади ва нейтрал атом ёки молекулаларга айланади.

Электролит ва электродларнинг химиявий табиатига қараб нейтралланган ионлар ё электродларда ажралади, ё электрод ёки эритувчи билан химиявий реакцияга киришади. Нейтралланган ионлар

киришадиган химиявий реакциялар иккиламчи деб аталади. Иккиламчи реакция махсулотлари электродларда ажралади ёки эритмага ўтади.

Шундай қилиб, электролит орқали ток ўтиши электродларда электролитнинг таркибий қисмлари ажралиши билан кузатилади. Бу ходиса электролиз номини олган.

Бир қанча мисолларни қараб чиқамиз.

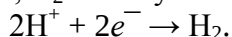
1. Электролит сифатида хлорид кислотанинг сувдаги эритмасини оламиз. Эритмадан HCl молекуласи мусбат зарядланган H^+ водород ионига ва манфий зарядланган Cl^- хлор ионига диссоциланади:



Хлор ионлари анодга етиб келиб, ортикча электронларини беради ва хлорнинг нейтрал атомларига айланади ва тезда жуфт-жуфт бўлиб бирлашгандан сўнг молекулага айланади:



Водород атомлари катодда нейтралланиб, H_2 молекулага айланади:

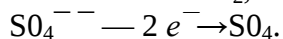
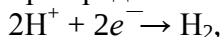


Демак, электролиз вақтида эриган модда сарф бўлади, электродларда эса газсимон хлор ва водород ажралади. Бу ҳолда иккиламчи реакция юз бермайди.

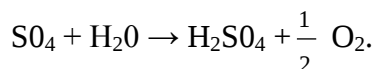
2. Электролит сифатида сульфат кислотанинг сувдаги эритмасини олайлик. Эритмада H_2SO_4 молекуласи иккита мусбат бир зарядли водород иони ва икки зарядли SO_4^{2-} манфий ионига диссоциланади:



Электродларда қуйидаги процесслар боради:

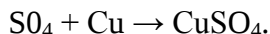


Водород катодда пуфакчалар кўринишида ажралади. SO_4 атомларнинг нейтрал туплами химиявий жихатидаи жуда актив бўлиб, иккиламчи реакцияга киришади. Агар электродлар, масалан, платина ёки никелдан тайёрланган бўлса, SO_4 сув билан реакцияга киришади:



Сульфат кислота молекуласи эритмага тушади, кислород анодда пуфакча кўринишида ажралади. Натижада сувнинг таркибий қисмларининг ажралиши билан унинг парчаланиши содир бўлади. Бу ҳолда иккиламчи реакция эритувчи билан бўлади.

3. Мис электродлари мис кўпоросининг сувда эритмасига туширилган. Диссоциация $\text{CuSO}_4 \rightarrow \text{Cu}^{2+} + \text{SO}_4^{2-}$ схема буйича бўлади. Нейтралланган мис атомлари катодда қаттиқ чўкинди кўринишида ажралиб чиқади. SO_4 нинг нейтрал тўплами сувга қараганда мис билан яхшироқ реакцияга киришади. Шунинг учун ҳам иккиламчи реакция анод материали билан бўлади:



Хосил бўлган молекула эритмага ўтади. Шундай қилиб, электролиз давомида аноднинг эриши ва миснинг катодга ўтириб қолиши содир бўлади, натижада электролит ўзгармай қолади.

Фарадей қонунлари

Фарадей 1836 йилда электролиз қонунларини экспериментал равишда аниқлади. Бу қонунлар жуда соддадир. Улардан бири *электродда ажралган модда миқдори электролит орқали ўтган заряд миқдorigа пропорционал* эканлигини тасдиқлайди:

$$m = Kq = K \int_0^t i dt,$$

бунда m — ажралган модда массаси. K — модда табиатига боғлиқ бўлган ва электрохимиявий эквивалент деб аталувчи коэффициент.

$q = 1$ бўлганда m сон жихатидан K га тенг бўлади. Демак, электрохимиявий эквивалент—электролит орқали бир бирлик заряд утганда ажралган модда массасини билдиради.

Фарадейнинг иккинчи қонуни модданинг K электрохимиявий эквивалентлари унинг химиявий эквиваленти A/z (A —атом оғирлик, z — берилган модда ээлеитлиги) билан боғлайди¹⁾

1) Сон жихатидан берилган элемент массасига тенг бўлган, граммларда (ёкикилограммларда) ифодаланган химиявий бирикмаларда $1,0078$ г (шунгамувофик k_2) водороднинг урнини босадиган ўлчамсиз катталикеэлементнингхимиявий эквиваленти деб аталади.

Химиявий бирикмаларда берилган элементнинг битта атоми билан урин алмашинадиган водород атомлари сони элементнинг z валентлиги деб аталади.

Бир валентли элемент учун химиявий эквивалент унинг атом оғирлигига тенгдир. z валентли элемент учун химиявий эквивалент A/z га тенг.

Массаси граммларда ифодаланган, сон жихатидан химиявий эквивалентга тенг бўлган элемент миқдори грамм-эквивалент деб аталади. Массаси A/z килограммга тенг бўлган модда миқдори килограмм — эквивалент деб аталади.

Химиявий эквивалент, шунингдек, грамм-эквивалент ва килограмм-эквивалент тушунчаларини электролиз вақтида алектродларда ажраладиган атомлар тўпламларига ҳам қўллаш мумкин.

Бу қонун қуйидагича таърифланади, *барча моддаларнинг электрохимиявий эквивалентлари уларнинг химиявий экви-валентларига пропорционалдир.* Пропорционаллик коэффициентини $1/F$ кўринишда ёзилади. F катталики Фарадей сони деб аталади. Эндиликда Фарадейнинг иккинчи қонуни ифодаси қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$K = \frac{1}{F} \frac{A}{z}.$$

ифодани формулага қуйиб, ҳар икки қонунни бирлаштирамиз. Натижада

$$m = \frac{A}{z} \frac{q}{F}$$

ҳосил бўлади.

q сон жихатдан F га тенг бўлганда m масса сон жихатдан A/z билан мос тушади. Шундай қилиб, электродда исталган модданинг килограмм-эквивалент ёки грамм-эквивалент қисмини ажратиш. учун электролит орқали сон жихатдан F га тенг бўлган электр миқдорининг ўтгазилиши талаб этилади. Тажриба йўли билан

$$F = 96\,497 \cdot 10^6 \frac{\text{кулон}}{\text{килограмм} - \text{эквивалент}}$$

(тахминан $96,5 \cdot 10^6$ к/кг-экв.)

ёки

$$F = 96497 \frac{\text{кулон}}{\text{грамм} - \text{эквивалент}}$$

экани аниқланган.

Фарадей қонунлари элсктрнинг атом (яъни дискрет) табиатини аниқлашда катта роль ўйнайди. Исталган модданинг килограмм-эквиваленти $N' = N_A/z$ (N_A — Авогадро сони) атомни ўзига олади. Демак, N_A/z ион F га тенг заряд ташиб ўтади. Ҳар бир ионга

$$e' = \frac{F}{N'} = \frac{F}{N_A} z$$

заряд тўғри келади.

Шундай қилиб, ион заряди

$$e = \frac{F}{N_A}$$

элементар зарядга бутун каррали экан.

(81.5) га, (81.4) даги Φ нинг қийматини куйсак ва $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ киломоль⁻¹ қийматни куйсак, элементар заряд катталиги (66.11) га олиб келишига ишонч ҳосил қилишни ўқувчининг ўзига ҳавола қиламиз.

Муносабат Авогадро сонини аниклаш учун фойдаланилган эди. Бунда F урнига электролиз тажрибаларидан топилган қийматни ва e Урнига Милликентопган қийматни (60-§ га қаранг) қуйилган эди.

Электролитик ўтгазувчанлик

Электр майдони ҳосил қилинганда ионларнинг хаотик иссиқлик ҳаракати мусбат ионларнинг майдон йуналиши бўйлаб тартибли ҳаракати, манфий ионларнинг майдон йуналишига Карши тартибли ҳаракати йулга қуйилади. Ионларнинг ўлчамлари (айниқса сольватларда) электронларнинг ўлчамларига Караганда анча каттадир, шунинг учун ионни у раб олган молекулалар унга ўзлуксиз таъсир қилиб туради (эслатиб утамизки, металллардаги электронларнинг ион панжаралари орасида тукнашгунча калган ҳаракатини эркин деб ҳисоблаш мумкин). Бу таъсир шунга олиб келадики, ион шарча сингари ковушок. мухитда ўзининг ҳаракати давомида тезлигига пропорционал бўлган қаршиликка учрайди. Демак, E майдон кучланганлигининг ҳар бир қийматига ионларнинг текис ҳаракати натижасида юзага келган

$$e'E = ku$$

шартдан аниқланувчи u тезлик қиймати мос келади, бунда e' — ион заряди, k —ион тезлиги билан ион ҳаракатига тусқинлик қилувчи мухитнинг қаршилик кучи орасидаги пропорционаллик коэффициентини.

Шундай қилиб, E майдон кучланганлиги гаъсири остида ион (майдон йўналишида ёки майдонга қарши йуналишда) ўзгармас

$$u = \frac{e'}{k} = E$$

тезлик билан ҳаракат қилади.

Бу ифодани солиштириб, бунда e'/k • нисбат ионнинг қўзгалувчанлиги u_0 эканлигини кўрамиз: Турли ишорали ионлар турли катталиқдаги e' зарядга эга бўлиши мумкин, бундан ташқари улар учун k коэффициент турли хил бўлади. Шунинг учун турли ишорали ионлар турли хил u_0 қўзгалувчанликка эгадир.

Ионларнинг қўзгалувчанлиги эршувчининг табиати ва хусусиятига боғлиқ. Температура кутарилиши билан қўзгалувчанлик ортади. Бу ҳол ион ҳаракатланаётган мухит ковушоклигининг камайиши ҳисобига содир бўлади, бундан ташқари температура кутарилганда ионларни ўраб турувчи сольват қобикларининг ўлчами камайиши ҳисобига ҳам содир бўлади.

Электролитларда ионларнинг қўзгалувчанлиги жуда ҳам кичикдир. Хона температурасида сувдаги эритмалар учун у тахминан 10^{-8}

$10^{-8} \div 10^{-7} \frac{\text{м / сек}}{\text{в / м}} \left(10^{-4} \div 10^{-3} \frac{\text{см / сек}}{\text{в / см}} \right)$ ни ташкил қилади.

Металларда электронларнинг қўзгалувчанлиги тахминан тўрт тартибга $\left(\sim 10^{-4} \frac{\text{м / сек}}{\text{в / м}} \right)$

каттадир.

Ионлар ҳаракати зичлиги

$$j = (n^+ e^+ u_0^+ + n^- e^- u_0^-) E$$

га тенг бўлган электр токини ҳосил қилади, бунда n^+ — бирлик ҳажмдаги мусбат ионлар сони, e^+ — заряд, u_0^+ — мусбат ионларнинг қўзгалувчанлиги, $n^- e^-$ ва u_0^- — манфий ионлар учун юкоридагига ўхшаш катталиқлар [(131.4) формула билан солиштиринг].

Қавслар ичида турган катталик E га боғлиқ бўлмайди. Демак, электролитлардаги ток зичлиги майдон кучланганлигига пропорционалдир. Бу ҳол электролитлар учун Ом қонуни тугри эканлигини билдиради.

Агар молекулалар иккита ионга диссоциланса, у ҳолда $e^+ = e^- = e'$ ва $n^+ = n^- = n' = \alpha n$ (диссоциланган молекулалар сони). Бу ҳолда

$$j = \alpha n e' (u_0^+ + u_0^-) E$$

Ифода электродлардан бирор масофагагина тўғри бўлади. Электродларнинг бевосита яқинида токни фақат бир хил ишорали ионлар: анод яқинида анионлар ва катод яқинида катионлар ҳосил қилади.

Формулага мувофиқ электролитларнинг ўтгазувчанлиги қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\sigma = \alpha n e' (u_0^+ + u_0^-)$$

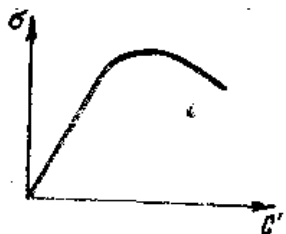
Бу ифодани килограмм-эквивалент эриган моддадаги молекулалар сони $N' = \frac{N_A}{z}$ га кўпайтирамиз ва бўламиз:

$$\sigma = \alpha \frac{n}{N'} (e' N') (u_0^+ + u_0^-)$$

$e' N'$ кўпайтма F Фарадей сонига тенг. n/N' нисбат ҳажм бирлигидаги эритмада эригап модданинг килограмм-эквивалент миқдорини беради: уни эриган модданинг эквивалент концентрацияси деб аталади. Бу концентрацияни η ҳарфи билан белгилаймиз, у вақтда электролит ўтгазувчанлиги учун ёзилган ифодага қуйидаги кўринишни бериш мумкин:

$$\sigma = \alpha \eta F (u_0^+ + u_0^-).$$

Температура кутарилганда диссоциацияланиш коэффициенти α ва ионларнинг кўзгалувчанлиги орта боради. Шунинг учун о электролитларнинг ўтгазувчанлиги температура билан бирга ортиб боради. ўтказувчанликнинг концентрацияга боғликлиги анчагина мураккаб экан. Бунга сабаб шуки, σ катталик η га ва бевосита α га боғлиқдир. Концентрация кичик бўлганда, яъни $\alpha \approx 1$ да σ катталик η га пропорционал ортиб боради. Кейинчалик η нинг ортиши билан а диссоциацияланиш коэффициента камая бошлайди: шунинг учун ўтгазувчанликнинг усиши секинлаша боради, хатто кейинчалик камая бошлайди. сульфат кислота сувдаги эритмасининг ўтгазувчанлиги σ нинг эритманинг нисбий концентрацияси c' га боғликлиги кўрсатилган.



Электролизнинг техникада қўлланилиши

Электролиздан техникада кўп қўлланилади. Улардан баъзиларини қисқача характерлаб ўтамиз

1. Гальванопластика, Гальваностегия, Электрометаллургия, Электролитик пардозлаш, Оғир сув олиш, Электролитик конденсаторлар техникада кўп қўлланилади.

2- Семестр маърузалар матни

1-МАЪРУЗА. МАГНИТ МАЙДОНИ.

Режа.

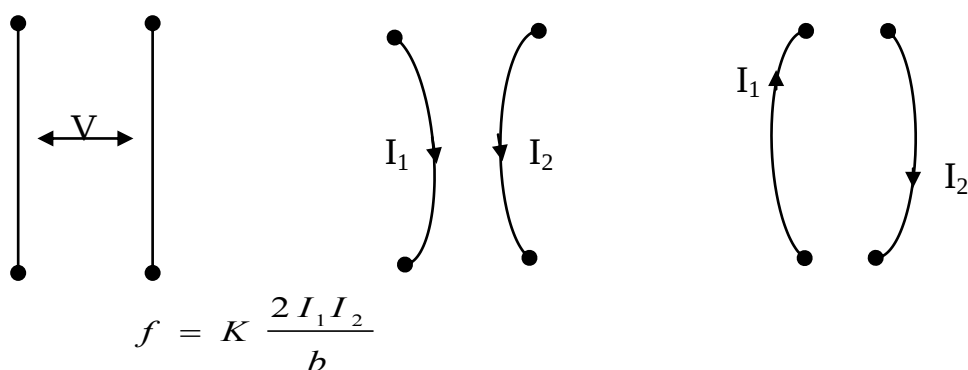
1. Магнит майдони ва уни характерловчи катталиклар.
2. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг қўлланилиши.

Таянч сўз ва иборалар: электр токи, токли ўтказгич, магнит майдони, синов контури, магнит моменти, айлантирувчи момент, магнит индукция, магнит доимийси, магнит майдони, Ампер кучи, Лоренц кучи, заряд, сиклотрон, МГД генератор, чап қўл қоидаси, магнит оқим, токли ўтказгич.

1820 йилда Даниялик физик Г.Х.Эрстед (1777-1851) тажрибаларда электр токини магнит стрелкасига таъсирини аниқлаган.



Тажрибада магнит стрелкасининг устига параллел жойлаштирилган ўтказгичдан ток ўтганда, магнит стрелкасининг дастлабки вазиятдан ўтгани ва ўтказгичдан токнинг ўтиши тўхтатилса, магнит стрелкаси яна дастлабки вазиятга қайтиши кузатилади. 1820 йилда Ампер тажрибаларда ток ўтаётган икки ингичка тўғри чизикли ўтказгичда ток бир томонга ўтса, улар бир-бирини тортиши, агар қарама-қарши томонга ўтса, бир-биридан қочиши аниқланган. Тажриба кўрсатадики, параллел ўтказгичларнинг ҳар бирининг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўзаро таъсир кучи улардаги I_1 ва I_2 тоқларга тўғри пропорционал ва улар орасидаги b масофага тесқари пропорционал



Бу тоқларнинг ўзаро таъсир қонунидир.

Тажрибаларнинг кўрсатишича тоқларнинг ўзаро ва магнит стрелкасига таъсирига сабаб шуки ҳар қандай токли ўтказгич атрофида алоҳида табиатли магнит майдони ҳосил бўлади ва бу магнит майдон иккинчи токли ўтказгичга ёки магнит стрелкасига таъсир кўрсатади. Магнит майдонни текшириш учун, майдоннинг текширилаётган нуқтасига токли берк контур киритилади ва уни «синов контури» деб аталади.

Контурнинг миқдорий характеристикаси сифатида контурдан ўқувчи ток кучи I ни контурнинг юзи S га қўпайтмасидан фойдаланилади. Бу қўпайтма контурнинг магнит моменти деб аталади ва P_m деб белгиланади.

$$P_m = I \cdot S$$

Агар магнит майдоннинг танлаб олинган нуктасига магнит моментлари (P_m) турлича бўлган синов контурларини кирицак, уларга таъсир этувчи айланма моментларнинг максимал қийматлар ($M_{\max}$) ҳам турлича бўлади. Лекин ҳар бир синов контурига таъсир этувчи максимал айланма моменти ($M_{\max}$) нинг P_m га нисбати магнит майдоннинг шу нуктаси учун ўзгармас катталиқ бўлади, яъни

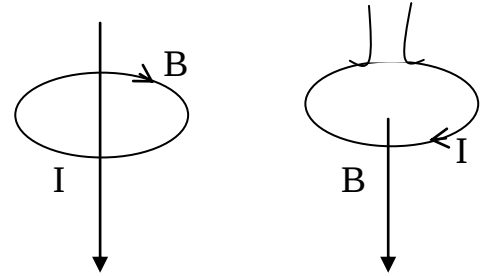
$$\frac{M_{\max}}{P_m} = \text{const}$$

Бу нисбат магнит майдоннинг миқдорий характеристикасини ифодалайди ва магнит индукция (B) деб аталади

Магнит индукцияси вектор катталиқ бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг

текширилаётган нуктасига киритилган «синов контури»нинг мувозанат вазиятдаги

$$\vec{B} = \frac{\vec{M}_{\max}}{P_m}$$



мусбат нормаларнинг йўналиши билан, қиймати эса синов контурига майдон томонидан таъсир этувчи айланма моментининг максимал қийматини синов контурининг магнит моментига бўлган нисбати билан аниқланади. СИ да магнит индукцияни ўлчов бирлиги 1 тесла.

$$\begin{aligned} [M_{\max}] & \text{ N}\cdot\text{m} \\ [B] &= \frac{[M_{\max}]}{[P_m]} = \frac{\text{N}\cdot\text{m}}{\text{A}\cdot\text{m}^2} = \text{Тл (Тесла)} \\ [P_m] &= \text{A}\cdot\text{m}^2 \end{aligned}$$

1 тесла магнит майдон шундай нуктасининг магнит индукциясику бу нуктага киритилган магнит моменти 1 $\text{A}\cdot\text{m}^2$ бўлган ясси контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлантирувчи моментнинг максимал қиймат 1 $\text{N}\cdot\text{m}$ га тенг бўлиши лозим.

Био - Савар - Лаплас қонуни. 1820 йили Франсуз олимлари Био ва Ф.Савар турли шаклдаги токли ўтказгичдан атрофидаги магнит майдонларини текшириш натижасида токли ўтказгичдан r масофадаги нуктанинг магнит индукцияси ўтказгичдаги ток кучига (I) тўғри пропорционал, r га эса тескари пропорционал эканлигини аниқладилар. Кейинчалик П. Лаплас ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич атрофидаги нукталар учун магнит индукциясини аниқлайдиган формулани таклиф этди. Бунда у майдонлар суперпозиция принциpidан фойдаланди. Бу принцип қуйидагича таърифланади: Агар магнит майдони бир неча тоklar туфайли вужудга келаётган бўлса, шу майдоннинг бирор ихтиёрий нуктадаги магнит индукцияси (B) алоҳида тоklar вужудга келтираётган майдонларнинг шу нуктадаги магнит индукцияларининг вектор йиғиндисига тенг:

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \dots + B_n = \sum B_i$$

Био-Савар-Лаплас қонуни қуйидагича таърифланади: ихтиёрий токли ўтказгичдан бирор r масофадаги нуктанинг магнит индукцияси ўтказгични элементар узунлигига, ўтказгичдан ўтувчи ток кучига, элементар ўтказгич ва ундан нуктагача бўлган чизик орасидаги бурчак синусига тўғри пропорционал, оралиқ масофа квадратида тескари

пропорционалдир:

$$dB = k \frac{Idl \cdot \sin \alpha}{r^2};$$

СИ тизимидаида

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \cdot \sin \alpha}{r^2};$$

$$\vec{dB} = k \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}$$

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}$$

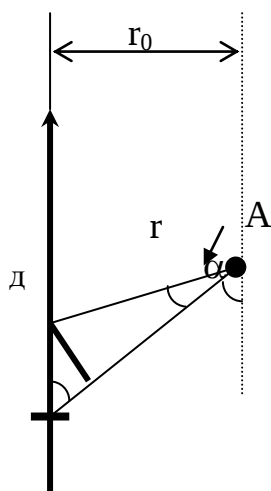
$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$$

dB нинг йўналиши ўнг винт қонидаси асосида топилади. Магнит майдонни тавсифлашда магнит майдон индукцияси B билан биргаликда магнит майдоннинг кучланганлиги деб аталувчи H физик катталиқдан ҳам фойдаланади. Агар магнит майдонининг бирор нуқтасини индукцияси B бузилса у ҳолда шу нуқтада магнит майдонининг кучланганлиги $H=B/(\mu_0)$ ёки $B=\mu_0 \cdot H$, бунда μ - муҳитни нисбий магнит сингдирувчанлиги

Био-Савар-Лаплас қонунини қўлланилиши.

Био-Савар-Лаплас қонунидан фойдаланиб, турли шаклдаги токли ўтказгичлар майдонларининг магнит индукцияси ҳисоблаш мумкин.

1.Чексиз узун тўғри чизик шаклидаги ўтказгичдан ўтаётган I ток (тўғри ток) туфайли вужудга келган майдоннинг магнит индукциясини ҳисоблайлик (1-расм). Танлаб олинган A нуқтанинг тўғри токдан узоқлиги r_0 бўлсин.



Ток ўтаётган ўтказгични dl узунлидаги элементларга ажратамиз. Бу ток элементлари вужутга келтирган барча dB ларнинг йўналишлари бир хил бўлиб, улар чизманинг орқа томонига йўналган. Натижавий магнит майдон индукцияси B dB лар модулларининг йиғиндисидан иборат. A нуқтадан r масофа узоқликдаги ток элементи вужудга келтирган магнит майдон индукциясининг модули Био-Савар-Лаплас қонунидан топилиши лозим бўлганлиги учун B нинг модули қуйидаги интеграллашга келтирилади:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{dl}{r^2} \sin \alpha \quad (1)$$

$$1\text{- расмдан фойдалансак: } r = \frac{r_0}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin \alpha}$$

эканлигини топамиз. Шунинг учун:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^\pi \frac{d\alpha \cdot \sin \alpha}{\sin^2 \alpha \cdot \frac{r_0^2}{\sin^2 \alpha}} = \frac{\mu_0}{4\pi r_0} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \quad (2)$$

бўлади. Шундай қилиб, чексиз узун тўғри ток туфайли вужудга келаётган майдоннинг ихтиёрий нуқтасидан магнит индукцияси ўтказгичдан ўтаётган ток кучига тўғри пропорционал ва индукцияси ўлчанаётган нуқтасининг ўтказгичдан узоқлигига тескари пропорционалдир.

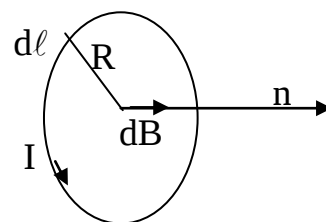
2.Радиуси R бўлган айлана шаклидаги ўтказгичдан I ток ўтаётган бўлсин (2-расм).

Шу айлананинг марказидаги магнит майдон индукциясини аниқлайлик. Айлананинг ҳар бир dl элементи ва радиусир r орасидаги бурчак $\pi/2$ га тенг бўлганлиги учун Био-Савар-Лаплас қонунига асосан:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{R^2} \quad (3)$$

Барча dB лар айнан бир хил йўналишда, яъни, айлана марказидан ўтувчи мусбат нормал бўйлаб йўналган. Шунинг учун натижавий майдоннинг

айлана марказидаги магнит индукцияси:



$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0}{2} \frac{I}{R} \quad (4)$$

ҳосил бўлади. Айлана шаклидаги токли контурнинг моменти

$$P_m = I \cdot S = I \pi R^2$$

бўлганлиги учун (4) ни қуйидагича ўзгартириб ёзиш мумкин

$$B = \frac{\mu_0 I \pi R^2}{2 R \cdot \pi R^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 P_m}{R^3} \quad (5)$$

Соленоид ва тороид марказидаги майдонининг магнит индукцияси

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l}; \quad N\text{-ўрамлар сони}$$

$$B = \mu_0 I_n \quad n = \frac{N}{l}$$

Назорат саволлари.

1. Магнит майдони ва уни характерловчи катталиклар.
2. Контурнинг магнит моменти.
3. Магнит майдон индукцияси, ўлчов бирлиги.
4. Магнит индукция чизиқлари ва унинг йўналиши.
5. Магнит майдонлар суперпозиция принципи.
6. Био-Савар-Лаплас қонуни.
7. Тўғри ток магнит майдонининг индукцияси.
8. Айланма ток марказидаги магнит майдон индукцияси.
9. Соленоид марказидаги магнит майдон индукцияси.

2-МАЪРУЗА.

Магнит майдонни токли ўтказгичга таъсири. Ампер кучи.

Режа.

1. Магнит майдонни токли ўтказгичга таъсири. Ампер кучи.
2. Ампер кучининг таъбири.
3. Магнит майдонни токли ўтказгичга таъсир кучи моменти.
4. Токли ўтказгичнинг ўзаро таъсири.
5. Токли ўтказгичнинг магнит майдонда айланиш тезлиги.

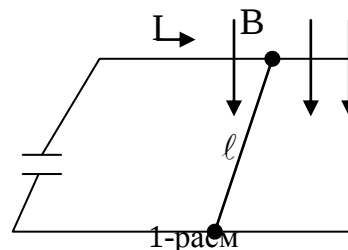
Таянч сўз ва иборалар: электр токи, токли ўтказгич, магнит майдони, магнит моменти, айлантирувчи момент, магнит индукция, Ампер кучи, сиклотрон, МГД генератор, чап қўл қоида, магнит оқим.

Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири. Ампер кучи. Электрдан амалда фойдаланишда магнит майдонининг токка таъсир кучларидан фойдаланиш катта рол ўйнайди. Магнит майдонида жойлашган токли ўтказгичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси B га, ўтказгичнинг узунлигига ва ундан ўтаётган ток кучи I га боғлиқлигини 1-расмдаги қурилма ёрдамида кузатиш мумкин.

Бир жинсли магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир қилувчи F_A куч ўтказгичдан ўтаётган ток кучи I га, ўтказгичнинг узунлиги l га, магнит майдон индукцияси B га ва B вектор билан ўтказгич орасидаги бурчак синусига тўғри пропорционалдир, яъни

$$F_A = I l B \sin \alpha$$

Бу Ампер қонунининг математик ифодаси. Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич бир жинсли бўлмаган магнит майдонда ($B = \text{const}$) жойлашган бўлса, ўтказгични хаёлан кичик dl элементларга ажратамиз. Ҳар бир элемент жойлашган



соҳадаги магнит майдон индукциясини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказгичнинг dl элементига таъсир этувчи кучни

$$dF = I [dl \times B] \quad (1)$$

ифода билан, унинг модулини эса

$$dF = I B dl \sin \alpha \quad (2)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодалар Ампер қонунини характерлайди.

Таъсир этувчи кучнинг (одатда бу кучни Ампер кучи деб ҳам аталади) йўналиши чап қўл қоидаси бўйича топилади. Бунинг учун чап қўлимизни шундай жойлаштиришимиз керакки, бунда B вектор қағзимизга тик кирсин, узатилган тўртта бармоғимиз токнинг йўналишини билан мос тушсин. У ҳолда очилган бош бармоғимиз Ампер кучини йўналишини кўрсатади.

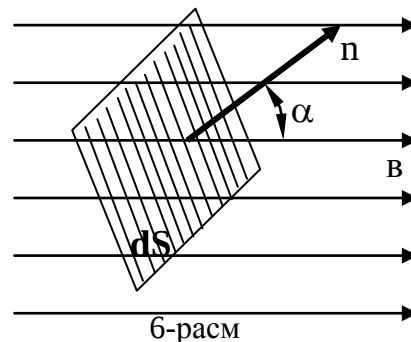
B векторнинг dS сирт оқими ёки магнит оқими деганда

$$d\Phi_B = B_n dS \quad (1)$$

Катталиқ тушунилади. Магнит индукция векторининг

ихтиёрий S сирт оралик оқими эса $\Phi_B = \int B_n dS \quad (2)$

ифода ёрдамида аниқланади. Бир жинсли магнит майдонда яъни сирт B векторга перпендикуляр тарзда жойлашган бўлса (яъни



$B_n = B = \text{const}$ бўлган ҳолда), (2) қуйидаги кўринишга эга бўлади;

$$\Phi_B = B S \quad (3)$$

Мазкур муносабатдан фойдаланиб магнит оқимининг СИ даги бирлиги-вебер (Вб) ни аниқлаш мумкин: 1 Вб -магнит индукцияси

1Тл бўлган бир жинсли магнит майдонда майдон йўналишига перпендикуляр равишда жойлашган 1 м² юзли яъни сиртни тешиб ўтадиган магнит оқимдир.

Б учун Гаусс теоремаси қуйидагича таърифланади: Магнит майдон индукцияси векторнинг ихтиёрий шаклдаги берк сирт оралик оқими нолга тенг:

$$\oint B \cdot dS = 0 \quad (4)$$

Мазкур теорема магнит индукция чизикларининг берк эканлигини, яъни берк сирт ичига кираётган B чизикларининг сони, сиртдан чиқаётган B чизикларининг сонига айнан тенглигини ифодалайди.

$\oint B \cdot dl = \mu_0 I$, агар циркуляция олинаётган контур токни ўраб олса

$\oint B \cdot dl = 0$, агар циркуляция олинаётган контур токни ўраб олмаса

Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш.

dl узунликдаги токли ўтказгич бир жинсли магнит майдонда эркин кўча олиш имконига эга бўлсин. Бундай тажрибани амалга ошириш учун икки металл стерженни (9-

расм) ток манбаига улайлик. Стерженлар устига кўндаланг қилиб жойлаштирилган dl узунликдаги ўтказгичдан контурнинг қўзғалувчи қисми сифатида фойдаланиш мумкин. Бу токли ўтказгичга чизма текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучининг қиймати $dF = IBdl$ (1) бўлади.

Бу кучнинг йўналиши dl элементнинг кўчиш йўналиши билан мос тушганлиги учун бажарилган иш

$$dA = dF \cdot dx = IBdl \cdot dx \quad (2)$$

7-расмдан кўринишича, dl элементнинг b масофага кўчиши туфайли контурнинг юзи

$dC = dl \cdot dx$ га ортади. Шунинг учун (2) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = IBdS = Id\Phi \quad (3)$$

Бу ифодадаги $d\Phi$ -контур юзининг dS ўзгариш туфайли контур юзини тешиб ўтаётган магнит оқимининг ўзгаришидир. Бошқача айтганда, контурнинг ўзгарувчи dl элемент кўчиш давомида кесиб ўтган магнит оқимдир. Демак токли ўтказгични магнит майдонида кўчиришда бажариладиган иш.

$$dA = IBdS = Id\Phi$$

Назорат саволлари.

1. Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири. Ампер кучи.
2. Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш.
3. Магнит майдонни токли ўтказгичга таъсир кучи моменти.
4. Токли ўтказгичнинг ўзаро таъсири.
5. Токли ўтказгичнинг магнит майдонда айланиш тезлиги.

3-МАЪРУЗА.

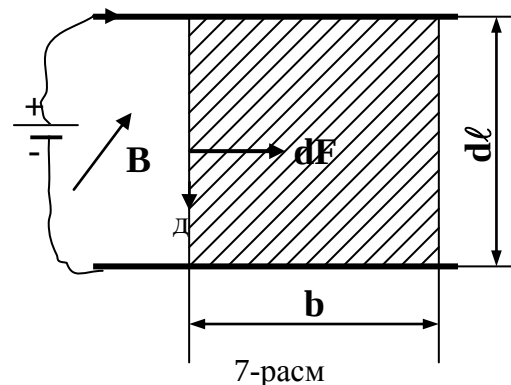
Магнит майдонни ҳаракатдаги зарядланган заррага таъсири. Лоренц кучи.

Режа.

1. Магнит майдонни зарядланган заррага таъсири. Лоренц кучи.
2. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати.
3. Холл эффекти.
4. Ампер ва Лоренц кучининг тадбиқи.

Таянч сўз ва иборалар: электр токи, магнит майдони, магнит моменти, айлантирувчи момент, магнит индукция, Лоренц кучи, заряд, циклотрон, МГД генератор, чап қўл қондаси, магнит оқим.

Магнит майдонни зарядланган заррага таъсири. Лоренц кучи. Юқорида магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир этувчи куч билан танишдик. Бу кучнинг вужудга келишини Лоренц қуйидагича тушунтирди: ўтказгичда ток ташишда қатнашиб тартибли ҳаракат қилаётган зарядларга магнит майдон таъсир этади. Лекин бу зарядлар ўтказгич сирти билан чегараланган ҳажм ичида ҳаракат қилаётганликлари учун уларга магнит майдон томонидан таъсир қилаётган кучларнинг йиғиндиси токли ўтказгичга таъсир



этувчи куч сифатида намоён бўлади. Шунинг учун Ампер қонунини ифодасидан фойдаланиб магнит майдонда ҳаракатланувчи зарядга таъсир этувчи кучни топиш мумкин. Бунинг учун ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг қиймати

$$I = jS = qn u S \quad (1)$$

эканлигидан фойдаланиб, ток кучи I нинг ўтказгич элементи dl га қўпайтмасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$I dl = qn u S dl = qn dV \quad (2)$$

(1) ва (2) ларда j -ток зичлиги, S -ўтказгичнинг кўндаланг кесими, n -ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги заряд-ташувчиларнинг сони, u -заряд ташувчининг тартибли ҳаракат тезлиги, q -унинг заряди, $dV = S dl$ ўтказгич элементининг ҳажми. Агар n dV ни, яъни ўтказгичнинг dV ҳажмидаги заряд ташувчиларнинг сонини dn деб белгиласак, (2) қуйидаги кўринишга келади:

$$I dl = qn dV \quad (3)$$

Буни Ампер кучи $dF = BI dl \sin \alpha$ га қўйсак $dF = B qn dV \sin \alpha$ буни вектор кўриниши

$$dF = [uB] qn dV \quad (4)$$

Мазкур ифода dn дона ҳаракатланувчи заряд ташувчига магнит майдон томондан таъсир этувчи кучни характерлайди. Шунинг учун бир дона заряд ташувчига таъсир этувчи куч (бу кучни, одатда, Лоренц кучи деб аталади):

$$F_1 = [uB] q \quad F_1 = Buq \sin \alpha \quad (5)$$

Лоренц кучининг йўналиши ҳам чап қўл қоидаси асосида топилади. Лекин бу йўналиш мусбат зарядли ($q > 0$) зарраларга магнит майдонда таъсир этувчи кучнинг йўналиши бўлади. Манфий зарядли ($q < 0$) заррага таъсир этувчи кучнинг йўналиши эса крама-қарши бўлади. Лоренц кучи зарранинг ҳаракат йўналишига перпендикулярдир. Шунинг учун Лоренц кучи таъсирида йўналиши ўзгаради холос.

Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати.

Бир жинсли магнит майдонга у тезлик билан кирган зарядли зарранинг ҳаракати қандай бўлади? Мазкур саволга жавоб бериш учун, (5) муносабатга асосланиб, қуйидаги ҳолларни муҳокама этайлик.

Зарядли зарранинг ҳаракати магнит майдон индукцияси чизиклари бўйлаб содир бўлаётган ҳолда у ва B векторлар орасидаги бурчак 0 ёки π га тенг. Зеро, (5) формулага асосан, $F_1 = 0$. Демак, мазкур ҳолда магнит майдон зарядли заррага тасир этмайди, зарра магнит майдонда тўғри чизикли текис ҳаракатини давом эттираверади.

Зарядли зарра B чизикларига перпендикуляр равишда магнит майдонга кирган ҳолда у ва B орасидаги бурчак $\pi/2$ ёки $3\pi/2$ га тенг. Шунинг ушун заррага тасир этадиган Лоренц кучининг йўналиши доимо тезликка перпендикуляр, модули ($F_1 = quB$) ўзгармайди. Бундай куч таъсирида зарра айлана бўйлаб ҳаракатланади. Айлана радиуси R ни

$$quB = m u^2 / R \quad (6)$$

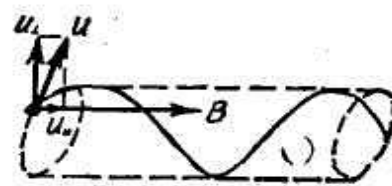
тенгликни ечиб топиш мумкин. $R = m u^2 / qB$

Бундаги m -зарранинг массаси, q -зарранинг заряди. Зарранинг бир марта тўлиқ айланиши учун кетган вақт

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u} \cdot \frac{m u}{qB} = \frac{2\pi}{(q/m) B} \quad (8)$$

Зарранинг айланиш даври деб аталади, у зарранинг солиштирма заряди (q/m) ва майдоннинг магнит индукциясига боғлиқ заряднинг тезлигига эса мутлақо боғлиқ эмас.

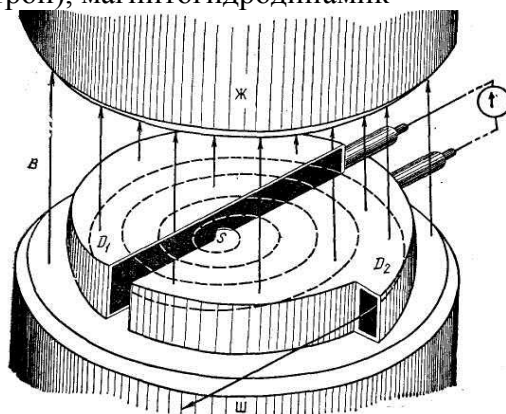
3. Зарра тезлиги магнит майдон йўналиши билан ихтиёрий α бурчак ташкил эцин (2-расм). Бу ҳолда тезлик вектори u ни икки ташкил этувчига- B бўйлаб ёналган u_{11} ва B га перпендикуляр равишда ёналган u_1 га ажратиш мумкин. Зеро, Зарядли зарра u_{11} туфайли магнит индукция чизиқлари бўйлаб тўғри чизиқли текис ҳаракатда,



2-rasm

u_1 туфайли эса майдонга перпендикуляр текисликда айлана бўйлаб текис ҳаракатда қатнашади. Бу икки ҳаракатнинг суперпозицияси (қўшилиши) зарра ҳаракатини тасвирлайди: ўқи магнит майдонга параллел бўлган винтсимон спирал чизиқ бўйича зарра ҳаракатланади.

Ҳаракатланаётган зарраларга магнит майдон кўрсатадиган таъсирдан циклик тезлатгичлар (цклотрон, цинхротрон, цинхрофазотрон), магнитогидродинамик генераторларда фойдаланилади. Циклотроннинг асосий қисми-кучли электромагнитдир (3-расм), бу электромагнитнинг кутблари орасида ясси цилиндрик вакуум камера жойлашган. Камера дуант деб аталадиган D-симон икки бўлак D_1 ва D_2 дан иборат. Дуантлар электродлар вазифасини ҳам ўтайди. Улар ўзгарувчан кучланишли юқори частотавий генераторнинг кутбларига уланган. Шунинг учун дуантлар навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий зарядланиб туради. Электр майдон



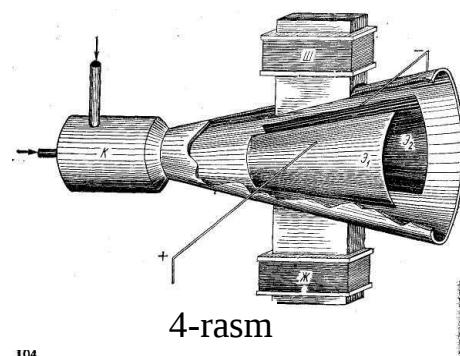
3-rasm

фақат дуантлар оралиғидаги тирқишдагина мавжуд бўлади. Тезлатилиши лозим бўлган зарядли зарралар камерага махсус қурилма (расмда C деб белгиланган) оралик киритилади.

Камерага киритилган мусбат зарядли зарра дарҳол манфий зарядланган дуант томон тортилади. Дуант ичида зарранинг ҳаракати йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдон заррани айланавий орбита бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади (чунки бу ерда заррага Лоренц кучи таъсир қилади). Зарра ярим айланани босиб ўтгач, яна дуантлар оралиғидаги тиришга етиб келади. Лекин ўтган вақт ичида электр майдон йўналишини ўзгартирган бўлади. Шунинг учун зарра иккинчи дуант томон тортилиб тезлашади. Иккинчи дуант ичида ярим айланани босиб ўтади ва яна тиришга етиб келади. Бу ерда учинчи марта тезлашади ва ҳақозо. Ҳар сафардан сўнг зарранинг тезлиги ва орбитасининг радиуси ортиб боради. Зарранинг траекторияси расмда кўрсатилган.

4-расмда магнитогидродинамик (МГД) генератори

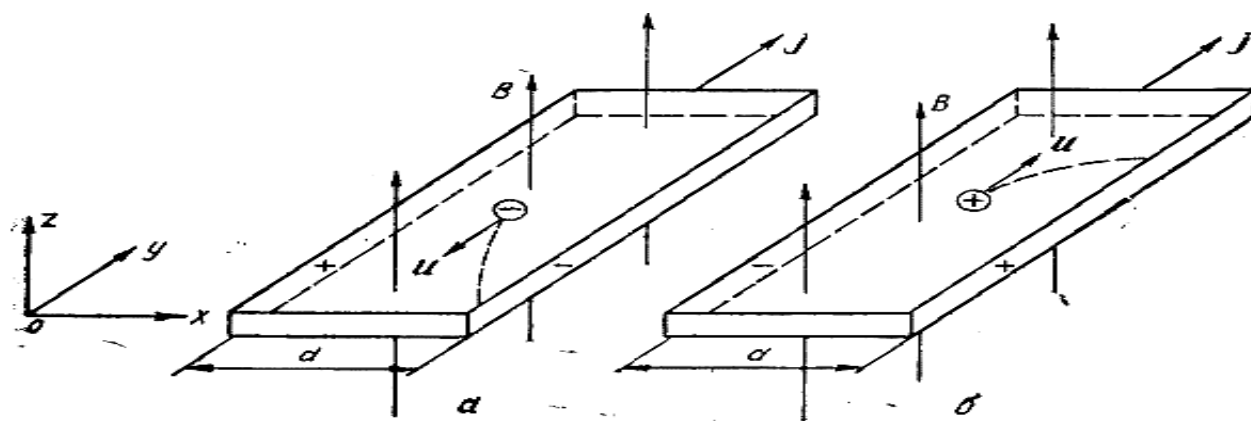
тасвирланган. Ёниш камераси (К) да юксак даражада ионлашаган газ-плазма электродлар (E_1 ва E_2) оралигида ҳаракатланиши борасида магнит майдонинг таъсирига учрайди ва ўз йўналишини ўзгартиради. Мусбат ионлар E_1 электродларга, манфий ионлар E_2 электродларга қурилиб уларни мос равишда зарядланишга сабабчи бўлади. Электродларга тшқи нагрузка (бирор R қаршилиқ) уланса, занжир бўйлаб электр ток оқа бошлайди.



104

Холл эффекти

1880 йилда Э. Холл томонидан аниқланган бу эффектнинг мохияти куйидагидан иборат. Метал ёки ярим ўтказгичдан ясалган пластинкани (5-расм) магнит майдонга шундай жойлаштирайликки, бунда магнит майдоннинг ёналиши OZ ўқига, пластинкадан ўтаётган токнинг йўналиши эса OY ўқига мос бўлсин. U ҳолда ток ҳосил қилаётган зарядларга Лоренц кучи тасир қилиб, уларни OX йўналишида оғдиради. Агар ток ташувчилар манфий зарядли зарралар бўлса, улар ж га тескари ёналишда ҳаракат қилганликлари учун пластинканинг ўнг



5 - rasm

қирраси томонига қараб оғади. Натижада ўнг қиррада ортиқча манфий заряд вужудга келади. Бу эса ўз навбатида пластинканинг чап қиррасида манфий заряд етишмаслигига, яни унда мусбат заряднинг вужудга келишига сабабчи бўлади. Агар ток ташувчилар мусбат зарядли зарралар бўлса улар электр ток ташишда қатнашиб j йўналиши бўйлаб ҳаракат қилишлари керак. Бу ҳаракат магнит майдонда содир бўлаётганлиги учун Лоренц кучи тасирида зарралар пластинканинг ўнг қирраси томон оғади. Натижада пластинканинг ўнг қирраси мусбат, чап қирралари орасида электр майдон (бу майдон кучланганлиги E_x бўлсин) вужудга келади. Бу электр майдонда зарядга тасир этувчи куч (qE_x). Лоренц кучига тескари ёналган. Шунинг учун бу кучлар миқдоран тенглашганда мувозанат вазияти вужудга келиб, зарядлар оғмасдан ток ташиш вазифасини бажараверади. Мувозанат вазиятида пластинанинг ўнг ва чап қирралари орасида вужудга келган потенциаллар фарқи ($\Delta\phi_x$) ни Холл потенциаллар фарқи деб аташ одат тусига кирган.

Холл потенциаллар фарқини топиш учун индукцияси B бўлган магнит майдонда у тезлик билан ҳаракат қилаётган қ зарядга тасир этувчи Лоренц кучи ва q зарядга кучланганлиги E_x бўлган электр майдони томонидан тасир этувчи кучлар модуллари тенглаштирамиз, яни

$$quB=qE_x$$

бундан $E_x=uB$
эканлигини топамиз.

Потенциаллар фарқи вужудга келган пластина қирралари орасидаги масофани d деб белгиласак, $\Delta\varphi_x = E_x d = uBd$ (9)
бўлади. Бундаги u ўрнига ток зичлиги ифодаси ($j=qnu$) дан топиладиган

$$u = \frac{j}{qn} \text{ қийматни қўйиб } \Delta\varphi = \frac{1}{qn} jBd = RjBd \quad (10)$$

муносабатни ҳосил қиламиз. Бу ифодадаги $R = \frac{1}{qn}$ Холл доимийси деб аталади. Холл доимийси пластинка материалига боғлиқ. У баъзи моддалар учун мусбат, баъзилари учун эса манфий қийматга эга бўлади.

Назорат саволлари.

- 1.Магнит майдонни зарядланган заррага таъсири. Лоренц кучи.
- 2.Циклик тезлатгичлар.Магнитогидродинамик генератор

4-Маъруза

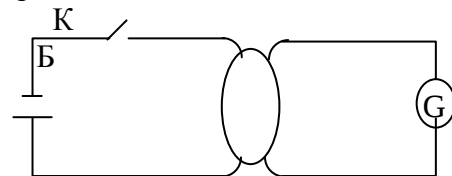
ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ.

Режа

1. Электромагнит индукция ҳодисаси.
2. Электромагнит индукцияни асосий қонуни.
3. Ўзиндукция ҳодисаси. Индуктивлик. Ўзароиндукция ҳодисаси.
4. Магнит майдон энергияси.
5. Магнитоэлектрик индукция ҳодисаси. Силжиш токи.

Таянч сўз ва иборалар: Берк контур, магнит оқими, Ленц қоидаси, индуксион ток, электр юритувчи куч, индуктивлик, ўзиндукция, электр майдон, магнит майдон, индукция, силжиш токи, электр майдон кучланганлик вектори, магнит майдон кучланганлик вектори.

Электромагнит индукция ҳодисаси. Эрстед томонидан электр токи магнит майдонни вужудга келтиришини аниқланганидан сўнг, кўпчилик олимлар «тескари» эффектни, яъни магнит майдони электр токини вужудга келтирмасмикан, деган саволга жавоб қидира бошладилар. Бу саволга инглиз физиги Майкл Фарадей 1831 йилда жавоб топди. Бир-биридан изоляцияланган икки ўрам сим олинган. Биринчи ўрамни калит К оқрали ўзгармас ток манбаи Б га уланади. Иккинчи ўрамнинг учлари эса гальванометрга уланади. Биринчи ўрамдан ўтаётган ток кучи ўзгарганда иккинчи ўрамда эса қисқа муддатли электр токи қайд қилинган. Фарадей бу токни индуксион ток деб атади.



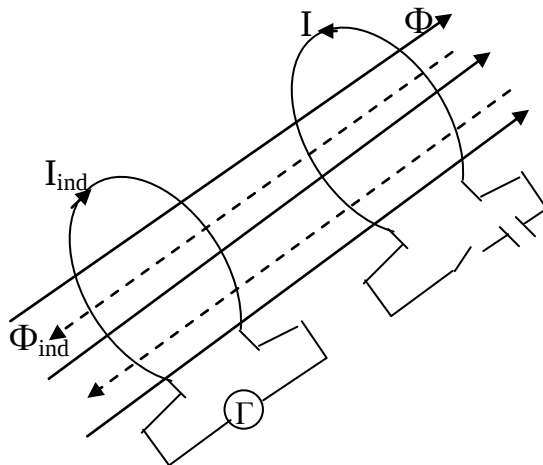
Электромагнит индукция деб аталган бу ҳодиса, биринчи марта шу усулда кузатишга эришди. Кейинчалик, Фарадей электромагнит индукция ҳодисасини турли вариантлардаги тажрибаларда ҳам амалга оширди.

Фарадей ўз тажрибалари асосида қуйидаги хулосага келди:
Берк контур билан чегараланган юзани кесиб ўқувчи магнит оқимнинг ўзгариши

натижасида контурда индуксион ток вужудга келади. Бу токнинг қиймати оқим F нинг ўзгариш тезлиги dF/dt га боғлиқ.

Индуксион ток йўналишининг магнит оқимини ўзгаришига боғликлигини рус физиги Ленц текширди ва қуйидаги қондани аниқлади:

Индуксион ток шундай йўналган бўладики, унинг хусусий магнит оқими бу токни вужудга келтираётган (индукцияловчи) магнит оқимининг ўзгаришига тўсқинлик қилади. Демак биринчи ўрамни манбага улаш жараёнида ток кучи 0 дан I гача ўзгаради. У ҳолда оқим ҳам 0 дан F гача ўзгаради, демак магнит оқимнинг орттирмаси dF мусбат қийматга эга бўлганлиги учун, одатда dF/dt ни йўналиши билан бир хил деб қаралади. Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индуксион ток I_{ind}^1 нинг йўналиши шундай бўлар эканки, бу ток туфайли вужудга келаётган магнит оқими F га қарши йўналган бўлади.

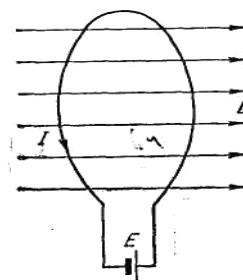


Электромагнит индукцияни асосий қонуни. Занжирда электр токи мавжуд бўлиши учун Э.Ю.К. бўлиши керак. Шунинг учун индуксион токнинг пайдо бўлиши контурда маълум индукция электр юритувчи куч пайдо бўлишини кўрсатади. Фарадей тажрибалари натижаларини анализ қилиб, инглиз физиги Жеймс Максвелл ёпиқ контурда пайдо бўлаётган индукция электр юритувчи кучи контур орқали ўтаётган магнит индукцияси оқимининг ўзгариш тезлигига тенг деган хулосага келди, яъни

$$\mathcal{E}_{ind} = - \frac{dF}{dt} \quad (1)$$

$\mathcal{E}_{ind}$ ва $\frac{dF}{dt}$ нинг йўналишлари чап винт қондаси асосида аниқланади.

Бу Фарадей-Максвелл қонуни бўлиб, электромагнит индукциянинг асосий қонунини математик ифодасидир. Бу ифода Фарадей ва Ленц қонунларини бирлаштиради. Немис физиги Г.Гелмголдс электромагнит индукциянинг асосий қонуни Бу Фарадей-Максвелл қонуни бўлиб, электромагнит индукциянинг асосий қонунини математик ифодасидир. Бу ифода



Бу Фарадей-Максвелл қонуни бўлиб, электромагнит индукциянинг асосий қонунининг математик ифодасидир. Бу ифода Фарадей ва Ленц қонунларини бирлаштиради. Немис физиги Г.Гелмголдс электромагнит индукциянинг асосий қонуни энергияни сақланиш қонунининг натижасидир деб қаради. Магнит майдонда жойлашган ихтиёрий шаклдаги контур электр юритувчи кучи e бўлган манбага уланган бўлсин. Бу манбаининг дт вақт ичида бажарган иши

$$dA = eIdt \quad (2)$$

чунки $P = A/t$ $p = Iu$, $p = Ie$ бўлади.

Бу ишнинг бир қисми электр қаршилиги R бўлган контурдан Жоул иссиқлик Q сифатида ажралиб чиқади.

$$dA_1 = Q = I^2 R dt \quad (3)$$

қолган қисми эса магнит майдонидаги токли контуррни бир вазиятдан иккинчи вазиятга кўчириш учун бўлади.

$$\text{Бунда бажарилган иш} \quad dA_2 = IdF \quad (4)$$

Энергияни сақланиш қонунига асосан

$$dA = dA_1 + dA_2 \quad (5)$$

$$\text{ёки} \quad Iedt = I^2 R dt + IdF \quad (6)$$

$$\text{бундан} \quad \varepsilon = IR + \frac{d\Phi}{dt} \quad (7)$$

$$\text{ёки} \quad I = \varepsilon + \frac{\left(- \frac{d\Phi}{dt} \right)}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_{ind}}{R} \quad (8)$$

$$\text{бу ерда} \quad \varepsilon_{ind} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (9)$$

Демак, магнит майдонда токли контур вазиятининг ўзгариши бу контур билан чегараланган юза орқали ўтувчи магнит оқимининг ўзгаришига сабабчи бўлаётган бўлса, контурда қўшимча электр юритувчи куч пайдо бўлади. Бу индукция электр юритувчи кучдир.

СИ тизимида.

$$\varepsilon_{ind} = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{Vb}{s} = \frac{1l \cdot m^2}{s} = \frac{N \cdot m}{Am^2} \cdot \frac{m^2}{s} = \frac{N \cdot m}{A \cdot s} = \frac{J}{A \cdot s} = \frac{AVs}{As} = V;$$

$$1l = \frac{N \cdot m}{A \cdot m^2}; \quad Q = IUt; \quad 1J = AVs$$

Демак контур юзи орқали ўтувчи магнит оқими 1 Vb/c тезлик билан ўзгарса, контурда вужудга келаётган мандуксия электр юритувчи кучи 1 В га тенг бўлади.

Ўзиндукция ҳодисаси. Исталган контурдан оқаётган электр токи И шу контурни кесиб ўтувчи магнит оқими Фни вужудга келтиради. Агар I ўзгарса Ф ҳам ўзгаради, демак контурда э.ю.к. индукцияланади. Бу ҳодисани ўзиндукция ҳодисаси дейилади.

Контурда ўтаётган ток туфайли вужудга келаётган магнит оқими ток кучига пропорционал, яъни $\Phi = LI$ (1)

Бу ерда L-контурнинг индуктивлиги, у контурнинг шакли ва ўлчамлари, ҳамда мухитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ катталиқ.

СИ тизимида индуктивлик бирлиги

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{Vb}{A} = 1 \text{ Genri}$$

1 Генри-ток кучи 1А бўлганда 1 VB га тенг магнит оқим ҳосил бўладиган контурнинг индуктивлигидир. Контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлган ҳол учун

$$\varepsilon_{ind} = \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

Демак, ўзиндукция э.ю.к. токнинг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлиб, индуктивлиги 1 Генри бўлган контурдан ўтаётган ток кучи 1 сек. да 1 Амперга ўзгарса, контурда 1 Вольт ўзиндукция э.ю.к. вужудга келади.

Ўзаро индукция. Бир-биридан унчалик узоқ жойлашмаган икки контурнинг ўзаро индукцияси деганда контурлардан бири орқали ўтаётган ток кучининг ўзгариши натижасида иккинчи контурда индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши тушунилади.

Биринчи контурда оқётган ток кучининг dI га ўзгарувчи иккинчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқими $dF_{21}=L_{21}dI_1$ (3) га ўзгаради. Бу эса ўз навбатида иккинчи контурда

$$\varepsilon_{инд} = - \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

индукция электр юритувчи кучни

вужудга келтиради.

Худди шунингдек, иккинчи контурдан оқётган ток кучини dI_2 га ўзгариши туфайли биринчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқими $dF_{12}=L_{12}dI_2$

га ўзгаради. Натижада биринчи контурда $\varepsilon_{инд} = - \frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}$ индукция электр юритувчи кучи вужудга келади.

Бу ифодалардаги L_{12} ва L_{21} лар контурларнинг ўзаро индуктивлиги деб аталади. Тажрибаларда ҳам, назарий йўл билан ҳам $L_{12}=L_{21}$ эканлиги исбот қилинган.

Магнит майдон энергияси. Қаршилиги R , индуктивлиги L бўлган соленоид Э.ю.к э бўлган ток манбаидан иборат занжирни кўриб чиқайлик. Аввал соленоид L ни батарея э га улаймиз. Занжирда I ток ҳосил бўлиб, соленоид атрофида магнит майдони ҳосил бўлади. Агар соленоидни батареядан узиб уни R қаршилиikka уласак, ҳосил бўлган занжирда бир қанча вақт давомида камайиб борувчи ток ўтиб туради. Бу токни dt вақтда бажарган иши

$$dA = \varepsilon Idt = - \frac{d\Phi}{dt} Idt = -Id\Phi$$

бунда $d\Phi=LdI$
у ҳолда $dA=-LIdI$ (1)

Занжирда магнит майдони йўқолаётган вақт давомида

$$\text{бажарилган иш } A = - \int_I^0 LIdI = \frac{LI^2}{2} \quad (2)$$

Бу иш бажарилганда соленоид билан боғлиқ бўлган магнит майдон йўолади. Демак магнит майдон энергияси

$$W_M = \frac{LI^2}{2} \quad (3)$$

ифода билан аниқланиш лозим. Маълумки солиноиднинг индуктивлиги $L=m_0mn^2V$,

солиноид ўзагидаги магнит майдон кучланганлиги $H=In$, бундан L ва I ларни бу

ифодаларини ҳисобга олиб (3) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин.

$$W_M = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu n^2 V}{2} \cdot \frac{H^2}{n^2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V \quad (4)$$

Бирлик хажмга мос келувчи магнит майдон энергияси, яъни магнит майдон энергиясининг зичлиги

$$\omega_M = \frac{W_M}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \quad (5)$$

Магнит майдон индукцияси кучланганлиги орасидаги боғланиш $B=m_0mH$ дан фойдаланиб (4) ифодани қуйидагичи ёзиш мумкин.

$$\omega_M = \frac{BH}{2} \quad \text{ёки} \quad \omega_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$$

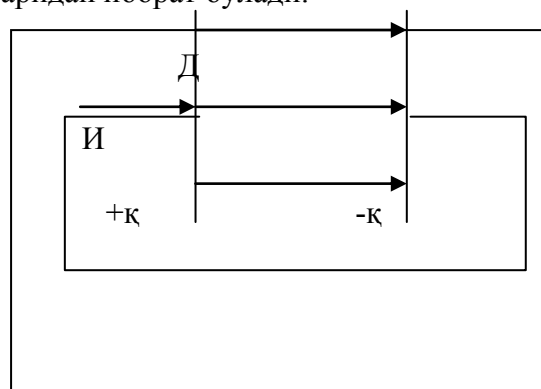
Магнитоэлектрик индукция ҳодисаси. Силжиш токи. Магнитоэлектрик индукция электромагнит индукцияга тескари бўлган ҳодисадир моҳияти қуйидагича. Фазонинг бирор соҳасидаги электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши туфайли фазонинг шу соҳасида

индуксион магнит майдон ўзгаришини характерловчи векторнинг йўналиши билан

ўнг винт қондаси асосида боғлангандир. Электр майдоннинг ва бу ўзгариш туфайли вужудга келаётган магнит майдон орасидаги миқдорий боғланишини топиш учун Максвелл силжиш токи деб аталадиган тушунчани киритди (1863). Бу тушунча билан танишиш мақсадида конденсаторли занжирдан квазистационар ўзгарувчан ток оққанда содир бўлувчи жараёнларни кўрайлик. Электр токи конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи ўтказгичлар орқали ўтади, лекин пластинкалар орқалигидаги диэлектрикдан ўтмайди. Натижада ўзгарувчан токнинг занжир бўйлаб оқиши конденсаторнинг зарядланишлари ва разрядланишларидан иборат бўлади.

Демак ўтказувчанлик токи (занжирнинг ўтказгичдан иборат қисмидан ўтаётган ток) нинг чизиқлари конденсатор пластинкаларининг бири-бирига қараган сиртларидан узилиб қолади.

Максвелл бу фикрга қарама-қарши бўлган сояни илгари сурди. Унинг фикрича, ҳар қандай ўзгарувчан ток занжирлари ҳам берк бўлади. Фақат занжирнинг ўтказгич бўлмаган қисимларида (конденсатор пластинкалари орқалицида) «силжиш токи» деб аталадиган ток «оқади». Занжирдан ўтаётган токнинг оний қиймати I бўлсин. Шу моментда конденсатор пластинкаларидаги



зарядлар q , уларнинг сирт зичлиги бўлсин,

у ҳолда конденсатор пластинкаси ичидаги ўтказувчанлик токи:

$$j_{\text{умк}} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{dt} \frac{I}{S} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (1)$$

Иккинчи томондан пластинкалар оралигидаги электр майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2)$$

Майдонни электр индукцияси эса $D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \sigma \quad (3)$

Бундан

$$\frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}$$

(1)га асосан ўнг томон ток зичлиги. Демак $\frac{dD}{dt}$ катталиқ, Максвелл гипотезасига асосан силжиш токнинг зичлигидир.

$$j_{silj} = \frac{dD}{dt} \quad (4)$$

Шундай қилиб, ўзгарувчан ток занжирида ўтказгичлардаги ўтказувчанлик токининг чизиклари конденсатор пластинкалари орқалигидаги силжиши токнинг чизикларига уланиб кетади. Силжиш токи ҳам, худди ўтказувчанлик токига ўхшаш, фазода уюрмавий магнит майдонни вужудга келтиради. Шу тариқа, силжиш токи тушунчасини киритиш билан магнитоэлектрик индукция ҳодисасини тушунтиришга эришилди.

Назорат саволлари

1. Электромагнит индукция ҳодисасини тушунтиринг.
2. Индуксион ток ва унинг йўналиши.
3. Индукция электр юритувчи куч. Фарадей қонуни.
4. Ўзиндукция ҳодисаси.
5. Магнит оқими ва контурдаги ток кучи орасидаги боғланиш. Индуктивлик.
6. Ўзиндукция электр юритувчи кучи.
7. Магнит майдон энергияси.
8. Магнит майдон энергиясининг зичлиги.
9. Максвелл назарияси асослари.
10. Силжиш токи нима?

5-Маъруза

ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР

Режа:

1. Электромагнит майдонни вужудга келиши
2. Электромагнит майдон учун Максвелл тенгламалари.
3. Электромагнит тебранишлар. Тебраниш контури.
4. Сўнувчи электромагнит тебранишлар.
5. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс.

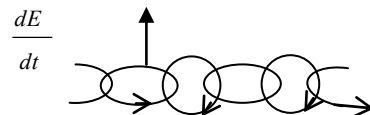
Таянч сўз ва иборалар: тебраниш контури, конденсатор, соленоид, магнит майдон энергияси, ўзгарувчан ток, сўнувчан тебраниш.

Электромагнит майдонни вужудга келиши. Максвелл силжиш токи тушунчасини қўллаб XIX аср охирларида электромагнит майдон назариясини яратди. Бу назария икки постулатга асосланади.

1. Ўзгарувчан магнит майдон туфайли уюрмавий электр майдон вужудга келади (электромагнит индукция ҳодисаси).

2. Ўзгарувчан электр майдон туфайли уюрмавий магнит майдон вужудга келади (магнито-электрик индукция ҳодисаси).

Конденсатор пластинкалари орасида ўзгарувчан электр майдон вужудга келтирайлик, юқоридаги постулатларга асосан, бирламчи электр майдон кучайиб бораётган вақтда ўзгарувчан электр майдон кучланганлик чизиклари консентрик ўраб қолади. Вужудга келган ўзгарувчан магнит майдон ўз навбатида уюрмавий электр майдонни вужудга



келтиради. Демак электр майдон магнит майдонни, магнит майдон эса электр майдонни вужудга келтиради ва ҳаказо. Шу тариқа фазода бир-бирини вужудга келтирувчи электр ва магнит майдонлар кетма-кет содир бўлаверади. Бу майдонлар ўзаро бир-бири билан узвий боғланганлиги учун умумий майдонни электромагнит майдон деб аталади. Табиатда «соф» электр майдон ёки «соф» магнит майдон содир бўлмайди. Чунки агар бир санок тизимидаги кузатувчи қўзсалмас электр заряд туфайли вужудга келаётган электр

майдонни қайд қилса, бу тизимга нисбатан ҳаракатда бўлган иккинчи санок тизимидаги кузатувчи учун заряд ҳаракатланаётган бўлади.

Демак «соф» майдон тушунчаси нисбий характерга эга. Бирор санок тизимидаги «соф» электр майдон ёки соф магнит майдон бошқа санок тизимида электр ва магнит майдонлар йиғиндиси, яъни электр магнит майдон тарзида намоён бўлади.

Электромагнит майдон учун Максвелл тенгламалари. Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси асосини унинг номи билан аталадиган тўртта тенглама ташкил этади.

1). қўзғалмас заряд қ ўз атрофидаги фазода электр майдон вужудга келтиради. Бу майдон потенциал майдондир. Маълумки потенциал кучларнинг ёпиқ йўлда бажарган иши нолга тенг. Шунинг учун бу майдон кучланганлик вектори E_q нинг ихтиёрий берк контур бўйича сипкуляцияси нолга тенг

$$\oint_e E_{qe} dl = 0 \quad (5)$$

Электр майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон мавжуд

бўлган барча нуқталарида ҳам вужудга келади. Бу майдон уярмавий электр майдондир. Уярмавий электр майдон кучланганлиги E_v нинг чизиқлари доимо берк.

E Векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли бўлиб қуйидагига тенг

$$\oint_e E_{Bl} dl = - \int_s \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) dS \quad (6)$$

Шунинг учун натижавий электр майдон кучланганлигини $E = E_q + E_v$ деб белгилаб (5) ва (6) тенгламаларни қўшсак

$$\oint_e E_e dl = \oint_e E_{ql} dl + \oint_e E_{Bl} dl = - \int_s \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) dS \quad (7)$$

Бу ифодани чап томондаги интеграл ихтиёрий берк контур бўйича, ўнг томондаги интеграл эса шу контурга тиралган ихтиёрий сирт бўйича олинади. (7) ифода Максвеллнинг биринчи тенгламаси бўлиб электр майдонининг фақат электр зарядларигина эмас балки вақт бўйича ўзгарувчи магнит майдони ҳам ҳосил қилишни кўрсатади.

2). Маълумкин магнит майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макроскопик тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг, яъни

$$\oint_e H_e dl = \sum I = \int_s j dS \quad (8)$$

Маълумки умумий ҳолда магнит майдон ўтказувчанлик токи ва силжиш токи туфайли вужудга келган магнит майдонларнинг йиғиндисидан иборат, яъни

$$j_{\text{ўли}} = j_{\text{ўтк}} + I_{\text{синл}} \quad (9) I_{\text{синл}} = \frac{\partial D}{\partial t}$$

у ҳолда (4) ифодага асосан

$$\oint_e H_e dl = \int_s \left(I_{\text{ўтк}} + \frac{\partial D}{\partial t} \right) dS \quad (10)$$

Бу ифода магнит майдонини фақат ўтказувчанлик токи эмас, балки ўзгарувчан электр майдони ҳам ҳосил қилишни кўрсатади.

3). Электр индукция вектори D нинг ихтиёрий берк сирт орқали оқим шу сирт ичидаги барча эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг

$$\oint_S D_n dS = \sum q \quad (11)$$

Берк сирт ичида узлуксиз равишда жойлашган зарядларнинг хажмий зичлигини ρ бўлса, у ҳолда (11) ни қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\oint_S D_n dS = \int_V \rho dV \quad (12)$$

Бу Максвеллнинг учунчи тенгламаси.

4). Магнит майдон қандай усул билан вужудга келтирилганлигидан қатъий назар магнит индукция чизиқлари доимо берк бўлади.

$$\oint B_n dS = 0 \quad (13)$$

Бу ифода B вектор учун Гаусс теоремаси бўлиб (13) ифода Максвеллнинг тўртинчи тенгламаси деб юритилади.

Максвелл тенгламаларида қатнашаётган катталиклар орасида қуйидаги муносабатлар ўринли

$$D = \epsilon_0 \epsilon E \quad B = \mu_0 \mu H \quad J_{\text{тк}} = cE$$

Максвелл тенгламалари Нютон қонунлари, термодинамика бош қонунлари каби катта аҳамиятга эгадир.

Электромагнит тебранишлар. Тебраниш контури. Электромагнит тебранишларни кузатиш учун электр тебраниш контуридан фойдалинилади. Бунда электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига ва аксинча магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиши имконига эга бўлади. Электр майдонни сиғими C бўлган конденсатор қопламалари орасида, магнит майдонни эса индуктивлиги L бўлган соленоид ёрдамида вужудга келтирилади.

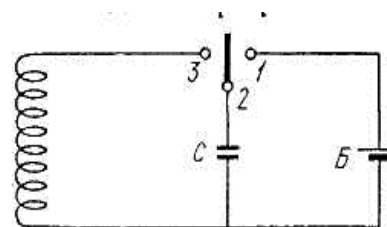
Конденсаторни ток манбаига қуласак қопламалар орасида энергияси $W = \frac{q^2}{2C}$ га тенг

бўлган электр майдони ҳосил бўлади.

Конденсаторни ток манбаидан узиб, L ғалтакка уласак конденсатор разрядлана боради, ғалтак атрофида эса магнит майдони вужудга келади. Магнит майдон энергияси

$$W = \frac{1}{2} LI^2$$

Бу жараён давомида конденсатор қопламаларидаги қ заряд, конденсаторидаги U кучланиш ва ғалтак ўтувчи I ток кучи даврий ўзгариб туради, яъни тебранади. Тебранишда электр ва магнит майдони энергиялари ўзаро алмашилиб туради. Бундай тебраниш электромагнит тебраниш дейилади. Электромагнит тебраниш вақтида контурда ташқи



1-rasm

кучланиш бўлмайди. Шунинг учун конденсатордаги $U_c = \frac{q}{C}$ ва

ғалтакдаги $U_L = L \frac{dI}{dt}$ кучланишлар йиғиндиси нолга тенг

$$U_L + U_C = 0$$

$$I = \frac{dq}{dt}$$

$$L \frac{dI}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d^2 q}{dt^2}$$

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC};$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

ω_0 -хусусий тебраниш частотаси, у ҳолда $\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0$ бу эркин электр майдон тебранишини дифференциал тенгламаси. Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

Демак конденсатор копламаларидаги заряд микдори гармоник қонун бўйича ўзгаради. Конденсатордаги кучланиш

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

бўлиб, конденсатор копламаларидаги заряд микдорига монанд равишда ўзгаради. Занжирдаги ток кучи ҳам гармоник қонун бўйича ўзгаради.

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2})$$

Демак, ток кучи заряд ва кучланишдан фаза бўйича $\frac{\pi}{2}$ га фарқ қилади. Контурни

тебраниш даври $T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}$ бўлиб бу Томсон формуласи дейилади.

Сўнувчи электромагнит тебранишлар. Ҳар қандай реал тебраниш контури актив қаршиликка эга бўлади. Шунинг учун конденсаторнинг разрядланиш жараёнида электр майдон энергиясининг фақат бир қисми магнит майдон энергиясига айланади, худди шунингдек, конденсаторни қайта зарядланишда магнит майдон энергиясининг бир қисми электр майдон энергиясига айланади, қолган қисмлари эса актив қаршиликда Жоул иссиқлик сифатида ажралиб чиқади. Демак, реал контурдаги эркин тебранишлар сўнувчи бўлади. Сўнувчи тебранишнинг дифференциал тенгламасини ҳосил қилиш учун

конденсатордаги кучланиш тушиши $U_c = \frac{q}{C}$ ғалтакдаги кучланиш $U_L = L \frac{d^2 q}{dt^2}$ ва актив

қаршиликдаги кучланиш $U_R = IR = R \frac{dq}{dt}$ нинг йиғиндисини нолга тенглаштириш керак,

яъни

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0 \quad \text{ёки} \quad \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0$$

$$\frac{R}{L} = 2\beta;$$

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2$$

белгиласак

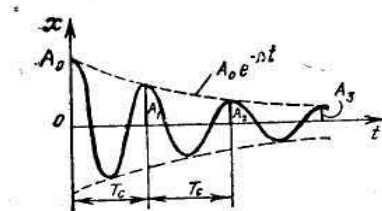
$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0$$

Бу сўнувчи тебранишни дифференциал тенгламаси бўлиб, унинг ечими

$$q = q_m \cdot e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi)$$

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Бўлиб, бу сўнувчи тебраниш частотаси сўнувчи электромагнит тебранишларнинг сўнаш даражаси, сўнишнинг логарифмик декременти



$$\delta = \left| \ln \frac{q(t)}{q(t + T_c)} \right| = \beta T_c = \frac{R}{2L} T_c$$

билан характерланади. $T_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$ - сўнувчи тебраниш даври.

УЗГАРУВЧАН ТОК Квазистационар тоқлар

Ом конуни (35.2) ҳамда ундан келиб чиқадиган Кирхгофнинг (36.1) ва (36.2) конунлари узгармас ток учун аниқланган эди. Лекин улар узғариш тезлиги жуда тез булмаган узгарувчан ток ва кучланишнинг оний қиймати учун туғрилигича қолади. Электромагнит ғалаёнлар занжир бўйлаб ёруғлик тезлиги c га тенг булган улкан тезликда тарқалади. Агар ғалаёнланишни занжирнинг энг узок, нуқтасига узатиш учун зарур булган $x = l$ вақт ичида ток кучи жуда кам узгарса, у ҳолда ток кучининг оний қиймати занжирнинг бутун кесими бўйлаб амалда бирдай бўлади. Шундай шартларга бўйсунадиган тоқлар квазистационар тоқлар дейилади. Даврий узғарадиган тоқлар учун квазистационарлик шarti қуйидагича ёзилади:

$$\tau = \frac{l}{c} \ll T,$$

бу ерда T - узғариш даври.

Занжир улчами тахминан 3 м булганда $T = 10^{-8}$ сек булади. Шундай қилиб, тебраниш даври $T \approx 10^{-6}$ сек (бу 10^6 ғц частотага мос келади) булгунга қадар бундай занжирдаги токни квазистационар ток дейиш мумкин. Саноат частотасидаги ($\nu = 50$ ғц) ток $\sim 100 \text{ км}$ узунликдаги занжир учун квазистационардир.

Квазистационар тоқларнинг оний қийматлари Ом конунига бўйсунди. Бинобарин, бу тоқлар учун Кирхгоф қоидалари ҳам уринлидир.

Индуктивлик ва сигимга эга булмаган R қаршиликнинг (бундай қаршиликни, одатда актив қаршилик дейилади) икки учига

$$U = U_m \cos \omega t \quad (1.1)$$

1) Хар қандэй утқазгич (масалан, симинг туТри қизиқли кесмаси) бирор сигим ва индуктивликка эга. Шунинг учун „тоза“ актив қаршилик R , индуктивлик L ва сиким C абстракт ҳисобланади.

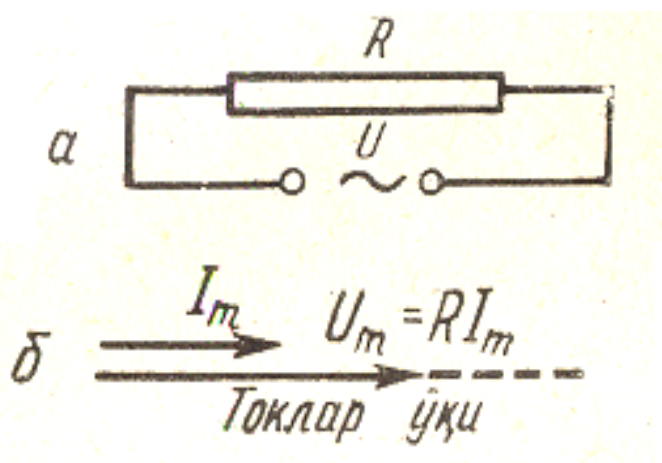
Қонун бўйича узгарувчи кучланиш берилган булсин, бунда U_m - кучланишнинг амплитуда қиймати. Квазистационарлик шarti бажарилганда қаршиликдан утаётган ток Ом конуни бўйича топилади:

$$i = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t. \quad (1.2)$$

Шундай қилиб, ток кучи ва кучланишнинг амплитуда қий-матлари орасида қуйидагича муносабат мавжуд:

$$I_m = \frac{U_m}{R}. \quad (1.3)$$

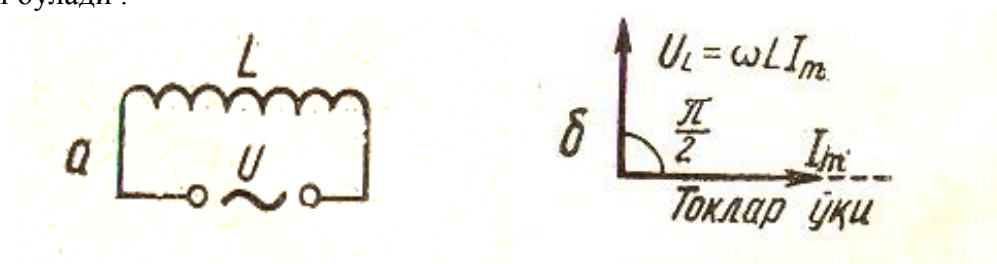
Агар узгарувчан ток ва кучланишни векторлар ёрдамида тасвирласак (худди гармоник тебранишларда килингани каби) улар орасидаги муносабат янада яққолроқ куринади. Ихтиёрий йуналиш танлаймиз ва бу йуналишни токлар деб атаймиз (1 – б расм) - Шу йуналиш буйича I_m узунликдаги $\vec{I}$ ток векторини жойлаштирамиз. Каралаётган ҳолда ток ва кучланиш синфаз узгаргани сабабли кучланиш вектори ҳам токлар уқи йуналишида бўлади; унинг узунлиги RI_m га тенг бўлади. Ток ёки кучланиш векторларининг йигиндиси ушбу занжирнинг вектор диаграммасини ташкил қилади.



(1-расм)

Индуктив галтақдан ўтувчи ўзгарувчан ток

Каршилиги ва сигими ҳисобга олмайдиган даражада кичик бўлган L индуктивликнинг (масалан, галтақнинг) учларига узгарувчан (1.1) кучланиш берайлик (1-а расм). Индуктивликдан узгарувчан ток ута бошлайди, натижада галтақда узиндукция э. ю. к. ҳосил бўлади.



(2-расм)

$$\varepsilon_s = -L \frac{di}{dt}$$

(L индуктивлик i токка бомик эмас деб фараз қиламиз). Ом қонуни тенгламаси қуйидагича ёзилади ($R = 0$, потенциаллар фарқи U га тенг, $E_{12} = E_s$):

$$U_m \cos \omega t - L \frac{di}{dt} = 0,$$

бундан

$$L \frac{di}{dt} = U_m \cos \omega t. \quad (1)$$

Каралаётган ҳолда ташки кучланишнинг ҳаммаси L индуктивликка куйилган. Демак,

$$U_L = L \frac{di}{dt} \quad (2)$$

катталиқ индуктивликдаги кучланиш тушишидир.

Тенгламани $di = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt$ кўринишида ёзамиз. Буни интегралласак,

$$i = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t + \text{Const} \quad \text{га эга буламиз.}$$

Равшанки, токнинг узгармас ташкил этувчиси йук; шунинг учун $\text{const} = 0$. Шундай қилиб,

$$i = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = I_m \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (3)$$

бунда

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L}. \quad (4)$$

(3) ва (4) муносабатларни солиштириб, ушбу ҳолда қаршилик ролини

$$X_L = \omega L \quad (5)$$

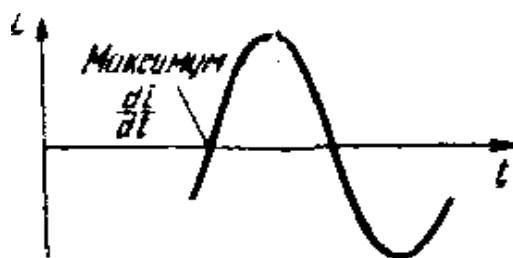
катталиқ уташлигини курамиз, бу катталиқни реактив индуктив қаршилик ёки қисқача индуктив қаршилик деб аталади. Агар L ни генри ҳисобида, ω ни эса сек^{-1} ҳисобида олсак, X_L катталиқ ом ҳисобида ифодаланади.

(5) дан ω частота ортиши билан индуктив қаршиликнинг ҳам ортиши куришиб турибди. Узгармас токка ($\omega = 0$) индуктивлик қаршилик курсатмайди. (1) даги U_m ни U_L билан алмаштириб, индуктивликдаги кучланиш тушиши учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$U_L = \omega L I_m \cos \omega t. \quad (6)$$

(3) ва (6) ифодаларни узаро таққослаб, индуктивликда кучланиш тушиши, шу индуктивликдан оқётган токдан фаза бўйича $\pi/2$ га олдин кетар

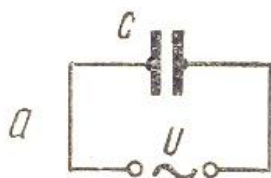
Максимум экан деган хулосага келамиз.



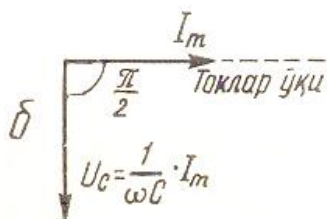
(3-расм)

Агар тоқлар уқини 1-расмда курсатилганидек горизонтал йуналишда жойлаштирсак, у ҳолда 2-б расмда тасвирланган вектор диаграмма ҳосил булади. Агар косинуснинг косиласи косинус нолга

тенг булган пайтда энг каттг. қийматга



зга булишини эътиборга олсак, индуктивликда ток ва кучланиш орасидаги фаза буйича силжишни тушуниш осон. Бунда косила косинуснинг узига Караганда $1/4$ давр илгари максимумга эришади (3-расм).



Сигимдан утувчи узгарувчан ток

С сигимга (1) кучланиш берилган булсин (4-а расм) Занжирнинг индуктивлигини ва ток келтирувчи симларнинг каршилигини кисобга олмаймиз. Сигим узлуксиз кайта зарядланиб турзди, натижада занжирдан узгарувчан ток утади.

Ток келтирувчи симларнинг каршилиги жуда кичик булгани учун конденсатордаги U_c

$$= \frac{q}{C} \text{ кучланишни ташки кучланиш } U \text{ га тенг деб кисоблаш мумкин: } U_c$$

$$= \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t. \quad (7)$$

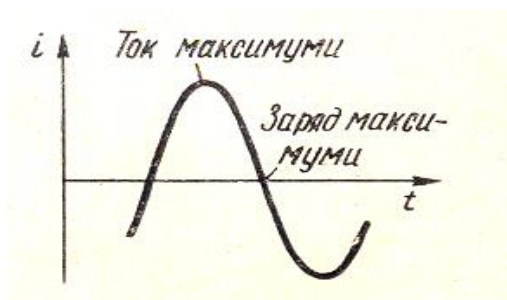
q дан t буйича олинган хосила занжирдаги t токни беради. (7) ифодани C га купайтириб,

(4 расм)

t буйича дифференциаллаймиз ва q ни i га алмаштирамиз:

$$i = -CU_m \sin \omega t = I_m \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (8)$$

бунда



(5 расм)

$$I_m = \omega C U_m = \left(\frac{U_m}{\omega C} \right). \quad (9)$$

Хосил булган ифодадаги

$$X_c = \frac{1}{\omega C} \quad (10)$$

катталиқ реактив сигим каршилиқ ёки кискача сигим қаршилиқ дейилади. Агар C ни фарада кисобида, ω ни эса сек^{-1} кисобида олинса, у ҳолда X_c катталиқ ом хисобида ифодаланади.

Ўзгармас ток ($\omega=0$) учун $X_c=\infty$. Шунинг учун ўзгармас ток конденсатордан ўтолмайди. Ўзгарувчан ток ($\omega \neq 0$) конденсатордан ўтади, бунда конденсаторнингсигими C қанча ката ва токнинг чатотаси ω қанча юқори бўлса, тока кўрсатиладиган қаршилиқ шунча кам

бўлади. (7) ифодадаги U_m ни $\frac{1}{\omega C} I_m$ билан алмаштириб, сигимдаги кучланиш тушиши учун куйидаги ифодани ҳосил киламиз:

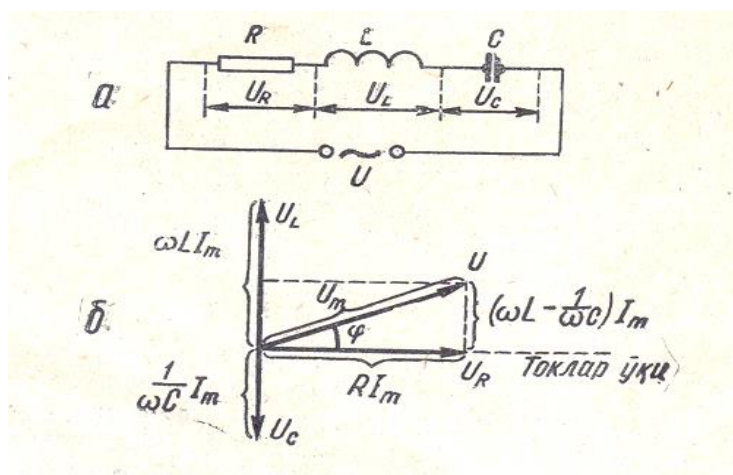
$$U_C = \frac{1}{\omega C} I_m \cos \omega t. \quad (11)$$

Ифодаларни солиштириб, сигимда кучланиш тушиши шу сигимдан оқайтган токдан фаза буйича $\pi/2$ га орқада к.олар экан деган хулосага келамиз. Бунга сабаб шуки, ток бир йуналишда утиб булгунига кадар конденсатор копламаларидаги заряд ортади. Ток кучи максимум к.ийматдан утади ва камая боради, заряд эса (демак, U_C ҳам)- ортишда давом этади ва нолга айланганда максимумга эришади. Шундан сунг ток йуналишини узгартиради ва копламалардаги заряд камая бошлайди.

Сигим, индуктивлик ва қаршиликдан тузилган ўзгарувчан ток занжири

Актив- қаршилик R , индуктивлик L ва сигим C дан тузилган занжирни караб чик.айлик. Занжирнинг учларига в) частотали кучланиш берамиз. Занжирда худ-ди шундай частотали узгарувчан ток юзага келади, равшанки,

бунда I_m амплитуда ва фаза занжирнинг R, L ва C параметрларига караб аникланади. Бу ток актив қаршиликда амплитудаси $R I_m$ булган ҳамда фазаси ток фазасига мое келадиган U_R кучланиш тушишини ҳосил килади. Шунинг учун вектор диаграммада U_R ни тасвирловчи векторни тоқлар уқи буйича жойлаштириш лозим.



Индуктивликдаги U_L кучланиш

тушиши ($\omega L I_m$ амплитудали) токдан фаза буйича $\pi/2$ га олдин кетади шунинг учун U_L ни тасвирловчи вектор соат стрелкаси йуналишига қарши йуналишда тоқлар уцига нисбатан

$\pi/2$ бурчакка бурилган булиши лозим. Нихоят, сигимдаги U_C кучланиш тушиши ($\frac{1}{\omega C} I_m$

амплитудали) токдан фаза буйича $\pi/2$ га орқада к.олади демак U_C ни тасвирловчи вектор соат стрелкаси йуналишида тоқлар уцига нисбатан $\pi/2$ бурчакка бурилган булиши лозим. U_R , U_L ва U_C кучл'анишларнинг йигиндиси занжирга берилган U кучланишга тенг булиши керак. Шунинг учун U_R , U_L ва U_C кучланишларни тасвирловчи векторларни кушиб, U кучланиш векторини оламиз (унинг узунлигн U_m га тенг). Бу вектор тоқлар уқи билан ϕ бурчак ҳосил килади. Бурчакнинг тангенсн эса 204-б расмдан куриниб турибдики,

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad \text{га тенг.}$$

ϕ бурчак U кучланиш билан i ток орасидаги фаза фаркини бвради. Гипотенузаси U_m - га тенг булган тугри бурчакли учбурчакдан

$$(R I_m)^2 + \left[\left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2 = U_m^2$$

экани келиб чикади, бундан

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}$$

Шундай қилиб, агар занжир учларидаги кучланиш

$$U = U_m \cos \omega t$$

қонун буйича узгарса, у холда занжирдан

$$i = I_m \cos (\omega t - \varphi)$$

ток утади, бу ерда φ ва I_m (95.1) ва (95.2) формулалардан аникланади. ифодадаги

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}$$

катталиқ занжирнинг тула қаршилиги дейилади.

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

катталиқ эса реактив қаршилиқ дейилади. Шундай қилиб,

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2}.$$

Токнинг кучланишдан орқада қолиши ($\omega > 0$) ёки олдин кетиши ($\omega < 0$) X_L ва X_C лар

орасидаги муносабатга боғлиқ $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ булганда ток кучланишдан орқада

қолади, $\omega L < \frac{1}{\omega C}$ булганда эса ток кучланишдан олдин кетади. Агар $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ булса, ток билан кучланиш синфаз узгаради ($\varphi = 0$). Бу шартни қаноатлантирадиган частотада

$$\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

занжирнинг тула қаршилиги Z берилган R , L ва C қийматларда R га тенг булган энг кичик қийматга эга булади. Демак, ток кучи узининг (берилган ит кучланишда эришиши мумкин булган) энг катта қийматига эришади. Бунда актив қаршилиқдаги кучланиш тушиши занжирга берилаётган ташқи кучланишга тенг булади. Сигимдаги кучланиш тушиши U_C ва индуктивликдаги кучланиш тушиши U_L амплитуда жиҳатдан тенг ва фаза буйича қарама-қарши. Бу ҳодиса кучланишлар резонанси дейилади, бундаги частота эса резонанс частота дейилади. Кучланишлар резонанси учун векторлар диаграммаси қуратирилган.

Индуктивликдаги кучланиш амплитудаси ($U_L = \omega L I_m$) ва сигимдаги кучланиш

амплитудаси ($U_C = \frac{1}{\omega C} I_m$) ифодаларига резонанс частота қийматини қуйсак, қуйидагини оламиз:

$$U_L_{рез} = U_C_{рез} = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} U_m.$$

Агар $\sqrt{\frac{L}{C}} > R$ булса, индуктивликдаги ва сигимдаги кучланиш занжирга берилган ташқи кучланишдан ортиб кетади. Кучланишлар резонанси ҳодисаси шу билан характерлики,

бунда занжирнинг тула каршилиги факат актив каршилиқдан борат булиб қолади (ток ва кучланиш синфаз узгаради) ва занжирнинг берилган параметрларида энг кичик кийматга эга бўлади.

Агар занжирда сигим бўлмаса, занжирга берилган кучланиш каршилиқдаги ва индуктивликдаги кучланиш тушишлари йигиндисига тенг бўлади: $U = U_r + U_l$. Бунга мое векторлар диаграммаси расмда тасвирланган. Бу ҳолда расмдан қурилиб турибдики,

$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}$, $I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}$. формулаларга $\frac{1}{\omega C} = 0$, яъни $C = \infty$ киймат қўйсак, улар ушбу ҳосил қилган ифодаларимизга мос келади. Шундай қилиб, занжирда сигим йуклиги биринчи қарашда бизга туюладиган $C = 0$ ни эмас, балки $C = \infty$ ни билдиради. Бундан қўйидагича тушунтириш мумкин. Сигими бор занжирдан сигим и йук занжирга аста-секин ўтиш учун конденсатор қопламаларини улар бир-бирига тула теккунга қадар яқинлаштириш керак. Бунда қопламалар оралигидаги d масофа нолга интилади, сигим қатталиги эса чексизликка интилади

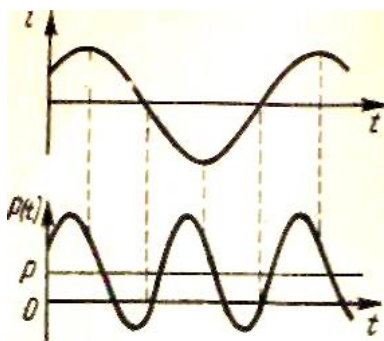
Узгарувчан ток занжирида ажралувчи қувват

Занжирда ажралиб чикувчи қувватнинг оний киймати ток ва кучланишлар оний кийматларининг қўпайтмасига тенг: $P(t) = U(t) i(t) = U_m \cos \omega t I_m \cos (\omega t - \varphi)$.

Ушбу $\cos \alpha \cos \delta = \frac{1}{2} \cos (\alpha - \delta) + \frac{1}{2} \cos (\alpha + \delta)$ формуладан фойдаланиб,

оний қувват ифодасини $(1) P(t) = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi + \frac{1}{2} U_m I_m \cos (2\omega t - \varphi)$ қурилишга

қўйириш мумкин. $P(t)$ нинг вақт бўйича ўртача киймати амалий аҳамиятга эга, уни P орқали белгилаймиз. $\cos(2\omega t - \varphi)$ нинг ўртача киймати нолга тенг бўлгани учун



$$P = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi.$$

оний қувват узининг ўртача киймати атрофида ток частотасидан икки марта ортиқ бўлган 2ω частота билан ўзгариб туради

Агар занжирдан ўтаётган ток ҳеч қандай механикавий иш бажармаса, ўртача қувват (96.2) актив каршилиқда иссиқлик шаклида ажралиб чиқади. формулага қўра

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} = \frac{R}{Z}.$$

$\cos \varphi$ нинг бу кийматини формулага қўйиб, $\frac{U_m}{Z} = I_m$ эканини ҳисобга олсак

қўйидагини ҳосил қиламиз: $P = \frac{R I_m^2}{2}$

Қўчи $I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$ га тенг бўлган ўзгармас ток ҳам шундай қувватга эришади.

қатталиқ ток қўч и н и н г х а к и к и й (ёки эффектив) к и й м а т и дейилади. Кучланиш учун ҳам худди шундай

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$$

катталиқ кучланишнинг ҳақиқий қиймати дейилади.

Формулаи кучланиш ва токнинг ҳақиқий қийматидан фойдаланиб қуйидаги қурилишга келтириш мумкин:

$$P = UI \cos \varphi.$$

Кувват ифодасига кирган $\cos \varphi$ кувват коэффициентиде дейилади.

Агар $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ реактив қаршилик нолга тенг булса (одатда, $X_L = X_C = 0$ булганда шундай

булади), у ҳолда га биноан $\cos \varphi = 1$ ва $P = UI$ булади. Занжир фақат реактив қаршиликка эга ($P = 0$) булса, $\cos \varphi = 0$ булади, шунинг учун занжирда ажралиб чиқадиган уртача кувват ҳам нолга тенг булади. Бу ҳолда токнинг бир чорак даврида энергия занжирга ташқи тармоқдан келади, кейинги чорак даврида эса орқага қайчади оний кувват 2ω частота билан узгаради. Шундай қилиб, $\cos \varphi = 0$ булганда ток кучини ҳар қандай қийматида ҳам нолдан фарқли уртача кувватга эришиб булмайди. Техникада $\cos \varphi$ ни мумкин қадар каттарок бўлишига ҳаракат қилинади. $\cos \varphi$ кичик булса, зарур булган кувватга эришиш учун занжирдан кучли ток утқишиш керак булади. Лекин бунда ток келтирувчи симларда исроф қупаяди ва шу сабабли симларнинг қундаланг қисмини ортқиришга тугри келади.

Назорат саволлари

1. Электромагнит майдон нима?
2. Электромагнит майдон учун Максвелл тенгламалари.
3. Электромагнит тебранишлар деб нимага айтилади?
4. Тебраниш контури.
5. Томсон формуласи.
6. Сўнувчи тебранишлар.
7. Мажбурий тебранишлар.
8. Резонанс ҳодисаси.

6 - Маъруза

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

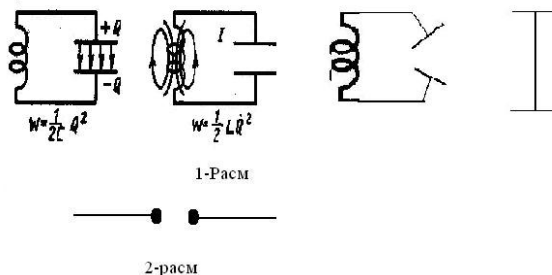
Режа

1. Электромагнит тўлқинлар. Электромагнит тўлқинлар тарқатиш ва қабул қилиш.
2. Электромагнит тўлқинларнинг хоссалари.
3. Электромагнит тўлқинларининг дифференциал тенгласи.
4. Электромагнит тўлқин энергияси. Умов-Пойнтинг вектори.
5. Электромагнит тўлқинларни қўлланилиши. Электромагнит тўлқин шкаласи.

Таянч сўз ва иборалар: тебраниш контури, резонатор, электромагнит тўлқин, энергия, ёруғлик нурланиши, тўлқин тезлиги, Герс вибратори.

Электромагнит тўлқинлар. Электромагнит тўлқинларни тарқатиш ва қабул қилиш. Агар фазонинг бирор кичик соҳасида даврий ўзгариувчи электр ва магнит майдонлар вужудга келтирилса, бу майдонларнинг ўзгаришлари фазонинг бошқа соҳаларида ҳам такрорланади. Даврий равишда ўзгариувчан бу электромагнит майдоннинг бирор тезлик билан фазода тарақлиши электромагнит тўлқин деб аталади. Маълумки Ғалтак ва Конденсатордан иборат тебраниш контурида электр ва магнит майдон энергияларининг бир бирига айланишлари содир бўлади. Бундай контурни, одатда берк тебраниш контури деб аталади ва унда энергиянинг жуда оз қисмигина контур атрофидаги фазода электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Тебраниш контури очиқ қилиб

ясалса, яъни вужудга келадиган ўзгарувчан электр майдон контурни хар тарафлама ўраб оладиган қилиб ясалса, контурнинг тўлқин тарқалувчанлигини ошириш мумкин (1-расм). Герц тажрибаларида қўлланилувчи тебраниш контурида ўтказгичларнинг сиғимини бир оз ортириш учун ўтказгичлар учларини йўғонлаштириб, сфера шаклига келтирди. Герцнинг бу қурилмаси Герц вибратори дейилади. Вибратор индуктор ёрдамида зарядланади. Электромагнит тўлқинларининг қайд қилиш учун вибратордан бирор масофа узоқликда қабул қилувчи - резонатор (Р) қўйилади. 2-расм Резонатор вибраторга ўхшаш қурилма бўлиб, электромагнит тўлқинларнинг ўзгарувчан майдони таъсирида унда индукцион ток вужудга келади.



Электромагнит тўлқинларнинг хоссалари. Маълумки даврий равишда ўзгарувчи электромагнит майдоннинг тарқалишини электромагнит тўлқин деб аталади. Электромагнит тўлқинни шундай икки ўзаро перпендикуляр текисликларда ётувчи синусоидалар шаклида тасвирлаш мумкинки, бунда тўлқин шу икки текислик кесишиши натижасида ҳосил бўлган чизик бўйлаб тарқалади. Максвелл таълимотига асосан, электромагнит тўлқиннинг бирор мухитда тарқалиш тезлиги шу мухитнинг электр ва магнит хусусиятларига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати қуйидаги муносабат билан аниқланади.

$$g = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \cdot \sqrt{\mu \epsilon}} \quad (1)$$

Вакуумда мухитнинг магнит синдирувчанлиги ва диелектрик синдирувчанлиги бирга тенг. Шунинг учун вакуумда электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги

$$g_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с} = c$$

у ҳолда (1)ни қуйидагича ёзиш мумкин $g = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}$

Демак электромагнит тўлқинлар мухитда тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан $\sqrt{\epsilon \mu}$ марта кичик.

Электромагнит тўлқинларнинг дифференциал тенгламаси. Маълумки электромагнит тўлқин икки ўзаро перпендикуляр текисликларда ётувчи синусоидалар шаклида тасвирланади, бунда электро магнит тўлқин шу икки текислик кесишиши натижасида ҳосил бўлган чизик бўйлаб тарқалади. Максвелл тенгламасига асосан ўзгарувчан электромагнит майдонининг E ва H кучланганлик векторлари

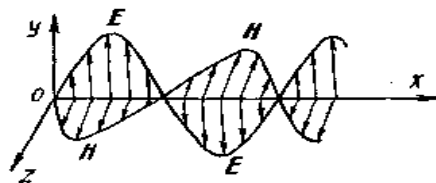
$$\Delta \overline{H} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 \overline{H}}{\partial t^2} \quad (1) \quad \Delta \overline{E} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 \overline{E}}{\partial t^2} \quad (2)$$

типидаги тўлқин тенгламалари каноатлантиради. Бунда $\Delta \overline{H} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 \overline{H}}{\partial t^2}$ Лаплас оператори,

J -электромагнит тўлкинининг типидagi тўлқин тенгламалари каноатлантиради. Бунда

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ Лаплас оператори, } J -$$

электромагнит тўлкинининг бирор муҳитдан таралиш



тезлиги. с-электромагнит тўлқинни вакуумда тарқалиш тезлиги.

Электромагнит тўлқиннинг муҳитда тарқалиш тезлиги, вакуумдаги тезликдан $\sqrt{\epsilon\mu}$ марта кичик. (2) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (3)$$

Бу тенгламаларнинг энг оддий ечими қуйидаги кўринишда бўлади.

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_0 \cos(\omega t - kx + \gamma) \\ H_z &= H_0 \cos(\omega t - kx + \gamma) \end{aligned} \right\} \text{ ясси монохроматик электромагнит тўлқин тенгламаси, бунда}$$

E_0 ва H_0 мос равишда тўлқинларнинг электр ва магнит майдон кучланганликлари

амплитудаси. $K = \frac{2\pi V}{g} = \frac{2\pi}{g \cdot T} = \frac{2\pi}{\lambda}$ тўлқин сони бўлиб у 2π метр узунликдаги кесмада

жойлашадиган тўлқин узунликларининг сонини ифодалайди. г-тебранишни бошланғич фазаси

Электромагнитнинг тўлқин энергияси. Умов-Пойнтинг вектори. Электромагнит тўлқинларни пайқаш мумкинлиги (учун чиқиши, лампочканинг шуъланишини ва ҳаказо) бу тўлқинларнинг ўзи билан энергия кўчириб юришини кўрсатади. Бирлик ҳажмидаги

электромагнит майдон энергияси яъни электр майдон энергиясини зичлиги $\omega_j = \frac{\epsilon_0 E^2}{2}$

(4) ва магнит майдон энергиясининг зичлиги

$$\omega_m = \frac{\mu_0 H^2}{2} \quad (5) \text{ йиғиндисидан иборат. } \omega = \omega_j + \omega_m = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2} \quad (6)$$

Электромагнит майдонда электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари ҳар бир моментда бирдай бўлади, яъни $\omega_e = \omega_m$ у ҳолда (6) қуйидагича ёзилади.

$$\omega = 2\omega_e = 2\omega_m = \epsilon_0 E^2 = \mu_0 H^2 \quad (7)$$

Бундан
$$\sqrt{\epsilon_0} E = \sqrt{\mu_0} H \quad (8)$$

(8) га асосан (7) ни қуйидагича ёзиш мумкин

$$\omega = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} E \cdot H \quad (9)$$

(1) ифодага асосан (9) ни қуйидагича ёзамиз

$$\omega = \frac{1}{g} E \cdot H \quad \text{ёки} \quad \omega \cdot g = E \cdot H$$

$\omega \cdot g = S$ бўлиб S-бирлик вақтда бирлик юза орқали кўчирилаётган энергия яъни

$$S = \omega \cdot g = E \cdot H$$

бу ифодани вектор кўринишда $S = [E \cdot H]$ шаклида ёзиш мумкин. E ва H лар ўзаро

перпендикуляр бўлганлиги учун бу векторларнинг вектор кўпайтмаси электромагнит

тўлқиннинг тарқалиш йўналишидаги S вектордир. S векторни **Умов-Пойнтинг вектори** деб аталади.

Электромагнит тўлқинларнинг қўлланилиши. Электромагнит тўлқинлар биринчи марта Герс тажрибасидан 8 йил кейин 1895 йил 7 майда рус физиги А.С.Попов

томонидан амалда қўлланилди. А.С.Попов рус-физика-химия жамияти мажлисида дунёда биринчи радиоприёмникни демонстрация тилди ва электромагнит тўлқинларни симсиз алоқа воситаси сифатида кенг ишлатиш мумкинлигини кўрсатди. Диапазони сантиметр ва миллиметр бўлган электромагнит тўлқинлар радиолокация (тўлқинларни тўсиқлардан қайтиш) да кенг қўлланилади. Ҳозирги пайтда фан ва техниканинг ҳеч бир соҳаси ёки унда электромагнит тўлқинлар ишлатилмасин.

Электромагнит тўлқинлар шкаласи. Электромагнит тўлқинлар ўз частоталари ва тўлқин узунликларига ҳамда нурланиш ва қайд қилишнинг усулларига қараб бир неча турга бўлинади. Булар: радиотўлқинлар, ёруғлик нурланиши, рентген нурланиши, гамма нурлар ва х.к.з.

Назорат саволлари

1. Электромагнит тўлқинлар.
2. Электромагнит тўлқинларнинг дифференциал тенгламаси.
3. Электромагнит тўлқинларнинг асосий хоссалари.
4. Умов-Поинтинг вектори.

7 - Маъруза УЮРМАВИЙ ЭЛЕКТР МАЙДОН

Режа

1. Қўзғалмас заряднинг электр майдони..
2. Ҳаракатдаги заряднинг электр майдони.
3. Уюрмавий электр майдон.
4. Силжиш токи.

Таянч сўз ва иборалар: зарядли заррача, электр майдон, ҳаракатланаётган заряд, уюрмавий майдон, кучланганлик, берк контур, силжиш токи.

Максвелл таъкидланишича, замонда узгарувчи магнит майдони E_B электр майдонини юзага келтиради

$$\oint_L E_B dl = \oint_L E_{Bf} dl = - \frac{d\Phi}{dt},$$

(1) формулага $\Phi = \int_S B dS$ куйиб

$$\oint_L E_B dl = - \frac{\partial}{\partial t} \int_S B dS \quad \text{ни хосил киламиз.}$$

$$\text{Дифференциаланиш ва интеграллаш натижасида} \quad \oint_L E_B dl = - \oint_S \frac{\partial B}{\partial t} dS \quad (2).$$

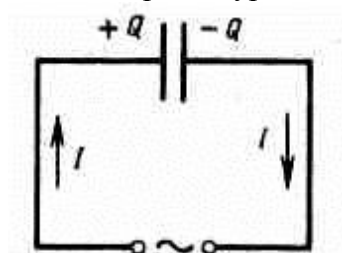
Берк контур ичидаги электростатик майдон кучланиши векторининг циркуляцияси нолга тенг $\oint_L E_H dl = \oint_L E_{Q_i} dl = 0 \quad (3).$

Магнит майдони таъсирида хосил булган электр майдони E_B уюрма майдон булади.

Силжиш токи.

Максвеллга биноан силжиш токи пайдо булиши учун узгарувчан электр майдони керак.

Конденсатордаги узгарувчан ток занжирини куриб чикамиз (1 расм).

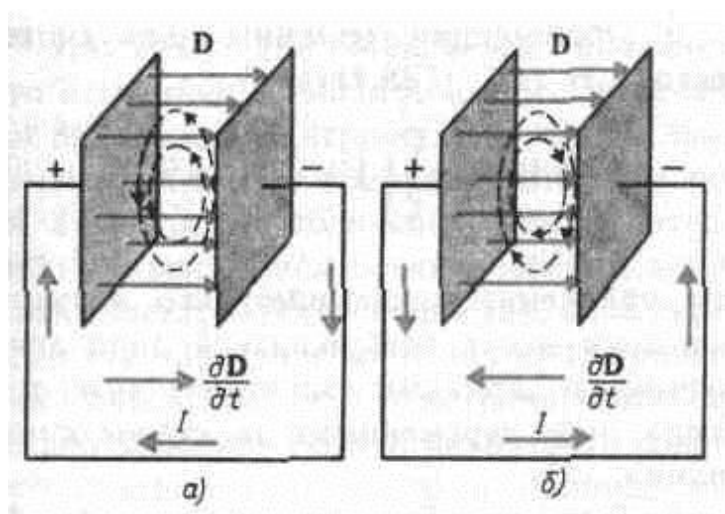


Утказувчанликнинг зичлик токи (j) ва силжиш (j_{cm}) тенг: (j_{cm})= j .

Демак, $j_{cm} = \frac{d\sigma}{dt}$ (4).

Заряднинг текислик зичлиги $\sigma = D$. Буни хисобга олиб (4) ифодани шундай ёзиш мумкин $j_{cm} = \frac{\partial D}{\partial t}$ (5).

Вектор $\frac{\partial D}{\partial t}$ вектор j билан бир хил йуналган. j_{cm} вектори $\frac{\partial D}{\partial t}$ вектор йуналиши билан бир хил булганда (5) ифодани вектор курунишида ёзиш мумкин: $j_{cm} = \frac{\partial D}{\partial t}$.



Электр майдоннинг хар кандай узгаришида силжиш токи ва у билан боғлиқ магнит майдони пайдо булади (2 расм).

Диэлектрикларда силжиш токи иккита кушилувчидан иборат. $j_{cm} = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t}$ (6), бу ерда $\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ —вакуумда силжиш токининг зичлиги, $\frac{\partial P}{\partial t}$ —кутбий токнинг зичлиги.

Силжиш тоklarнинг тажрибавий тасдиғи совет физиги А.А.Эйхенвалд томонидан берилган.

Тулик токнинг зичлиги $j_{полн} = j + \frac{\partial P}{\partial t}$.

Максвелл Н векторининг циркуляцияси хакидаги теоремани умулаштирди, унинг унг кисмига тулик ток $I_{полн} = \int_S j_{полн} dS$ ни кушиб. Унда Н векторининг циркуляция хакидаги умумий теорема куйидагича булади

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) d\mathbf{S}.$$

Назорат саволлари

1. Кўзгалмас заряднинг электр майдони..
2. Ҳаракатдаги заряднинг электр майдони.
3. Уярмавий электр майдон.
4. Силжиш токи.

8 - Маъруза

МАКСВЕЛЛ ТЕНГЛАМАЛАРИ

Режа

1. Максвеллнинг 1-тенгламаси.
2. Максвеллнинг 2-тенгламаси.
3. Максвеллнинг 3-тенгламаси.
4. Максвеллнинг 4-тенгламаси.
5. Максвелл тенгламаларининг тадбиқи.

Таянч сўз ва иборалар: электр токи, майдон кучланганлиги, берк контур, электростатик майдон, уярмавий майдон.

Максвелл назарияси асосида юкорида куриб утилган туртта тенглама ётади:

1.Электр токи ҳам потенциал (E_Q), ҳам уярма (E_B) булиши мумкин, шунинг учун йигинди майдон кучланиши $E=E_Q+E_B$. Йигинди майдоннинг кучланиш вектори циркуляцияси шундай $\oint_L E d\mathbf{l} = -\oint_S \frac{\partial B}{\partial t} d\mathbf{S}$.

2.Н вектор циркуляцияси хакидаги умумий теорема $\oint_L H d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial D}{\partial t} \right) d\mathbf{S}$.

3.Диэлектрикда электростатик майдон учун Гаусс теоремаси: $\oint_S D d\mathbf{S} = Q$ (1).

Агар хажм зичлиги ρ булса, унда (1) формулани бундай ёзиш мумкин $\oint_S D d\mathbf{S} = \int_V \rho dV$.

4. В майдони учун Гаусс теоремаси: $\oint_S B d\mathbf{S} = 0$.

Демак, интеграл шаклда Максвелл тенгламаларнинг тулик системаси:

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S}; \quad \oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \int_V \rho dV;$$

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) d\mathbf{S}; \quad \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0.$$

Максвелл тенгламаларига кирувчи катталиклар мустикал эмас ва узаро боглик $D=\epsilon_0\epsilon E$; $B=\mu_0\mu H$; $\mathbf{j}=\gamma E$.

Максвелл тенгламалари электр ва магнит майдонлари учун симметрик эмас.

Стационар майдонлар учун ($E=\text{const}$ ва $B=\text{const}$) Максвелл тенгламалари шундай булади: $\oint_L E dl = 0$; $\oint_S D dS = Q$; $\oint_L H dl = I$; $\oint_S B dS = 0$.

Назорат саволлари

5. Электромагнит тўлқинлар.
6. Электромагнит тўлқинларнинг дифференциал тенгламаси.
7. Электромагнит тўлқинларнинг асосий хоссалари.
8. Умов-Поинтинг вектори.

9 – Маъруза

ЁРУҒЛИК НУРЛАРИ

1. Ёруғликнинг табиати. Ёруғлик тўлқинларининг монохроматиклиги ва когерентлиги.
2. Фотометрик катталиклар.
3. Ёруғлик интерференцияси.
4. Икки нурдан кузатиладиган интерференция манзара.
9. Юпка пардалардаги ёруғлик интерференцияси.
10. Кўп нурли интерференция.
11. Ёруғлик интерференциясини қўлланилиши. Интерферометрлар.

Таянч сўз ва иборалар: Ёруғлик манбалари, электромагнит тўлқин назария, квант, Ёруғлик тўлқинларининг монохроматиклиги ва когерентлиги, монохроматик, когерент, когерентлик масофаси, когерентлик вақти, интенсивлик, интерференция, Оптик йўл узунлиги, оптик йўл фарқи, максимум шарти, минимум шарти, юпка парда, кўп нурлар, синдириш кўрсаткичи, сиртлар, интерференция асбоблар, спектрал чизиқлар.

Ёруғликнинг табиати. Оптика грекча "оптисос" - кўраман, деган сўздан олинган бўлиб, физиканинг бу бўлимида ёруғликнинг табиати, ёруғлик ҳодисаларидаги қонуниятлар ва ёруғлик билан моддаларнинг ўзаро таъсирига доир жараёнлар ўрганилади.

Ёруғлик манбалари деб атом ва молекулалари кўринадиган нурланиш ҳосил қиладиган барча жисмларга айтилади. Ёруғликни қуйидаги манбалари мавжуд:

1. Табиий ёруғлик манбалари: қуёш, юлдузлар, нурланувчи тирик организмлар (масалан балиқлар, ҳашоратлар, айрим микроблар) ва ҳақозо.

2. Сунъий ёруғлик манбалари: қиздирилганда нур чиарувчи жисмлар, газ разряди, люминесценсияланувчи қаттиқ ва суюқ жисмлар.

Жисмга тушаётган ёруғлик нури унда турли хил ўзгаришларни вужудга келтиради. Масалан: жисмни исиши, бўялган жисмлар рангларини ўзгариши, кимёвий реакцияларни вужудга келиши ва ҳақозо. Буларни ҳаммаси ёруғликни энергия ташишини кўрсатади. Фазода энергияни ё ҳаракатланаётган жисмлар, ё мухитда тарқалаётган тўлқинлар кўчириши мумкин бўлгани туфайли ёруғлик нурланиши ё майда зарралар оқими, ё бирор мухитдаги тўлқин жараёнидан иборат бўлиши мумкин.

ХВЙИ аср охирида, деярли бир вақтда, ёруғликнинг иккита, гўё бир-бирини инкор этувчи назариялари вужудга келди. Нютонни оқиш назариясига кўра, ёруғлик нурланувчи жисмдан тўғри чизиқли траекториялар бўйича тарқалувчи ёруғлик зарралари (корпускулалар) оқимидан иборат.

Нютоннинг замондоши Гюйгенс ёруғликнинг тўлқин назариясини ўртага ташлади. Бу назарияга асосан ёруғлик олам эфирида (яъни эластик мухитда) тарқалувчи эластик

тўлқин деб қаралади. 1864 йилда Ж.Максвелл томонидан яратилган ёруғликнинг электромагнит назариясига кўра ёруғлик нури тўлқин узунлиги $4 \cdot 10^{-7}$ м дан $7,6 \cdot 10^{-7}$ м гача бўлган электромагнит тўлқинлардан иборат. Электромагнит тўлқинлар назарияси ёруғлик интерференцияси, ёруғлик дифракцияси, ёруғликни кутбланиши, ёруғлик дисперцияси каби ҳодисаларни тушунтириб берди.

ХИХ аср охири ва ХХ аср бошида кашф қилинган экспериментал фактлар (фотоеффект, Комптон эффекти, нур чиқариш ва ютиш) электромагнит назария асосида жуда қийин тушунтирилди. Бу ҳодисаларни тушунтириш учун ёруғлик нурланиши алоҳида порсиялардан иборат деб қараш зарур бўлади.

Демак ёруғликнинг табиати икки ёқлама бўлиб, унда ҳам тўлқин хоссалари, ҳам зарраларга хос хусусиятлар мужассамланган экан. ХХ аср бошларида М.Планк, А.Эйнштейн, Н.Бор, де-Бройл каби физикларнинг механати билан яратилган ёруғликнинг квант назарияси ёруғликнинг табиати икки ёқлама характерда эканлигини тушунтириб берди.

Кейинчалик маълум бўлдики, икки ёқлама корпускуляр-тўлқин хусусият табиатда фақат ёруғликгагина яъни электромагнит тўлқинга эмас балки протон, нейтрон ва бошқа элементар зарраларга ҳам хос экан.

Фотометрик катталиклар. Оптиканинг ёруғлик манбаларининг характеристикалари ёруғлик нурланиши билан энергиянинг кўчиши ва сиртларнинг ёритилганлигини ўрганадиган қисми фотометрия дейилади.

Ҳар қандай ёруғлик нурланиши ёруғлик энергияси билан характерланади. Ёруғлик энергияси ёруғлик оқими, равшанлик, ёринлик ёруғлик кучи ва ёритилганлик деб аталувчи физик катталиклар билан характерланади.

Ёруғлик оқими: Ёруғлик манбаининг нурланиш оқими деб, вақт бирлиги ичида ҳамма юналишда нурланаётган ёруғлик энергиясига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади, яъни

$$\Phi = \frac{W}{t}, \quad W - \text{ёруғлик энергияси}$$

Бирор сиртга тушаётган нурланиш оқими шу сиртнинг S юзига унинг фазодаги вазиятига ва нурланиш манбаигача бўлган масофага боғлиқ.

Ёруғлик кучи: Манбанинг ёруғлик кучи деб бир бирлик фазовий бурчак остида чиаётган ёруғлик оқимига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

$$I = \frac{\Phi}{\Omega} - \text{фазовий бурчак}$$

СИ тизимида ёруғлик кучининг бирлиги кандела (лотинча шам демакдир).

Ёруғлик оқимининг СИ тизимидаги ўлчов бирлиги

$$[\Phi] = [I] \cdot [\Omega] = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ стр} = 1 \text{ люмен}$$

1 люмен деб, ёруғлик кучи 1 канделага тенг бўлган нуқтавий ёруғлик манбаидан 1стерадиан фазовий бурчак остида нурланадиган ёруғлик оқимига айтилади.

Ёруғлик манбаининг равшанлиги R деб, манба сиртининг юза бирлигига перпендикуляр йўналишда чиқаётган ёруғлик кучига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади, $R = \frac{I}{S}$

$$\text{СИ тизимида равшанлик ўлчов бирлиги } [R] = \frac{[I]}{[S]} = \frac{1 \text{ кд}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$$

Инсон кўзи қайд қиладиган энг кам равшанлик 10^{-6} кд/м^2 . Равшанлик 10^5 кд/м^2 дан орти бўлса, кўзда оқри сезилади ва кўз зарарланиши мумкин:

Ёритилаётган сиртнинг бир бирлик юзага мос келган ёруғлик оқими миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка **ёритилганлик** дейилади.

$$E = \frac{\Phi}{S} \quad \text{СИ да ёритилганлак бирлиги 1 люкс}$$

$$[E] = \frac{[\Phi]}{[S]} = \frac{1 \text{ lumen}}{1 \text{ m}^2} = \frac{1 \text{ lm}}{1 \text{ m}^2} = 1 \text{ lx}$$

1 люкс деб, ҳар бир квадрат метрига 1 люмен ёруғлик оқими текис тушган сиртининг ёритилганлигига айтилади. Нуқтавий ёруғлик манбаи ҳосил қилаётган сиртининг ёритилганлиги ёруғлик кучи 1га ва манбадан сиртгача бўлган масофага боғлиқ бўлади. Агар нуқтавий ёруғлик манбаи сферанинг марказида бўлса, бу сферанинг $S=4\pi R^2$ юзига тенг бўлган ички сиртининг ёритилганлиги

$$E_0 = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2} \quad \text{бунда } \Phi = I\Omega, \quad \Omega = \frac{S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi$$

Бу ёритилганликнинг биринчи қонунини математик ифодаси бўлиб унга асосан сиртининг ёритилганлиги манбанинг ёруғлик кучига тўғри пропорционал бўлиб манбадан ёритилаётган сиртгача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционалдир.

Ёритиш техникасида ўқиш, чизиш, тикиш ва ҳақоза ишлар учун корхонанинг маълум бир текислиги ёки маълум бир жойида ёритилганлик қандай бўлиши, керак масала жуда муҳимдир.

Меҳнат муҳофазаси инспекциясининг йўл - йўриқларида корхонанинг керакли ёритилганлиги Люкслар ҳисобида аниқлаб берилади.

Ёруғлик тўлқинларини монохроматиклиги ва когерентлиги. Бир хил тўлқин узунликка эга бўлган (бир хил частотали) яъни бир хил рангдаги ёруғлик нури монохроматик нур дейилади.

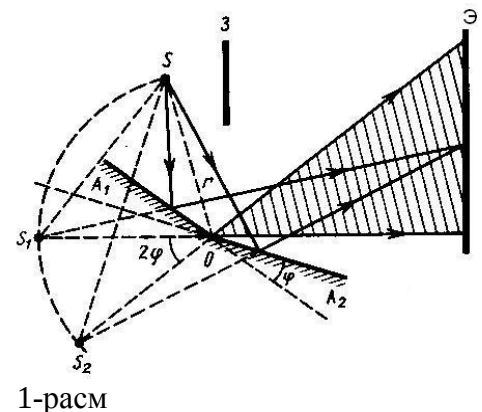
Тебраниш частоталари бир хил бўлиб, фазалар айирмаси ўзгармас бўлган ёруғлик тўлқинлар когерент тўлқинлар дейилади. Ҳар хил атом бошқа атомларга боғлиқ бўлмаган ҳолда когерент нурланиш чиқаради. Алоҳида атомнинг нурланиш чиариш вақти 10^{-8} секунд чамаси давом этади. Тўлқинлар тизмасининг узунлиги L ёруғлик тўлқинларнинг тезлиги c ни атомнинг нурланиш вақти $\tau = 10^{-8}$ с га кўпайтмасига тенг.

$$L = c \cdot \tau = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \cdot 10^{-8} \text{ с} = 3 \text{ м}$$

L ни когерентлик масофаси, атомнинг нур чиқариб туриш вақти τ эса когерентлик вақти дейилади. Когерент манбаларни ҳосил қилишни

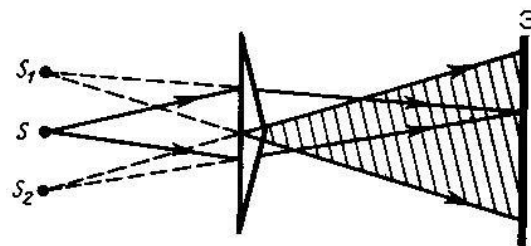
энг кўп тарқалган икки усули мавжуд

1. **Френел кўзгулари.** Бир-бирига ёндашган иккита ясси OM ва ON кўзгулар шундай жойлашганки, уларнинг айтарувчи сиртлари 180° га яин бурчак ҳосил қилади. Шунинг учун α бурчак жуда кичикдир 1-расм.



2. **Френел бипризмаси.** Бир бутун шиши бўлагидан умумий асосга эга бўлган иккита призма ясалган бўлиб, уларнинг синдириш бурчаги 0 жуда кичик 2-расм.

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd,$$



2-расм

Ёруғлик интерференцияси. Ёруғлик мураккаб ҳодисадир: баъзи ҳолларда у ўзини электромагнит тўлқин каби тутади, бошқа ҳолларда эса, махсус зарралар(фотонлар) оқими каби тутади. Дастлаб ёруғликнинг тўлқин табиати билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни кўриб чиқамиз.

Маълумки электромагнит тўлқинда тўлқин тарқалишига перпендикуляр йўналишида икки вектор- электр майдон кучланганлиги (E) ва магнит майдон кучланганлиги векторлари (H) тебранади. Тажрибалар кўрсатадики, ёруғликнинг физиологик фотохимиявий, фотоэлектрик ва бошқа тасирларини электр векторнинг тебранишлари вужудга келтиради. Шунинг учун ёруғлик вектори ҳақида гапирганимизда асосан электр майдон кучланганлиги векторини кўзда тутамиз. Ёруғлик вектори амплитудаси модулини A харфи билан белгилаймиз. Бир хил частотали иккита тўлқин қўшилганда фазонинг бирор нуқтасида бир хил йўналган

$$x_1 = A_1 \cos (\omega t + \alpha_1) \quad (1)$$

$$x_2 = A_2 \cos (\omega t + \alpha_2) \quad (2)$$

тебранишларни уйғотяпти, деб фараз қилайлик берилган нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудаси қуйидаги формуладан топилади.

$$A^2 = A_1^2 + 2 A_1 A_2 \cos (\alpha_2 - \alpha_1) \quad (3)$$

Тўлқинлар когерент бўлмаганда $\alpha_2 - \alpha_1$ узлуксиз равишда ўзгаради ва ҳар қандай қийматни бир хил эҳтимол билан қабул қила олади. Шу сабабли $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ нинг вақт бўйича ўртача қиймати нолга тенг.

Бу ҳолда
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 \quad (4)$$

Ёруғлик интенсивлиги 1 (яъни тўлқинининг тарқалиш йўналишига перпендикуляр майдончанинг юза бирлиги орқали ўтадиган вақт бўйича ўртача ёруғлик оқими) ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадратига пропорционал $I \sim A^2$ бўлгани учун когерент тўлқинлар устма-уст тушгандаги интенсивлиги ҳар бир тўлқин алоҳида ҳосил қиладиган интенсивликларни йиғиндисига тенг бўлади, деган хулосага келамиз.

$$I = I_1 + I_2 \quad (5)$$

тўлқинлар когерент бўлганда $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ нинг қиймат вақт ўтиши билан ўзгармайди, лекин фазонинг ҳар бир нуқтасида ўз қиймати бўлади, яъни

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos (\alpha_2 - \alpha_1) \quad (6)$$

фазонинг қайси нуқталари учун $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ бўлса I ўша жойларда $I_1 + I_2$ дан ва қайси нуқталарида $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ бўлса, I ўша жойларда $I_1 + I_2$ дан кичик бўлади. Шундай қилиб монохораматик когерент ёруғлик тўлқинлари устма-уст тушганда ёруғлик оқимининг фазода қайта тақсимланиши рўй беради, натижада фазонинг баъзи жойларида интенсивликнинг максимумлари (ёруғ соха) бошқа жойларда -минимумлари (қоронғу соха) вужудга келади. Бу ҳодиса ёруғлик интерференцияси деб аталади. $I_1 = I_2$ бўлганда тўлқинлар интерференцияси айниса яққол рўёбга чиқади. У ҳолда (6) га кўра

минимумларда $I=0$ ва максимумларда $I=4I_1$ бўлади. Нокогерент тўлқинлар учун худди шу ҳолда ҳамма жойда бир хил ёритилганлик ҳосил бўлади яъни $I=2I_1$.

Икки нурдан кузатиладиган интерференцион манзара. Ёруғликнинг табиий манбалари нокогерент бўлади. Бир манбадан чиқаётган тўлқинни икки қисмга ажратиб (ёруғликнинг қайтиши ёки синиши ёрдамида), ёруғликнинг когерент тўлқинларини ҳосил қилиш мумкин. Агар бу икки тўлқинни ҳар хил оптикавий йўлларни босиб ўтишга мажбур қилсак, сўнг уларни бир-бирига устма-уст туширсак, интерференция кузатилади.

Фараз қилайлик, икки когерент тўлқинга ажралиш 0 нуқтада амалга ошаётган бўлсин.

Р нуқтага келгунча биринчи тўлқин синдириш кўсаткичи n_1 бўлган муҳитда S_1 йўлни босиб ўтади, иккинчи тўлқин эса, синдириш кўрсаткичи n_2 бўлган муҳитда S_2 йўлни босиб ўтади. Агар 0 нуқтада тебраниш фазаси ωt , бўлса, биринчи тўлқин Р нуқтада

$$X_1 = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{g_1} \right)$$

тебраниш уйғотади: иккинчи тўлқин эса

$$X_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{g_2} \right)$$

тебраниш уйғотади. Бу ерда $g_1 = \frac{c}{n_1}$ ва $g_2 = \frac{c}{n_2}$ биринчи ва иккинчи тўлқинларнинг

фазовий тезлиги. Демак, тўлқинлар Р нуқтада уйғотган тебранишларнинг фаза фарқи қуйидагига тенг бўлади;

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{g_2} - \frac{S_1}{g_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1) \quad (1)$$

$\omega = 2\pi\nu$ ва $\lambda = \frac{c}{\nu}$ (λ - вакуумдаги тўлқин узунлиги) бўлгани учун

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 S_2 - n_1 S_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (2)$$

Бу ерда $\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1$, бўлиб Δ -оптик йўллар фарқи дейилади. (2) дан кўринадики, агар оптик йўллар фарқи Δ вакуумдаги тўлқин узунликларининг бутун сон марта олинганига тенг бўлса, яъни $\Delta = \pm k\lambda$ $k=0,1,2$, (3) бўлса δ фазалар фарқи 2π га қаррали бўлади ва ҳар икки тўлқин Р нуқтада уйғотаётган тебранишларнинг фазаси бир хил бўлади. Демак (3) шарт интерференцион максимумлар шартидир. Агар Δ вакуумдаги тўлқин узунликларининг ярим бутун сонига тенг бўлса, яъни

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0,1,2,3,\dots \quad (4)$$

бўлса, $\delta = 2\pi k + \pi$ бўлади ва Р нуқтадаги тебранишлар қарама-қарши фазали бўлади. Шундай қилиб (4) шарт интерференцион минимумлар шартидир.

Юпқа пардаларда интерференция. Фараз қилайлик, шаффоф ясси-параллел пардага ёруғликнинг параллел дастаси тушаётган бўлсин. Парда юқорига ёруғликнинг иккита когерент параллел дасталарини қайтаради, улардан бири пластинканинг юқори сиртидан ёруғлик қайтиши ҳисобига вужудга келади.

Иккинчи даста пластинкага киришда ва ундан чиқишда синади.

1 ва 2 нурлар оптикавий йўллариининг фарқи

$$\Delta = nS_2 - S_1 \quad (1)$$

$$S_2 = OC + CB = \frac{b}{\cos \alpha_2} + \frac{b}{\cos \alpha_2} = \frac{2b}{\cos \alpha_2} \quad (2)$$

$$S_1 = OA = OB \sin \alpha_1 = 2b \tan \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (3)$$

$$\Delta = \frac{2bn}{\cos \alpha_2} - 2b \tan \alpha_2 \sin \alpha_1 \quad (4)$$

$\sin \alpha_1 = n \sin \alpha_2$ ва $\sin^2 \alpha_2 = 1 - \cos^2 \alpha_2$ эканини эътиборга олиб (4)ни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин. $\Delta = 2bn \cos \alpha$

йўллар фарқи Δ ни тушиш ёки қайтиш бурчаги α_1 орқали ифодалаш мумкин.

$$\Delta = 2bn \cos \alpha = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} \quad (5)$$

Ёруғлик тўлқини оптик зичлиги кичикроқ мухитни оптик зичлиги каттароқ мухитдан ажратиб турувчи чегарадан қайтганда (0 нуктада) тебранишлар фазаси π га ўзгаради. Уни ҳисобга олиш учун (5) га вакуумдаги тўлқин узунлигининг ярмини қўшиш (ёки айриш) кифоя. Натижада қуйидаги ифода ҳосил бўлади.

$$\Delta = 2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} - \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

Интерференциянинг натижаси (6) катталигининг қийматига боғлиқ. $\Delta = k\lambda$

яъни $2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ бўлганда интенсивликнинг максимумлари

кузатилади. $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ яъни $2b \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1} = k\lambda$

бўлганда эса интенсивликнинг минимумлари ҳосил бўлади.

Кўп нурли интерференция. Икки нурнинг қўшилиши туфайли вужудга келадиган интерференцион манзаранинг бир камчилиги мавжуд экрандаги ёритилганлик максимумдан минимум томон аста ўзгариб боради. Бошқача айтганда, максимумлар ёйилганроқ бўлиб умумий фонда унчалик аниқ ажралиб турмайди. Интерференцион манзаранинг кескинлигини ошириш мақсадида икки эмас, балки кўпроқ когерент нурларнинг интерференциялашишидан фойдаланилади. Интерференцион

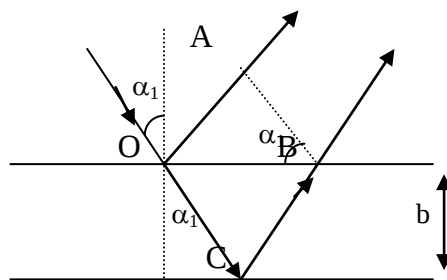
манзараларда мужассамлашган ёруғлик энергияси қўшилаётган тўлқинлар сони N га пропорционал, максимумлардаги энергия эса N^2 га пропорционал равишда ортиб боради.

Энергияни сақланиш қонунига асосан N ортган сари интерференцион манзаранинг максимумлардан бўлак қисмлари қоронғироқ бўлади ва манзаранинг кўпроқ қисмини эгаллайди. Шунинг учун кўп нурли интерференцияда икки нурли интерференцияга нисбатан максимумлар энсизроқ ва ёрқинроқ бўлади.

Ёруғлик интерференциясининг қўлланилиши. Интерферометрлар.

Ёруғлик интерференцияси ходисаси газсимон моддаларнинг синдириш кўрсаткичини аниқлашда, узунлик ва бурчакларни нихоятда аниқ ўлчашда, сиртларга ишлов беришнинг сифатини текширишда ва ҳақозо жуда кўп жойларда қўлланади.

Юпқа пардалардан қайтишдаги интерференция асосида оптикавий тизимларни равшанлаштириш амалга оширилади. Ёруғлик линзанинг ҳар бир синдирувчи сиртидан ўтганда тушувчи ёруғликнинг тахминан 4% қайтади. Мураккаб объектларда бундай қайтишлар кўп бўлади. Равшанлаштирилган оптикавий тизимларда ёруғликнинг



қайтишини йўқотиш учун линзанинг ҳар бир эркин сиртига синдириш кўрсаткичи линзаникидан бошқача бўлган моддадан юпка парда қопланади. Агар парданинг синдириш кўрсаткичи линза синдириш кўрсаткичининг квадрат илдизига тенг бўлса, айниқса яхши натижага эришилади.

Интерферометрлар деб аталадиган интерференцион асбобларнинг бир неча тури бор. Масалан, мухитларнинг синдириш кўрсаткичларининг ўлчаш учун Жермер интерферометри, юлдузларнинг бурчакли ўлчамларини ўлчаш учун юлдузлар интерферометрларни, деталларнинг сиртларига механик ишлов бериш сифатини текшириш учун А.А. Лебедевнинг поляризацион интерферометри ва В.А. Линник интерферометридан фойдаланиш мумкин. Майкелсон интерферометри масофаларни юқори аниқлик билан ўлчашга ёрдам беради. Узунлик бирлиги метр жуда катта аниқликда қадмий, симоб ва криптон атомлари чиқараётган тўлқин узунлиги ҳисобида аниқланган эди.

Ҳозирги вақтда кўпчилик спектрал чизикларнинг тўлқин узунликлари юқори даражадаги аниқлик билан маълум. Шунинг учун берилган узунликда жойлашадиган тўлқин узунликларини бевосита санаб чиқиш зарурияти йўқолган.

Назорат саволлари

Монохроматик нур.

1. Когерент нур ҳақида тушунча.
2. Когерент нурларининг ҳосил қилиш усуллари.
3. Ёруғлик интерференцияси.
4. Оптик йўл узунлиги ва фарқи.
5. Интерференция максимум ва минимум шарт.
6. Юпка пардаларда интерференция максимум ва минимум шарт.
7. Ёруғлик интерференциясини қўлланилиши.
8. Интерферометрлар.
9. Кўп нурли интерференция қандай ҳосил қилинади.

10 - Маъруза

ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

РЕЖА.

1. Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс принципи.
2. Френел зоналари усули.
3. Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган Френел дифракцияси.
4. Тирқишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси.

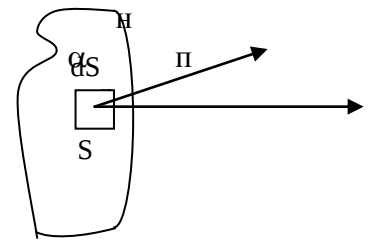
Таянч сўз ва иборалар: дифракция, тўлқин узунлиги, Гюйгенс принципи, тўлқин фронти, Френел зоналари, доиравий тешик, тирқиш.

Ёруғлик дифракцияси. Гюйгенс принципи. Ёруғлик тўлқинларининг тўсиқларни айланиб ўтиб геометрик соя соҳасига бурилиш ҳодисаси ёруғлик дифракцияси дейилади. Тўлқин узунлиги тўсиқ ўлчами билан ўлчовдош катталиклар бўлганда, яъни $\lambda \approx d$ да кучли дифракция кузатилади.

Тўлқинлар дифракцияси ҳодисаси Гюйгенс принцип ёрдамида тушунтирилиши мумкин. Гюйгенс принцинга биноан тўлқин ҳаракат етиб борган ҳар бир нуқта иккиламчи тўлқинлар учун марказ бўлиб хизмат қилади, бу тўлқинларнинг ўраб олган эгри чизик кейинги моментдаги тўлқин фронтининг вазиятини беради. Френел Гюйгенс принципини иккиламчи тўлқинлар интерференцияси

хақидаги тушунча билан тўлдирди. Бирор С манбадан тарқалаётган ёруғликнинг тўлқин сиртининг ҳар бир элементи иккиламчи сферик тўлқиннинг манбаи бўлиб у тўлқиннинг амплитудаси r масофа ортган сари $1/r$ қонун бўйича камайиб боради. Демак тўлқин сиртининг ҳар бир dS элементида P нуқтага қуйидаги тўлқин келади:

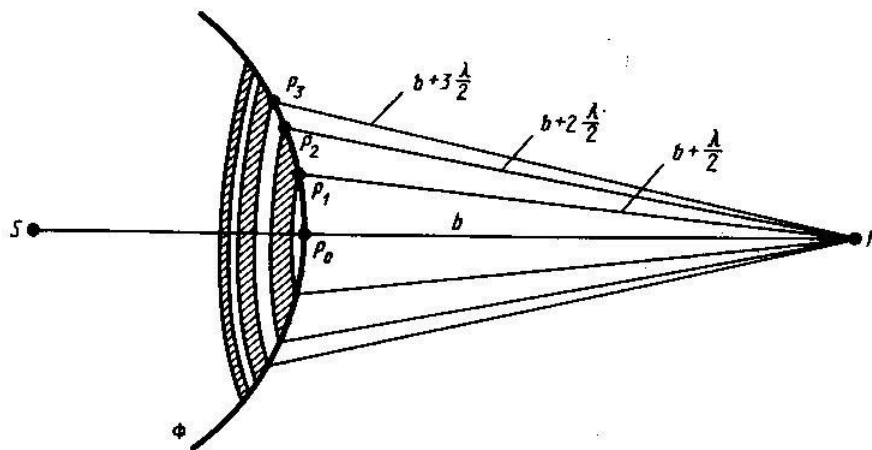
$$d\xi = \frac{K}{r} A_0 dS \cdot \cos(\omega t - kr + \alpha_0) \quad (1)$$



$(\omega t + \alpha_0)$ - тўлқин сирт С пойлашган ердаги тебраниш фазаси, $K = 2\pi/\lambda$ тўлқин сони. r - сиртнинг dS жойлашган ердаги ёруғлик тебранишининг амплитудаси. K - пропорционаллик коэффициенти.

Дифракция ходисаси икки хил бўлади. Агар ёруғлик манбаи ва кузатиш нуқтаси P нуқтага боровчи нурлар деярли параллел дастани ҳосил қилса, Фраунгофер дифракцияси ёки параллел нурлардаги дифракция кузатилади. Акс ҳолда Френел дифракцияси кузатилади.

Френел зоналари усули. Бир жинсли мухитда нуқтавий С манбадан тарқалувчи сферик тўлқин P нуқтада уйғотадиган ёруғлик тебранишининг амплитудасини топиш учун Гюйгенс-Френел принципини татбиқ қиламиз. Бундай сферик тўлқиннинг тўлқин сирти CP тўғри чизиққа нисбатан симметрик бўлади. Френел тўлқин сиртни шундай халқасимон зоналарга ажратганки, ҳар бир зонанинг четидан P нуқтагача бўлган масофалар бир-биридан $\lambda/2$ га фарқ қилади. m -чи зонанинг таши четидан M нуқтагача бўлган b_m масофа қуйидагича ифодаланади $b_m = b + \frac{1}{2} m \lambda$ (1) m ортган сари b_m



масофа қонун билан жуда секин орта боради. b - тўлқин сиртининг O учидан M нуқтагача бўлган масофа. m -зона M нуқтада уйғотадиган тебранишнинг амплитудаси A_m m ортган сари монотон равишда камаяди.

Икки ўшни зонанинг бир хил нуқталаридан M нуқтага келувчи тебранишлар қарама-қарши фазали бўлади. Шунинг учун M нуқтадаги натижавий ёруғлик тебранишининг амплитудаси.

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

$$\text{ёки} \quad A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (2)$$

Френел зоналари M нуқтада уйғотадиган тебранишларининг амплитудалари монотон камаювчи кетма-кетликни ҳосил қилади:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots \quad (3)$$

Шу сабабли

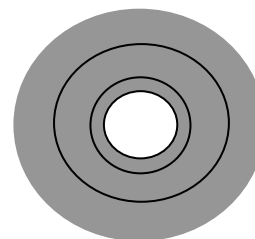
$$A_m = \frac{(A_{m-1} + A_{m+1})}{2} \quad (4)$$

бўлиб (2) формула қуйидагича содалашади

$$A = A_1/2 \quad (5)$$

Демак бутун тўлқин сиртининг таъсири марказий зона таъсирининг ярмига тенг. Марказий зонанинг ўлчовлари миллиметрнинг улушлари тартибида бўлганлиги учун ёруғлик C нуқтадан M нуқтага гўё жуда ингичка тўғри чизиқли канал чеграсида тарқалади, яъни деярли тўғри чизиқ бўйича тарқалади.

Агар ёруғлик тўлқинининг йўлига ҳамма жуфт номерли ёки то номерли зоналарни тўсувчи пластинка қўйилса, M нуқтада тебраниш амплитудаси кескин кўпайиб кетади. Бундай пластинка зона пластинкаси деб аталади. Зона пластинкаси йиғувчи линза каби ишлаб, M нуқтада ёруғлик интенсивлигини жуда кўп марта кучайтиради.

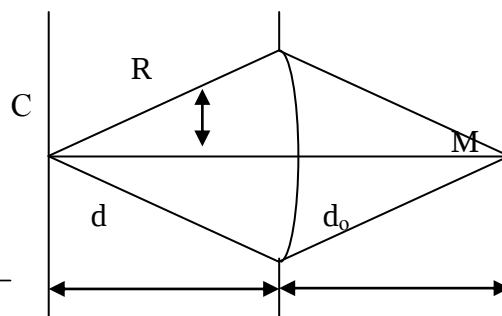


Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган Френел дифракцияси. Сферик ёруғлик тўлқинининг йўлига R радиусли доиравий тешиги бўлган шаффофмас тўсиқ қўямиз.

Экрани шундай жойлаштирамизки, C ёруғлик манбаидан туширилган перпендикуляр тешикнинг марказига тўғри келсин.

Тешикнинг R радиуси d ва d_0 узунликлардан жуда кичик бўлганда, d ни C манбадан тўсиқкача бўлган масофага тенг деб, d ни эса тўсиқдан M нуқтагача бўлган масофага тенг деб ҳисоблаш мумкин. Агар d ва d_0 масофалар

$$r_0 = \sqrt{ab \cdot \frac{m \lambda}{a + b}}$$



шартни қаноатлантирса, тешик P нуқта учун аниқланган Френел зоналаридан тўппа-тўғри биринчи m тасини очик қолдиради. Очик Френел зоналарининг сони

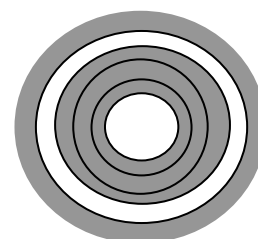
$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

M нуқтадаги тебраниш амплитудаси

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_m$$

Френел зоналарининг сони - жуфт ёки тоқ сон очик бўлишига қараб, M нуқтанинг ўзида интенсивлик максимумга ёки минимумга эришади. Мисол учун бу сон 3 га тенг бўлсин. У ҳолда дифракцион манзаранинг марказида интенсивликнинг максимуми ҳосил бўлади (расм).

Демак доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракцион манзара навбатма-навбат жойлашган ёруғ ва қорамтир концентрик халалардан иборат бўлади. Манзаранинг марказида ё ёруғ (m -тоқ сон), ё қора (m -жуфт) доғ бўлади.



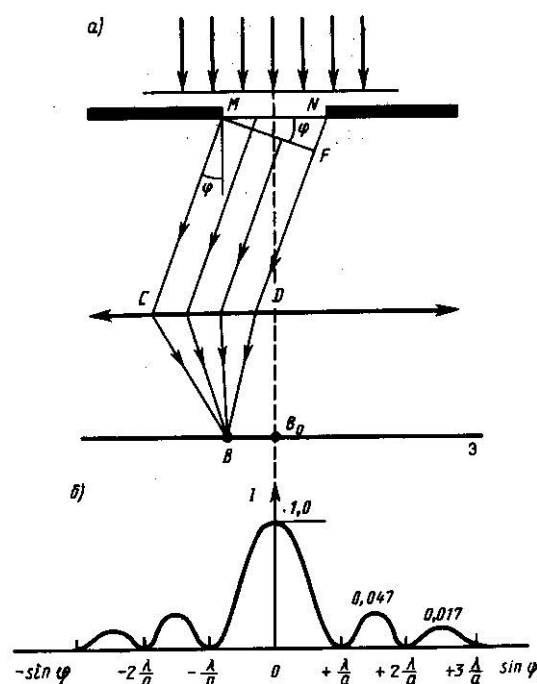
Тирқишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси.

Кенглиги a га тенг бўлган БС тирқишга параллел нурлар дастаси тушаётган бўлсин. Тирқиш узунлиги $l \gg a$. Тирқиш орасига нурларни бош фокал текисликда тўпловчи линза ўрнатилган. Тирқишга етиб келувчи тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтаси барча томонга тарқалувчи тебранишларнинг манбаидир. Дастлабки йўналишдан φ бурчакка бурилиб кетувчи нурлар линзанинг фокал текислигидаги экраннинг B нуқтасига йиғилади. B нуқтадаги интерференциянинг катталиги МСВ ва NDB нурлар орасидаги Δ оптик йўл фарқи ва ёруғлик тўлқинининг узунлиги λ га боғлиқ $MF/MN = \sin \varphi$
 $NF = \Delta$ $MN = a$

у ҳолда $\Delta = a \sin \varphi$

тўлқин сиртнинг очиқ қисмини бир хил кенгликдаги $2k$ та зонага ажратиш мумкин.

Агар зоналар сони жуфт бўлса, $a \sin \varphi = \pm 2k(\lambda/2)$ $k=0,1,2,3$ бўлиб дифракция минимумлари кузатилади (қоронғи соҳа). Агар зоналар сони тоқ бўлса $a \sin \varphi = \pm (2k+1)\lambda/2$ $k=0,1,2,3,\dots$ дифракция максимумлари кузатилади (ёруғ соҳа).



Назорат саволлари.

1. Ёруғлик дифракцияси нима.
2. Дифракция юз бериши учун қандай шарт бажарилиши керак.
3. Гюйгенс принципи.
4. Френел-гюйгенс принципи
5. Френел зоналари.
6. Доировий тешикдан ҳосил бўладиган френел дифракцияси.
7. Фраунгофер дифракцияси.
8. Битта тирқишда кузатиладиган дифракция максимум ва минимум шартлар.

11 – Маъруза

ЁРУҒЛИК НУРЛАРИНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

Режа

1. Ёруғликни қутбланиши. Поляризатор ва анализатор. Малюс қонуни.
2. Ёруғликни қайтишда ва синишда қутбланиши. Брюстер қонуни.
3. Иккиланма нур синдиришдаги қутбланиш.
4. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш.

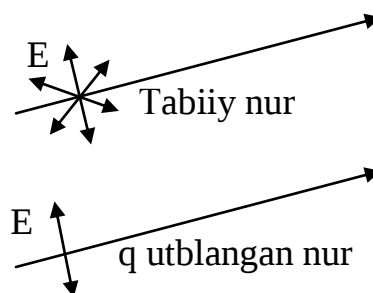
Таянч сўз ва иборалар: фотография, голограмма, табиий нур, қутбланган нур, поляризатор, анализатор, Малюс қонуни, Брюстер қонуни,

Ёруғликни қутбланиши. Поляризатор ва анализатор Малюс қонуни.

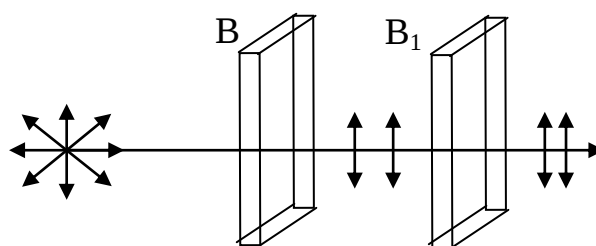
Ёруғликнинг қутбланиш ҳодисаси ёруғлик нуруни кўндаланг электромагнит тўлқин эканлигини тасдиқлайди. Табиий ёруғлик нурида уни тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган барча йўналишларда ёруғлик векторининг (электр майдон-кучланганлиги вектори-Э) тебранишлари содир бўлади ва бу тебранишларнинг биронтаси ҳам бошқа тебранишлар олдида афзалликка эга бўлмайди.

Агар ёруғлик векторининг тебранишлари фақат битта текисликда юз бераётган бўлса, бундай ёруғликни ясси (ёки тўғри чизили) қутбланган деб юритилади. Ёруғлик вектори тебранаётган текисликни тебраниш текислигидеб аталади.

Ясси қутбланган ёруғликни табиий ёруғликдан поляризаторлар (қутблагичлар) деб аталувчи асбоблар ёрдамида олиш мумкин.



Турмалин пластинкаси B_1 ёруғлик нуруни қутблайди ва поляризатор бўлиб хизмат қилади. Иккинчи B_1 турмалин пластинкаси унга қутбланган нур тушаётганини аниқлашга имкон беради



. Тўлқиннинг қутбланган ёки қутбланмаганлигини аниқлаш учун мўлжалланган бу B_1 асбобни анализатор дейилади. Поляризаторларга ёруғлик векторининг амплитудаси E_0 бўлган

нур тушаётган бўлсин. Бу векторни поляризатор P дан ўтган қисми E_0 бўлсин. А анализатор текислиги P поляризатор текислигига нисбатан α бурчакка бурилган бўлсин. Анализатордаги ўтган ёруғлик вектори

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (1)$$

Ёруғлик интенсивликларининг нисбати амплитудалар квадратлари нисбатларига пропорционал бўлгани учун

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E^2}{E_0^2} = \cos^2 \alpha \quad (2)$$

$$\text{ёки} \quad I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (3)$$

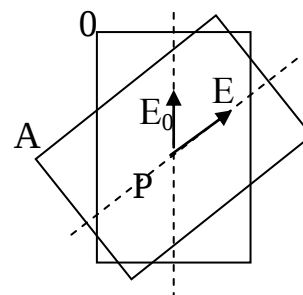
Бу Малюс қонунининг математик ифодаси бўлиб бу қонунга асосан анализатордан ўтган ёруғлик интенсивлиги поляризатордан ўтган ёруғлик интенсивлигини анилизатор ва поляризатор текисликлари орасидаги бурчак косинусини квадратига кўпайтмасига тенг.

Агар қисман қутбланган ёруғлик поляризатор орқали ўтказилаётган бўлса ва асбоб нур йўналиши атрофида айлантирилса, ўтган ёруғлик интенсивлиги $I_{\max}$ билан $I_{\min}$ қийматлар оралиғида ўзгариб туради.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4)$$

ифода қутбланиш даражаси деб аталади. Ясси қутбланган ёруғлик учун $I_{\min}=0$ ва $P=1$ табиий ёруғлик учун $I_{\max}=I_{\min}$ ва $P=0$.

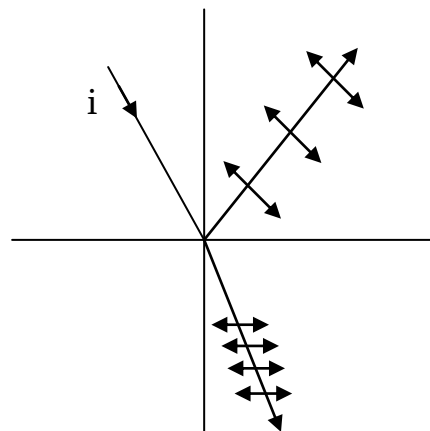
Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши. Брюстер қонуни. Агар ёруғлик нурунинг иккита диелектрикни ажратиб турувчи чегарага (масалан, шиша



пластинка сиртига) тушиш бурчаги нолга тенг бўлмаса, қайтган ва синган нурлар қисман қутбланган бўлади. Қайтган нурда тушиш текислигига перпендикуляр тебранишлар кўпроқ бўлади (нуқталар), синган нурда эса тушиш текислигига параллел тебранишлар кўпроқ бўлади (икки томонида стрелка). Ёруғликнинг тушиш бурчагининг тангенс диелектрикнинг абсолют синдириш кўрсаткичига тенг бўлса қайтган нур тўлиқ қутбланади.

$$\operatorname{tg} i_B = n \quad (1)$$

Бу муносабат Брюстер қонуни номи билан юритилади i_B бурчак Брюстер бурчаги ёки тўла қутбланиш бурчаги деб аталади. Ёруғлик Брюстер бурчаги остида тушганда қайтган ва синган нурлар ўзаро перпендикуляр бўлади. Тушаётган ёруғлик тўлкини диелектрик ичига кириб, атомлар таркибидаги электр зарядларини мажбурий тебранишлар бажаришга олиб келади. Тебранувчи зарядлар электромагнит тўлқинлар таркатади, бу тўлқинларни биз иккиламчи деб атаймиз.



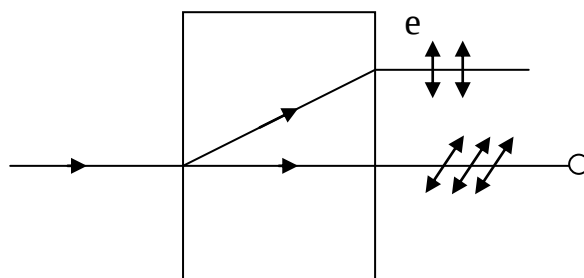
Диелектрикнинг ичида иккиламчи тўлқинлар тушувчи (бирламчи) тўлқин билан қўшилади. Бирламчи ва иккиламчи тўлқинлар ўшилишидан ҳосил бўлган натижавий тўлқин синган тўлқинни беради. Зарядларнинг мажбурий тебранишлари мана шу натижавий тўлқиннинг Э вектори йўналишида содир бўлади.

Иккиланма нур синдиришдаги қутбланиш. Ёруғлик нури баъзи кристаллардан ўтганда иккита нурга ажралади. Бу иккиланма нур синдириш деб ном олган ҳодиса исланд шпати (Ca CO_3 -калсий карбонат тузи) учун 1670 йилда Даниялик физик Эразм Бартоломин томонида кузатилган эди. Иккиланма нур синдириш вақтида нурлардан бири одатдаги синиш қонунига бўйсинади ва тушувчи нур ҳамда нормал билан бир текисликда ётади. Бу

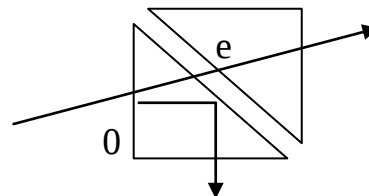
нур (нормал) оддий нур деб аталади ва O билан белгиланади. Нурларнинг иккинчиси ғайриоддий (аномал) нур деб аталди уни e ҳарфи билан белгиланади ва унинг учун

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_2}$$

нисбат тушиш бурчагининг ўзгариши билан ўзгаради. Ҳатто ёруғлик нормал бўйича



тушганда ҳам ғайриоддий нур, умуман қайтганда, дастлабки йўлидан оғади. Никол призмаси деб аталадиган поляризатор жуда кенг тарқалган. У исланд шпати призмаларини канада балзами билан ёпиштирилади. Бунда канада балзамини синдириш кўрсаткичи n бўлиб $n < n_0$ шартни қанотлантириши керак.



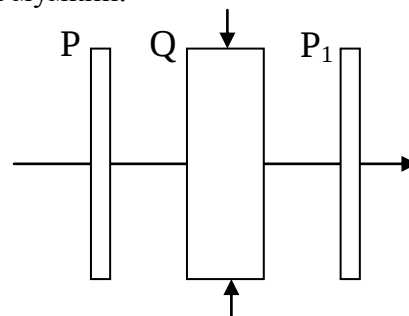
Оддий нур тўла ички қайтишга учрайди, ғайриоддий нур эса бемалол ўтиб кетади. Баъзи кристалларда нурлардан бири иккинчисига қараганда кўпроқ ютилади. Бу ҳодиса дихроизм деб аталади. Кўзга кўринадиган нурларда кучли дихроизм турмалин кристаллида кузатилади. Унда оддий нур 1 мм узунликда деярли бутунлай ютилади. Сиртлар юзи катта бўлган қутбловчи асбоблар поляроидлар дейилади. Поляроид жуда кучли дихроик кристалл ҳисобланган герапатитнинг қалинлиги 0,1 мм бўлган пўсти нурлардан бирини ҳақиқатда бутунлай ютиб олиб, бундай юпа қатлам қутбловчи вазифасини ўтайди. Замонавий поляроидлар спектрнинг бинафша ва қизил соҳаларини

қисман кутбланган ҳола ўтказди. Поляроидлар автомобил йўлларида ҳайдовчининг кўзини қаршидан келаётган машина фарасини кўзни қамаштириш таъсиридан муҳофаза қилишда ҳам татбиқ этилади. Бунинг учун автомобилнинг олдинги ойнаси ва фаралари поляроиддан ясалади.

Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш. Ёруғликнинг кристалларда турли йўналишларда турлича тезлик билан тарқалиши оптик анизотропия дейилади. Физик хусусиятлари йўналишларга боғлиқ бўлмаган муҳит изотроп муҳит деб аталади. Физик хусусиятлари йўналишларига боғлиқ бўлган муҳит эса анизотроп муҳит деб аталади. Изотроп муҳитда (шиша платинкада) ёруғликнинг синиши, синиш қонунига бўйсинади. Анизотроп кристалларида (исланд шпати) ёруғлик нури синганда иккиланма нур синдириш ҳодисаси кузатилади.

Иккиланма нур синдириш тиниқ изотроп жисмларда ва кубик тизмдаги кристалларда ҳар хил таъсирлар остида вужудга келиши мумкин.

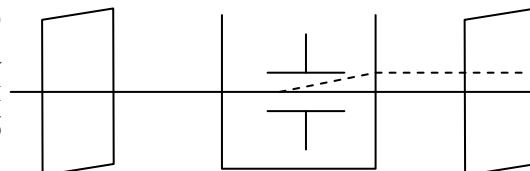
Шишадан ясалган Q пластинкани ўзаро перпендикуляр P ва P₁ поляризаторлар орасига жойлаштирамиз. Шиша деформацияланмаган ҳолда бундай тизим ёруғлик ўтказмайди. Агар шишани деформацияласак (масалан, бирор ўқ бўйича сиқсак) тизим орқали Ёруғлик ўта бошлайди, шунинг билан бирга, тизим орқали ўтган нурларда



кузатиладиган манзара ранг-баранг чизиклар билан опланган бўлади. Чизиклар жойлашишининг характериға қараб пластинка ичидаги кучланишларнинг тарқалиши ҳақида мулоҳаза юритиш мумкин.

Кучланишларни текширишнинг оптикавий усули мана шу сунъий иккиланма нур синдиришга асосланган. Оптикавий усул шишадан ясалган маҳсулотларда зарарли кучланишларнинг бор-йўқлигини текшириш учун ишлатилади. Бракларнинг ажратишнинг бундай усули жуда ҳам сезгир бўлади. 1875 йилда Керр суюликларда (аморф атти жисмларда ҳам) электр майдон таъсирида иккиланма нур синдириш вужудга келишини кашф қилди. Бу ҳодисани Керр эффекти деб аталган.

$$n_0 - n_a = kE^2$$



Назорат саволлари.

1. Табиий ва кутбланган ёруғлик нури.
2. Поляризатор ва анализатор.
3. Малюс қонуни.
4. Қутбланиш даражаси
5. Ёруғликнинг қайтишда ва синишда қутбланиши. Брюстер қонуни
6. Иккиланма нур синдиришдаги қутбланиш. Поляроидлар.
7. Оптик анизотропияни сунъий равишда ҳосил қилиш.

12 – Маъруза

ЁРУҒЛИК ДИСПЕРЦИЯСИ

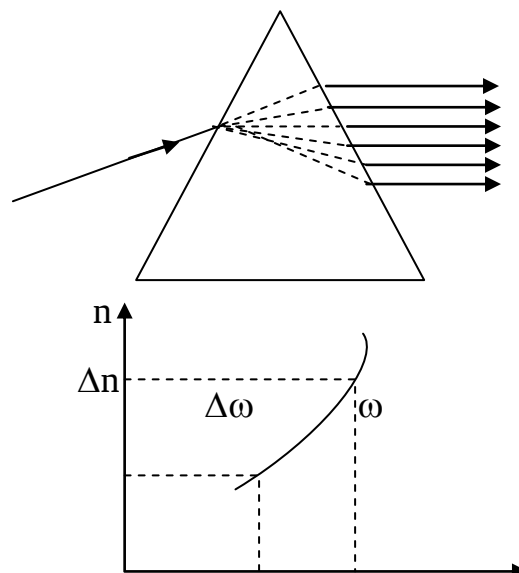
Режа

1. Ёруғлик дисперцияси. Нормал ва аномал дисперция.
2. Ёруғликнинг ютилиши. Бугер қонуни.
3. Ёруғликни сочилиши. Релей қонуни.
4. Допплер эффекти.
5. Вавилов-Черенков нурланиши.

Таянч сўз ва иборалар: иккиланма нур синдириш, оптик анизотропия, изотроп мухит, деформация, Керр эффекти, спектр, синдириш кўрсаткичи, нормал, аномал, тўлқин энергияси, Бугер қонуни, ютилиш коэффициенти, интенсивлик,

Ёруғлик дисперцияси. Нормал ва аномал дисперция. Модданинг абсолют синдириш кўрсаткичини ёруғлик тўлқинининг частотаси (ω) ёки узунлигига (λ) боғлилиги билан юзага келувчи ҳодисаларга ёруғлик дисперцияси деб аталади. Бу боғлилик $n=f(\omega)$ ёки $n=f(\lambda)$ функциялар билан ифодаланади.

И. Нютон 1672 йилда биринчи бўлиб ёруғлик дисперциясини экспериментал текширди. Тажрибада призма орқали ўтган оқ ёруғлик нури тўлқин узунлигига боғлиқ равишда қизилдан бинафшагача рангдаги ёруғликларга ажралган, яъни нурланиш спектрини ҳосил қилган.



Бирор частота интервали $\Delta\omega$ да синдириш кўрсаткичи Δn нинг ўзгаришини характерловчи $\Delta n/\Delta\omega$ катталиқ модда дисперцияси ўлчови деб аталади. Частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи ортиб борса, яъни $\Delta n/\Delta\omega > 0$, бўлса, нормал дисперция дейилади. Агар частота ортиши билан модданинг синдириш кўрсаткичи камайса, яъни $\Delta n/\Delta\omega < 0$ бўлса, аномал дисперция дейилади.

Дисперция ҳодисасини тушунтириш учун ёруғликни электромагнит тўлқин деб, модда тузилишини эса электрон назария асосида тасаввур қилиш етарли. Электромагнит тўлқиннинг электронга таъсир кучи

$$F = F_{el} + F_l = -qE + q[vB] \quad (1)$$

Ҳисоблашлар F_l F_{el} дан 1000 марта кичик. Шунинг учун (1) дан

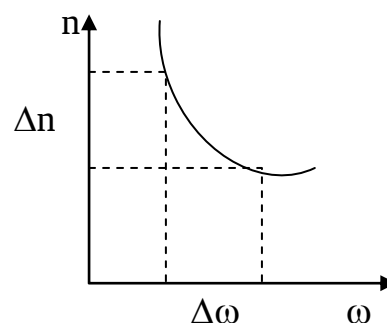
$$F = -qE = qE_0 \cos \omega t \quad (2)$$

E_0 -электромагнит майдон кучланганлиги E ни амплитуда қиймати. ω -тўлқинни циклик частотаси. Максвелл назариясига асосан электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}$$

Мухитни синдириш кўрсаткичи n . Кўпчилик ҳолларда $\mu=1$ бўлиб $n=\epsilon$. Агар модданинг бирлик ҳажмдаги атомлар сони N бўлса, у ҳолда электрон назарияга асосан

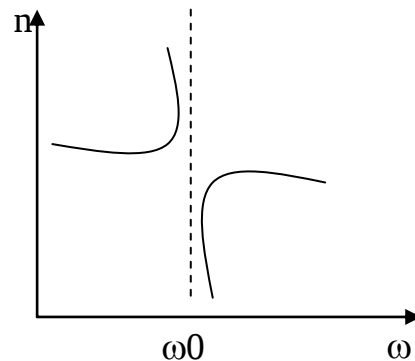


$$n = \sqrt{1 + \frac{N \frac{e^2}{m}}{\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}}$$

. Бу формула асосида n нинг қийматларини ω га боғлилиги шуни кўрсатдики муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n тўлқин частотасига монанд равишда ортиб боради. Лекин тўлин частотаси

ω муҳит электр зарядлар хусусий тебранишларнинг частоталаридан бири ω_0 га яинлашганда ω нинг қиймати кескин ортиб кетади. ω нинг қиймати ω_0 га юқори частоталар томонидан яинлашганда эса n нинг қиймати кескин камайиб кетади. Бошача айтганда ω нинг ω_0 га яин бўлган соҳасида $n=\phi(\omega)$ функция узилишига эга бўлади.

Бунинг сабаби назарий мулоҳазаларда тебранма ҳаракатнинг сўнишни яъни электромагнит тўлқиннинг бир қисмини муҳитда ютилишини ҳисобга олинмаганлигидир.



Ёруғликнинг ютилиши. Бугер қонуни.

Электромагнит тўлқин m моддадан ўтганда тўлқин энергиясининг бир қисми электронлар тебранишини уйғотишга сарф бўлади.

Бу энергия қисман электронлар уйғотган иккиламчи тўлқин тарзида нурланишга қайтади; қисман эса модданинг ички энергиясига айланади. Шундай қилиб ёруғлик моддадан ўтганда унинг интенсивлиги камаяди-ёруғлик моддада ютилади. Тажиба кўрсатадики, ёруғлик интенсивлигининг dl масофада ўзгариши $dl = -\chi I dl$ (1) χ -ютилиш коэффициенти бўлиб ютувчи модда хусусиятига боғлидир«-» ишора интенсивлик камайишни кўрсатади. Ёруғликнинг ютувчи қатламга кириш пайтдаги интенсивлиги I_0 га тенг бўлса модданинг l қалинликдаги қатламидан ўтган ёруғликнинг I интенсивлигини аниқлаймиз.

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\chi \int_0^l dl$$

(2)

$$\ln I - \ln I_0 = -\chi l$$

(3)

$$I = I_0 e^{-\chi l}$$

(4)

Бу Бугер қонуни деб аталади. Бу қонунга асосан ёруғлик

$$l = \frac{l}{\chi}$$

интенсивлиги ютувчи моддада экспоненциал камаяди. (4) да $\frac{l}{\chi}$ бўлганда I , I_0 га нисбатан э марта кам бўлади. Демак, ютилиш коэффициенти ўтаётган ёруғлик интенсивлигини э марта камайтирадиган қатлам алинлигига тескари бўлган катталиқдир.

Ёруғликнинг сочилиши. Релей қонуни. Ёруғлик нурлари ношаффоф модда орқали ўтганда ёруғликнинг бир қисми атрофга сочилиб кетади. Ёруғликнинг сочилиши жараёни классик нуқтаи назардан моддадан ўтаётган ёруғлик атомлардаги электронларнинг тебранишини уйғотишдан иборатдир. Тебранаётган электронлар ҳамма йўналиш бўйлаб тарқалаётган иккиламчи тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади. Ёруғликнинг сочилиши асосан бир жинсли бўлмаган муҳитда юзага келади. Оптикий бир жинслимасликлари аниқ ифодаланган муҳит лойқа муҳит деб юритилади. Уларга: 1) Тутун, яъни газлардаги муаллиф ҳолда юрган майда зарралар; 2) Туман газларда муалла ҳолда юрган суюликнинг майда томчилари; 3) Суюликда муалла сузиб юрувчи қаттик

заралардан ҳосил бўлган суспензиялар; 4) Садаф, сопол, сутдек оппоқ шиша каби қаттиқ жисимлар киради.

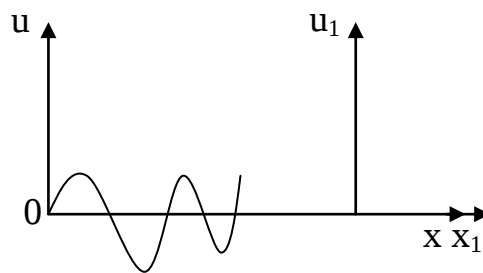
Агар бир жинслимасликлари ўлчови ёруғлик тўлқин узинлигидан кичик ($\sim 0,1 \lambda$ атрофида) бўлса сочилган ёруғлик интенсивлиги I ёруғлик тўлқин узунлигининг тўртинчи даражасига тескари пропорционал, яъни

$$I \approx \omega^4 \approx \frac{1}{\lambda^4}$$

Бу боғланиш Релей қонуни номи билан юритилади. Баъзан лоиха мухит деб аталиши мумкин бўлмаган суюлик ва газлар ҳам ёруғликни малум бир даражада сочадилар. Молекулар сабабчи булган ёруғликнинг бу тур сочилиш молекулар сочилиш деб аталади. Осмоннинг ҳаво ранг тусда кўриниши молекулар сочилиш билан тушунтирилади. Атмосферадаги узлуксиз равишда юз бериб турувчи тартибсиз молекулар ҳаракатлар натижасида вужудга келувчи ҳавонинг қуюқланиш ва сийракланиш жойлари уёшдан келаётган ёруғликни сочиб беради. Бунда $I \sim 1/\lambda^4$ қонунга асосан ҳаво ранг ва кўк нурлар сари ва қизил рангдаги нурларга нисбатан кучлироқ сочилиб осмони ҳаво ранг қилиб кўрсатади. Қуёш горизонтдан пастда турганда, ундан бевосита тарқалаётган нурлар катта қалинликдаги сочувчи мухитдан ўтиши натижасида узун тўлқинлар билан бойийди. Шу сабабли осмон эрта тонгнда қизғиш рангга бўялган кўринади.

Допплер эффекти. Тўлқин манбаи ва кузатувчининг ўзаро яқинлашиш ёки узоқлашиш вақтида қайд қилинадиган тўлқин частотаси (узунлиги)нинг ўзгариши Допплер эффекти деб аталади.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, манба ва кузатувчи бир-бирига яқинлашаётган ҳолда қайд қилинадиган тўлқин частотаси манба чиараётган нурланиш частотасидан каттароқ бўлади. Аксинча манба ва кузатувчи бир-биридан узоқлашаётган ҳолда қайд қилинадиган частота кичикроқ бўлади. Лоренц



алмаштиришларидан фойдаланиб манба чиқараётган ёруғлик тўлқин частотаси ν_0 билан кузатувчан қайд қилаётган нурланиш частотаси ν орасидаги боғланишни ҳосил қилиш мумкин.

$$\nu = \nu_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{g_0}{c}} / \sqrt{1 + \frac{g_0}{c}} \quad (1)$$

Манба ва кузатувчининг бир-бирига нисбатан ҳаракатланиш тезлиги g_0 ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги c дан анча кичик ($g_0 \ll c$) бўлганда (1) ифода тақрибан қуйидаги шаклда ёзилади:

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{g_0}{c} \right) \quad (2)$$

Допплер эффектидан зарралар, самовий жисмлар ҳаракатини ўрганишда ҳамда ҳаракатланувчи объектлар узоқлигини радиолокацион ўлчашларда кенг фойдаланилади.

Вавилов-Черенков нурланиш. П.А.Черенков С.И.Вавилов раҳбарлиги остида ишлаб, 1934 йилда радийнинг γ -нурлари таъсирида суюқликларнинг алоҳида тур нурланишига эга бўлишини топди. Вавилов, бу тур нурланишнинг манбаи γ нурлар вужудга келтираётган катта тезликдаги электронлар деб тўғри фараз қилди. Вавилов-Черенков эффекти деб аталган бу ҳодисани 1937 йилда И.Е.Тамм ва И.М.Франклар назарий тушунтириб бердилар.

Зарядланган зарранинг тезлиги $v > c/n$ бўлган ҳолда зарра ҳатто текис ҳаракат қилганда ҳам ўзидан электромагнит тўлқинлар чиқаради. Вавилов-Черенков нурланишида иса тўлқинлар кўп бўлади. Шунинг учун бу нурланиш ҳаворанг бўлиб кўринади.

Вавилов-Черенков эффекти электронлар, мезонлар ва протонларнинг суюқлик ва каттик муҳитдаги ҳаракатларида кузатилади.

Черенков счетчиги деб аталувчи асбобларда катта тезлик билан ҳаракатланаётган зарралар юзага келтирган ёруғлик фотоқўпайтиргич ёрдамида ток импульсига айлантирилади.

Назорат саволлари

1. Ёруғлик дисперцияси.
2. Нима учун ёруғлик призмадан ўганда спектрга ажралади.
3. Нормал дисперцияни тушунтиринг.
4. Аномал дисперция нима.
5. Ҳавонинг ва шаффанинг рангини тушунтиринг.
6. Ёруғликнинг ютилиши. Бугер қонуни.
7. Ёруғликнинг сочилиши. Релей қонуни.
8. Доплер эффекти.
9. Вавилов-Черенков нурланиш.

13- Маъруза ИССИҚЛИК НУРЛАНИШИ

Режа:

1. Иссиқлик нурланиши
2. Кирхгоф қонуни.
3. Релей-Жинс формуласи.
4. Стефан-Болсман қонуни.
5. Вин қонуни.
6. Планк формуласи.
7. Оптикавий пирометрия.

Таянч сўз ва иборалар: нурланиш, энергия, абсолют қора, асолюто, электромагнит тўлқин, энергиявий ёритувчанлик, эркинлик даражаси, квант, радиацион, равшанлик.

Иссиқлик нурланиши. Нурланишнинг энг кўп такраланган-жисмларни қиздириш орқали вужудга келтириладиган нурланишдир. Нурланишнинг бу тури иссиқлик (ёки температуравий) нурланиш деб аталади.

Иссиқлик нурланишнинг оқими деганда бирлик вақтда шу юза орқали ўтаётган нурланиш энергияси тушунилади.

$$\Phi = \frac{dW}{dt} \quad (1)$$

Нурланиш оқими (Φ) бирор ясси параллел пластинка қайтади (Φ_q), қисман жисмдан ютилади (Φ_{yu}), қолган қисми эса жисмдан ўтади (Φ_o), яъни

$$\Phi = \Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_o \quad (2)$$

буни Φ га бўлсак

$$\frac{\Phi_k}{\Phi} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi} + \frac{\Phi_o}{\Phi} = 1 \quad (3)$$

$\frac{\Phi_k}{\Phi} = \rho_{\lambda T}$ -жисмни нур қайтариш обилияти бўлиб жисм ҳарорати ва жисмга тушаётган тўлқин узунлигига боғлиқ.

$$\frac{\Phi_{\omega}}{\Phi} = a_{\lambda T}$$

-жисмнинг нур ютиш қобилияти бўлиб, у ҳам T ва λ га боғлиқ

$$\frac{\Phi_y}{\Phi} = D$$

-жисмнинг нур ўтказиш қобилияти у ҳолда (3) дан $\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} + D = 1$

Нисбатан қалинроқ бўлган кўпгина қаттиқ жисмлар учун $D=0$ у ҳолда

$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1 \quad (4)$$

Агар $\rho_{\lambda,T}=1$ ва $a_{\lambda,T}=0$ бўлса жисмга тушаётган нур тўла қайтарилади. Бундай жисм аюсолют оқ жисм дейилади. Агар $\rho_{\lambda,T}=0$ ва $a_{\lambda,T}=1$ бўлса, жисмга тушаётган нур тўла ютилади. Бундай жисм абсолют қора жисм деб аталади. **Кирхгоф қонۇни.** Нурланаётган жисмнинг бирлик сиртидан ҳамма йўналиш бўйлаб чиараётган энергия оқими жисмнинг

энергия- вийёритувчанлиги деб (P_e) аталади. $d\omega$ интервалининг кичик қийматида dP_e оқим $d\omega$ га пропорционал бўлади.

$$dR_{\omega} = r_{\omega} d\omega \quad (5)$$

r_{ω} -жисмнинг нур чиариш қобилияти деб аталади.

Чиқариш қобилиятини билган ҳолда энергиявий ёритувчанликни ҳисоблаш мумкин:

$$R_{\omega} = \int dR_{\omega} = \int_0^{\omega} r_{\omega} d\omega \quad (6)$$

Жисмларнинг нур чиқариш қобилияти қанча катта бўлса, унинг ютиш қобилияти ҳам шунча катта бўлади. Бундан қуйдаги муносабат келиб чиқади:

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_3 \quad (7)$$

Кирхгоф аниқлаган қонунга кўра: чиқариш ва ютиш қобилиятининг ўзаро нисбати жисмларнинг ўзаро табиатига боғлиқ бўлмай, ҳамма жисмлар учун частота (тўлқин узунлиги) ҳамда ҳароратнинг бирдай (универсал) функцияси ҳисобланади.

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T) \quad (8)$$

Абсолют қора жисм учун таърифга кўра $a_{\omega,T}$ формуладан

$$r_{\omega T} = f(\omega, T) \quad (9)$$

Демак Кирхгофнинг $f(\omega, T)$ универсал функцияси абсолют қора жисмнинг чиариш қобилиятининг ўзгинасидир.

Релей-Жинс формуласи. Релей ва Жинс энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тенг тақсимланиши ҳақидаги классик -статистик теоремага асосан $f(\omega, T)$ функцияни аниқлашга уриниб кўрдилар. Улар ҳар бир электромагнит тебранишига ўрта ҳисобда kT

энергиянинг 2 та ярми, яъни унинг битта ярми $\left(\frac{1}{2} kT \right)$ тўлқиннинг электр энергиясига ва иккинчиси эса магнит энергиясига тўғри келади деб фарз қилдилар ва $f(\omega, T)$ учун

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (1)$$

эканлигини аниқланг. Бу ифода Релей- Жинс формуласи деб аталади

Релей- Жинс формуласи фақат катта тўлқин узунликлари учунгина тажриба натижалари билан мос келади, кичик тўлқин узунликлари учун эса тажриба натижасидан кескин фарқ қилади.

Стефан-Болсман қонуни. Австриялик физик И. Стефан 1879 йили экспериментал натижаларни анализ қилиб, исталган жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги абсолют ҳароратнинг тўртинчи даражасига пропорционал деган хулосага келади. Австриялик физик Л.Больцман 1884 йили термодинамик мулоҳазаларга асосланиб абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги учун қуйидаги ифодани назарий йўл билан топди:

$$R = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4 \quad (2)$$

Шундай қилиб, Стефаннинг қора бўлмаган жисмлар учун қилган хулосаси (у абсолют оқ жисмлар билан эксперимент), фақат абсолют қора жисмлар учунгина ўринли бўлиб чида.

Абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги билан абсолют ҳарорат орасидаги (11) муносабат Стефан-Больцман қонуни деб аталган, σ -Стефан-Больцман доимийси деб аталди, унинг σ тажрибавий қиймати

$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{B_T}{m^2 K^4}$$

Вин қонуни. Немис физиги В. Вин 1893 йилда термодинамика ва электромагнит назариядан ҳам фойдаланиб, $f(\lambda, T)$ функциянинг максимумига мос келган λ_m тўлқин узунлиги учун силжиш қонуни деб аталувчи қуйидаги

$$T \cdot \lambda_m = b \quad (12)$$

муносабатни ҳосил илди ($b=2,898 \cdot 10^3$ м К). бу онунга асосан

абсолют қора жисм спектридаги максимум нурланишга мос келган тўлқин узунлигининг абсолют ҳароратга кўпайитмаси ўзгармас катталиқдир. Демак ёруғлик манбаининг спектридаги қайси тўлқин узунлигига энг кўп энергия тўғри келишини тажриба ёрдамида белгилаб манбаининг ҳарорати ни (12) ифодадан аниқлаш мумкин.

Планк формуласи. 1900 йилда немис физиги Макс Планк $f(\omega, T)$ функциянинг тажриба натижаларига аниқ мос келувчи кўринишини топишга мувоффақ бўлди. Бунинг учун у классик тасаввурларга мутлоқо зид бўлган фаразни илгари сурди, яъни, электромагнит нурланиш

алоҳида ϵ энергия порсияси (квант) шаклида тарқалади деб фараз қилишга мажбур бўлди. Квант энергияси нурланиш частотасига пропорционал:

$$\epsilon = h\nu \quad (13)$$

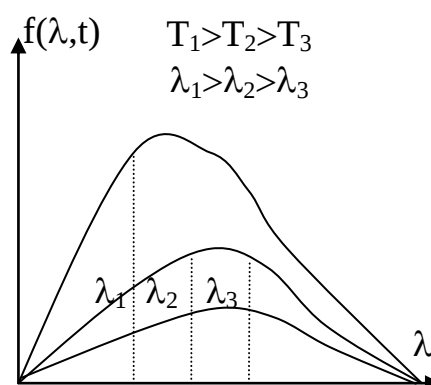
$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$\text{ёки } \epsilon = h\nu$$

h - пропорционаллик коэффициенти ёки Планк доимийси дейилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича ω частотали нурланиш энергиясининг ўртача қиймати.

$$\bar{\epsilon} = \frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / KT}} \quad (14)$$



$$e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar \omega}{kT}$$

$n \rightarrow 0$, бўлса $\varepsilon = kT$, чунки

яъни, агар энергия узлуксиз қийматлар аторини қабул қила олганда, эди унинг ўртача қиймати kT га тенг бўлар эди.

Релей- Жинс формуласида kT ни (2) ифода билан алмаштириб Планк топган формулани ҳосил қиламиз.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1} \quad (15)$$

бу формула частотанинг 0 дан ∞ гача бўлган ҳамма интервалда тажриба натижаларига аниқ мос келади.

Оптикавий пирометрия. Нурланаётган жисмнинг ҳароратини унинг нур сочиш характерига қараб юқорида кўриб ўтилган нурланиш қонунларининг (Планк, Релей-Жинс, Стефан-Болсман) бирига асосланиб аниқлаш усуллари оптик пирометрия усуллари деб аталган. Пирометрлар учта асосий гурппага бўлинади:

1. Радицион пирометрлар.
2. Равшанлик пирометрлари.
3. Рангли пирометрлар.

Қуёшнинг нурланиш спектрида (нурланишнинг Ер атмосферасидан ўтиш олдида) олинган максимуми $\lambda_m = 0,4$ мкм тўлқин узунлигига тўғри келади. Буни Тўлқин $T\lambda_m = b$ га қўйсак, қуёшнинг рангли температурасининг қиймати учун

$$T_{\text{ранг}} = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2.9 \cdot 10^3}{0.47} \approx 6000 \text{ } ^\circ K$$

Қуёшнинг радиацион температураси тахминан 5800 К атрофида бўлади. рангли ва радиацион иемператураларнинг ораларидаги фарнинг камлиги уёш сиртининг ўз хусусияти билан абсолют ора жисмга яинлигидан далолат беради.

Назорат саволлари

1. Иссиқлик нурланиш. Абсолют оқ, абсолют қора жисмлар
2. Кирхгоф қонуни. Жисмнинг нур чиқариш ва ютиш қобилятлари.
3. Релей-Жинс формуласи.
4. Стефан-Болсман қонуни.
5. Вин қонуни. Максимумни силжиши.
6. Планк формуласи. Энегия кванти.
7. Оптикавий пирометрия. Пирометр турлари ва уларни ишлаши.

14 - Маъруза

ФОТОЭФФЕКТ ВА УНИНГ ҚОНУНЛАРИ

Режа

1. Ташқи фотоэффект ва унинг қонунлари.
2. Фотоэффект назарияси. Эйнштейн тенгламаси.
3. Фотон ва унинг характеристикалари.
4. Комптон эффект.
5. Ёруғлик босими. Лебедев тажрибаси.

Таянч сўз ва иборалар: фототок, электрон, фотон, қизил чегара, квант, Комптон эффект, масса, импульс, энергия.

Ташқи фотоеффект ва унинг қонунлари. Модданинг ёруғлик таъсирида электронлар чиқариш ҳодисаси фотоэлектрик эффект ёки фотоеффект дейилади. Бу

ходисани 1887 йилда Г.Герц очган. 1888-1889 йилларда Москва университетининг профессори А.Г. Столетов фотоэффектни атофлича ўрганиб, қуйидаги қонуниятларни аниқлади:

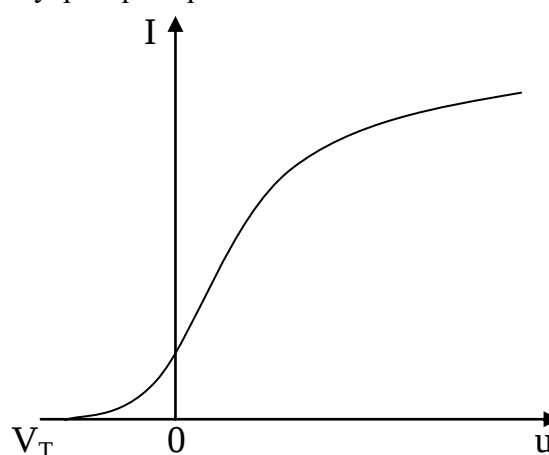
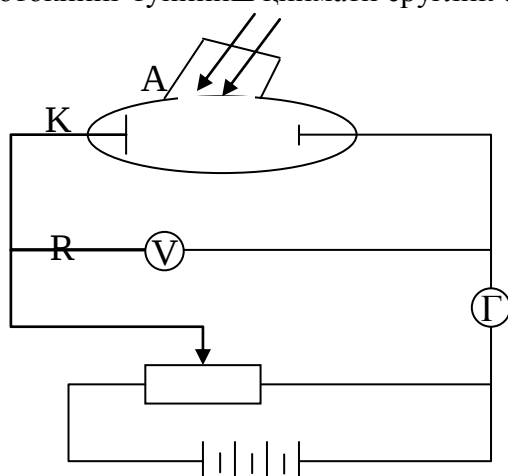
Ёруғлик таъсирида ажралиб чиққан зарядлар манфий ишорага эга бўлади.

1. Ультрабинафша нурлар энг кўп таъсир кўрсатади.

2. Жисмдан чиққан заряд миқдори унга ютилган ёруғлик энергиясига пропорционал.

Фотоэффект натижасида чиқарилган электронлар электр майдон таъсирида А анод томон ҳаракатланади. Натижада занжирда фототок вужудга келади. Фототокнинг электродлар орасидаги U кучланишга боғлиқлигини кўрсатувчи эгари чизик вольт-ампер характеристика дейилади. Унча катта бўлмаган кучланишларда фототок тўйинишга эришади. Фото'ффектнинг қуйидаги 4 та қонуни унинг хусусиятларини тўла характерлайди.

1.Фотокатодга тушаётган ёруғликнинг спектрал таркиби ўзгармас бўлса, фототокнинг тўйиниш қиймати ёруғлик оқимига тўғри пропорционал $I_{ft} = \gamma \Phi$.



2. Фотокатоддан ажралиб чиқётган фотоэлектронлар бошлансич тезликларнинг максимал қиймати тўлқин узунлигига боғлиқ равишда ўзгаради.

Ёруғлик таъсирида фотокатоддан чиқётган электронларнинг максимал тезликлари қуйидаги муносабатдан топилади.

$$\frac{1}{2} m v_{\max}^2 = eV_T$$

бунда, m -электрон массаси, e -электрон заряди, V_T -токни нолга айлантирадиган потенциаллар айирмаси.

3. Ҳар бир фотокатод учун бирор «қизил чегара» λ мавжуд бўлиб ундан каттарок тўлқин узунликли ёруғлик таъсирида фотоэффект вужудга келмайди, λ фотокатод материалининг кимёвий табиатига ва сиртнинг ҳолатига боғлиқ.

$$\lambda_k = \frac{C}{\nu_k}$$

4. Ёруғликнинг фотокатодга тушиши билан фотоэлектронларнинг ҳосил бўлиши оарсида сезиларди вақт ўтмайди.

Фотоеффект назарияси; Эйнштейн тенгламаси. Фотоеффектнинг фақат биринчи қонунини тўлқин назария асосида тушунтириш мумкин. Лекин иккинчи ва учинчи қонунларни тўлқин назария тушунтиришга ожизлик қилади. Ҳақиқатдан ҳам тўлқин назарияга асосан, фотокатодга тушаётган ёруғликнинг интенсивлиги ортган сари ажралиб чиқётган фотоэлектронларнинг энергиялари ҳам ортиши лозим эди. Тажрибаларнинг кўрсатишича, фотоэлектронларнинг энергияси ёруғлик интенсивлигига мутлақо боғлиқ эмас.

1905 йилда А. Эйнштейн агар М. Планк тахмин қилганидек ёруғлик $h\nu$ квант (порсия) тарзида чиқарилгани каби худди ўшандай порсиялар билан ютилади деб қаралса фотоефектни ҳамма қонунларини осон тушунтириш мумкин деб кўрсатди. Бу ғояга асосан металл сиртига тушаётган ёруғлик оқимини ёруғлик квантлари (яъни фотонлар) оқими деб тасаввур қилинади.

Эйнштейн фотоефектга энергияни сақланиш қонунини қўллади. Фотон билан электроннинг таъсирлашув жараёнида фотоннинг $h\nu$ энергияси электронга ўтади. Демак, таъсирлашувга қадар ёруғлик кванти тарзида намоён бўлаётган энергия таъсирлашувдан сўнг электроннинг энергиясига айланади. Агар бу энергия етарлича катта, яъни $h\nu > A_q$ бўлса ($A_q = e\phi$ - электронларни металлдан чиқиш иши, ϕ - чиқиш потенциали), металлдан электрон ажралиб чиқади. Энергияни олган қисми эса металлдан ташқарига чиқиб олган электрон (яъни фотоелектрон) нинг максимал кинетик энергияси сифатида намоён бўлади.

$$h\nu = A_q + \frac{m g_{\max}^2}{2} \quad (4)$$

Бу ифода фотоефект учун Эйнштейн тенгламаси деб аталади.

Фотон ва унинг характеристикалари. Фотон энергияси ва тебраниш частотаси орасидаги боғланиш $E = h\nu$. Энергия ва массанинг эквивалентлик қонуни $W = mc^2$ дан фойдаланиб, фотоннинг массасини аниқлаймиз

$$mc^2 = h\nu \quad m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1)$$

Фотон фақат ҳаракатланиш жараёнидагина мавжуд бўлиб, унинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг. Ҳар қандай ҳаракатланувчан зарра каби фотон ҳам импульсга эга, фотонни импульс

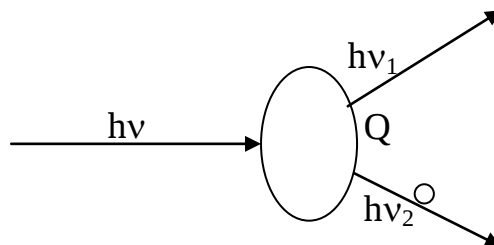
$$P_\phi = m_\phi \cdot c = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c} \quad (2)$$

Комптон эффекти. Ёруғликнинг фотон табиати Комптон эффекти деб аталган ҳодисада ёрин намоён бўлади. 1923 йилда А. Комптон рентген нурларининг турли моддаларда сочилишини ўрганиб, сочилган нурлар таркибида бирламчи тўлқин узунлиги λ билан бир қаторда, ундан катта λ_1 тўлқин узунликка эга бўлган нурларнинг ҳам борлигини сезган. Тажрибаларда тушаётган ва сочилган нурлар тўлқин узунликларининг фарқи $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ бирламчи тўлин узунлик λ га ҳам, сочувчи модда табиатига ҳам боғлиқ бўлмай сочилиш бурчагига боғлиқ бўлиб қуйидаги қонуниятга бўйсиниши аниқланди. Бу эффектга энергия ва импульс саланиш қонунларини татбиқ этиш мумкин,

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu_1 + mc^2 \quad (3)$$

бунда m_0 - электроннинг тинч ҳолатдаги массаси, m - электронни тўқнашувдан кейинги массаси бўлиб,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$



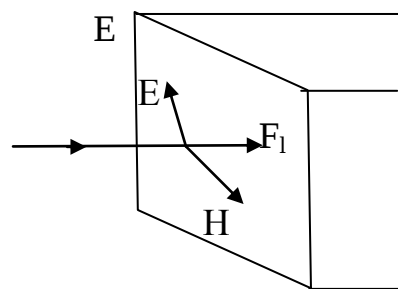
У ҳолда (3) формуладан $\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{Q}{2}$

$$K = \frac{h}{m_0c}$$

Бу формулада бўлиб Комптон тўлқин узунлиги дейилади ва электрон учун $K = 2,425 \cdot 10^{-10}$ см, протон учун $K = 1,32 \cdot 10^{-13}$ см.

Ёруғлик босими. Лебедев тажрибаси. Максвелл назариясига асосан, жисм сиртига тушаётган ҳар қандай электромагнит тўлқин шу жисмга босим беради. Ясси ёруғлик тўлкини металл сиртига нормал равишда тушаётган бўлсин.

Ёруғликнинг электр майдони таъсирида металл сиртига яқин жойлашган электрон майдонга тескари йўналишда ҳаракатга келабошлайди. Худди шу моментда ёруғлик тўлкинининг магнит майдони томонидан ҳарактланаётган электронга Лоренц кучи (F_L) таъсир қилади. Бу куч металл сиртига перпендикуляр равишда унинг ичига араб йўналган.



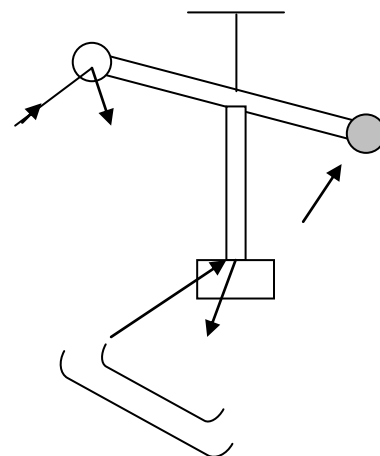
Ёритилаётган металл сиртининг бирлик юзига таъсир этадиган Лоренц кучларининг йиғиндиси ёруғлик босимини ҳарактерлайди. Максвелл назарияси асосида ўтказилган ҳисоблар ёруғлик босими $p=w(1+\rho)$ (1) га тенглигини кўрсатади. Бунда w -сиртга тушаётган ёруғлик дастаси энергиясининг ҳажмий зичлиги, ρ -сиртнинг ёруғлик қайтариш коэффициенти.

Ёруғлик босимини биринчи бўлиб 1900 йилда П.Н. Лебедев тажрибада аниқлади. Бу тажриба қуйидагича. Осонгина буриладиган парракнинг қанотларидан бири қорайтирилган, иккинчиси эса ялтироқ қилиб ясалган. Тажрибаларда ёруғликнинг ялтироқ қанотга берадиган босими (P_y) орайтирилган алотга берадиган босими (P_q) дан икки марта катта бўлиб чиқди. Бу натижа Максвеллнинг назарий хулосасига мос келади, маълумки идеал ялтироқ сирт учун $\rho=1$ шунинг учун

$$P_y=w(1+\rho)=2w \quad (2)$$

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

$$\text{У ҳолда} \quad P_q=w(1+\rho)=w \quad (3)$$



Ёруғликнинг босимининг П.Н. Лебедев тажрибасида аниқланган қиймати (1) формула асосида ҳисобланган қийматига яин бўлиб чиқди.

Назорат саволлари

1. Ташқи фотоефект ва унинг қонунлар.
2. Фотоефект назарияси.
3. Ташқи фотоефект учун Эйнштен тенгламаси.
4. Фотон ва унинг харктеристикаси.
5. Комптон эффекти.
6. Ёруғлик босими. Лебедев тажрибаси.

15-Маъруза
АТОМ ТУЗИЛИШИ
Режа

1. Атом спектридаги қонуниятлар
2. Атом тузилиши.
3. Бор постулатлари.
4. Водород атоми учун Борнинг элементар назарияси.

Таянч сўз ва иборалар: Атом, чизикли спектр, электрон, α -зарра, ядро модели, постулат, энергия, квант, дискрет орбита.

Атом спектридаги қонуниятлар. Маълумки, атом (юнонча бўлиnmаси зарра) - кимёвий элементнинг барча хусусиятларини ўзида сақлаган энг кичик заррадир. Молекула эса муайян модданинг ҳамма кимёвий хоссаларига эга бўлган энг кичик бўлагидир. Атом чиқарган спектр чизиклардан иборат бўлади. Шу муносабат билан атомлар чиқарган спектр чизикли спектр деб ном олган. Атом спектрларидаги чизиклар тартибсиз жойлашган бўлмай, балки улар гуруҳ-гуруҳ бўлади. Чизиклар орасидаги орқали узунрок тўлқиндаг қисқаро тўлқинга ўтган сари маълум қонуният билан камаё боради.

1885 йилда Швейцариялик физик И.Балмер водород спектрининг кўринувчан қисмидаги чизикларга тўғри келувчи тебраниш частоталари

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

формула бўйича ҳисоблаш мумкинлигини кўрсатади. Бунда $R=2,07 \cdot 10^{16}$ рад/с бўлиб Ридберг доимийси дейилади. Водород атоми спектридаги ҳамма чизиклар частоталарини

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

қуйидаги умумлашган Балмер формуласи билан ифодаласа бўлади.

(2)

м нинг қиймати эса Лайман серияси учун 1. Балмер серияси учун 2. Пашен серияси учун 3. Бреккет серияси учун 4. Порнуд серияси учун 5 га тенг.

Яккаланган атом чиқараётган спектр характерини тушунтириш учун нурланаётган атомдаги электрон гармоник тебранма ҳаракат қилади ва демак, мувозанат ҳолат атрофида $f=-kx$ кўринишдаги квазиэластик куч билан тутиб турилади деб фараз қилиш лозим эди (р-электронни мувозанат ҳолатдан четланиши).

Атом тузилиши. 1903 йилда Томсон атомнинг шундай бир моделини таклиф илдики, унга асосан атом мусбат электрон билан бир текис тўлдирилган сферадан иборат бўлиб, ичида электрон жойлашган бўлади, сферанинг йиғинди мусбат заряди электрон зарядига тенг бўлиб, атом бир бутун ҳолатда нейтралдир.

Кейинги ўтказилган тажрибалар бу моделнинг яроқсиз эканлигини кўрсатади. Ҳозирги вақтда бу модел фақат атомлар тузилиши ҳақидаги тасаввурларнинг тараққиёти занжиридаги бўлаклардан бири сифатида тарихий аҳамиятга эга.

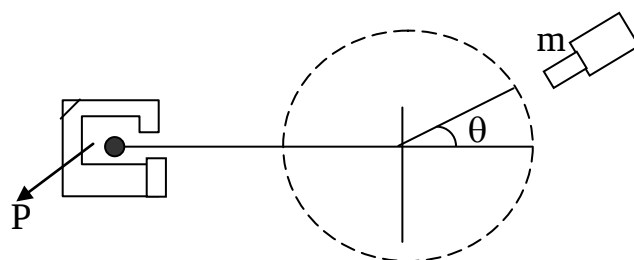
Атом тузилиши ҳақида аниқ тасаввур берувчи биринчи тажриба 1911 йилда инглиз физиги Э.Резерфорд томонидан амалга оширилди.

Етарлича катта кинетик энергияли массив зарралар билан бирор модда атомларини бомбардимон илинса, энергия ҳисобига улар атом баърига кириб, уни парчалаши мумкинлигидан Резерфорд атом тузилишини аниқлашда фойдаланади. У атомларни α -зарралар билан бомбардимон қилиш керак деган хулосага келди.

Тажриба қуйидагича амалга оширилди. Қўрғошин парчасидаги қавак ичига Р радиоактив модда киритилган бўлиб, у α -зарралар

ўтганларида бошлангич ҳаракат йўналишидан турли θ бурчакка оған.

Сочилган α зарралар рух сульфид суртилган Е экранга бориб урилиб



ҳосил бўлган ссинтиляцияларни (ёруғлик чакнашларни) М микроскоп орқали кузатилади. Микроскоп билан экранни сочувчи зар марказдан ўтувчи ўк атрофида айлантириш ва исталган θ бурчак остида ўрнатиш мумкин эди.

Маълум миқдордаги α -зарралар жуда катта (деярли 1800 гача бўлган) бурчакларга сочилганлиги маълум бўлди. Тажриба натижаларини анализ қилиб. Резерфорд 1911 йилда атомнинг ядро моделини таклиф қилди.

Резерфорд тасаввури бўйича атом марказига Ze мусбат зарядли, ўлчами 10^{-14} м дан ошмайдиган, оғир ядро жойлашган ядро атрофида атом эгаллаган бутун хажми бўйича тақсимланган Z дон алектрон бўлган зарядлар системасидан иборат. Атомнинг деярли ҳамма массаси ядрога мужассамланган. Резерфорд бу тасаввурларга асосланиб, α -зарраларнинг сочилиши назариясини ишлаб чиқди ва сочилган зарраларнинг θ бурчак қийматлари бўйича тақсимланиш формуласини келтириб чиқаради.

$$\frac{dN_0}{N} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_a g^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

d -зарнинг қалинлиги, n -бирлик хажмдаги, атомлар сони, θ - α -зарра бошлангич тезлиги,

m_a - α -зарра массаси, $d\Omega$ -фазовий бурчак, $\frac{dN_0}{N}$ -сочилган α -зарралар нисбий сони. Демак α -зарраларнинг сочилиши бўйича ўтказилган тажрибаларнинг натижаси Резерфорд таклиф этган атомнинг ядро модели фойдасига ҳал бўлади. Лекин ядро модели классик механика ва электродинамика қонунларига зид бўлиб чиқди. Ҳаракатсиз турган зарядлар системаси турғун ҳолатда бўла олмагани учун Резерфорд атомнинг статик моделидан воз кечиб, электронлар ядро атрофида берк траектория қосил қилиб ҳаракат қилади дебтаҳмин илишга мажбур бўлди. Лекин бу ҳолда электрон тезланиш билан ҳаракатланади, шу муносабат билан классик электродинамикага асосан у узлуксиз равишда электромагнит (ёруғлик) тўлқинларини нурлаб туриши лозим. Нурланиш жараёни энергия сарфлаш йўли билан содир бўлади ва демак, охирида электрон ядрога тушиши керак.

Бор постулатлари. Атомнинг ядро модели классик механика ва электродинамика билан биргаликда атомнинг турғун эканлигини ҳам атом спектрининг характерини ҳам тушунтириб бера олмади. Юз берган бу ахволдан қутилиш йўлини 1913 йилда Даниялик физик Нильс Бор қуйидаги икки постулатда атомни ядро моделини тушунтириб берди:

Классик механика нуқтаи назардан мумкин бўлган чексиз кўп электрон орбиталаридан фақат баъзи квант шартларни қаноатлантирувчи дискрет орбиталаргина мавжуд бўла қолади. Бу орбиталардан бирида турган электрон, у тезланиш билан ҳаракат қилишга қарамай, электромагнит тўлқинлар (ёруғлик) чиқармайди.

Электрон бир турғун (стационар) ҳолатдан иккинчи бир турғун ҳолатга ўтганда, нурланиш $h\nu$ ёруғлик энергия кванти шаклида ютилади ёки чиқарилади. Ёруғлик квантининг катталиги ўша электроннинг квант сакраши юз берган турғун ҳолатларга тегишли энергияларнинг айирмасига тенг бўлади, яъни

$$h\nu = E_n - E_m$$

$$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}$$

нурланаётган чизик частотаси га тенг бўлади.

Водород атоми учун Бор назарияси. Бор электроннинг мумкин бўлган ҳамма орбиталардан фақат импульс моменти Планк доимийси h ни 2π га бўлинганига қаррали бўлганларигина мавжуд бўла олади деган фаразни илгари сурди.

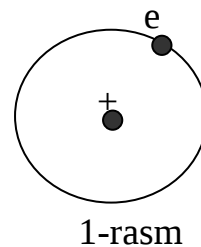
$$m_e v r = n\hbar \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (1)$$

бунда n -бош квант сон. Атом ядроси майдонида ҳаракатланаётган Z зарядли электронни қараб чиқайлик. $Z=1$ да бундай система водород атомига тегишли бўлиб, Z нинг бошқа

қийматларида эса водородсимон ионга, яъни битта электронидан бошқа ҳамма электрони ташқарига чиқарилган Z тартиб номерли атомга тегишли бўлади. Нютоннинг иккинчи қонунига асосан m_e электрон массасининг g^2/g марказга интилма тезланишга бўлган қўпайтмаси Кулон кучига тенглашиши лозим

$$m_e \frac{g^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2} \quad (2) \text{ ва } (2) \text{ дан } g \text{ ни йўқотиб}$$

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e Ze^2} \cdot n^2 \quad (3) \text{ Демак атомдаги электрон}$$



орбиталарининг радиуси фақат қатор дискрет қийматларни қабул қилади Водород атомининг биринчи орбитаси ($Z=1, n=1$) учун

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e Ze^2} = 0,529 \text{ \AA} \quad (4)$$

Атомнинг ички энергияси электроннинг кинетик энергияси (ядро ҳаракатиз) ва электроннинг ядро билан ўзаро таъсир энергия (потенциал энергия) ларининг йиғиндисидан иборат

$$E = \frac{m_e g^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} \quad (5)$$

$$(2) \text{ дан } \frac{m_e g^2}{2} = \frac{Ze^2}{2r}$$

$$\text{Демак } E = \frac{Ze^2}{2r} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{2r} \quad (6)$$

r нинг (3) дан олинган қийматини назарда тутиб, атомнинг ички энергиясининг йўл қўйилган қийматларига эга бўламиз

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2 \hbar^2 n^2} \quad (7)$$

$$\text{Водород атоми } n \text{ ҳолатдан } m \text{ ҳолатга ўтганда } \hbar \omega = -\frac{m_e e^4}{2 \hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ квант}$$

чиарилади.

$$\text{Чиқарилган ёруғлик частотаси } \omega = \frac{m_e e^4}{2 \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ бўлади.}$$

Шундай қилиб, Балмернинг умумлашган формуласига келдик. Ридберг доимийси учун

$R = \frac{m_e e^4}{2 \hbar^3}$ ҳосил бўлади. $m_e, e, \hbar$ ларни қийматларини қўйсақ Ридберг доимийсининг экспериментал аниқланган қиймати ($R=2,07 \cdot 10^{16}$ рад/с) билан тўғри катталиқ келиб чиқади.

Шундай қилиб, Бор назариясидан келиб чиқадиган хулосаларнинг водород учун тажрибадан олинган натижалар билан мос тушиши бундан яхши бўлиши мумкин эмас. Бор назарияси атом назарияси тараққиётида қўйилган катта қадам бўлди. Бу назария

классик физика тушунчаларини атом ичида содир бўладиган ҳодисаларга қўллаш мумкин эмаслигини ва квант қонунларининг микродунёда асосий куч эканлигини яққол кўрсатди.

Бор назариясининг биринчи муваффаиятларидан сўнг унинг камчиликлари борган сари аниқ кўриниб боради. Атомларнинг водород атомидан кейин турган энг оддий атом-Гелий атомининг назариясини яратиш учун қилинган ҳамма ҳаракатларининг муваффаияцизликка учради. Бор назариясининг энг бўш томони, уни кейинги муваффаияцизликларга олиб келган ички мантикий қарама-қаршилигидир: у на классик ва на квант назариясига тегишли эди.

Бор назарияси немис олими А. Зоммерфелд томонидан мукаммалаштирилган. Бу назарияда Бор орбиталари айлана эмас, балки эллипс шаклига эга эканлиги кўрсатилади. Бу эса Бор назарияси масаласини кўп атомлар масаласига айлантиришга имкон берди.

Назорат саволлари

1. Атом спектрлари ҳақида тушунча.
2. Атом спектридаги сериялар.
3. Атомни спектридаги қонуниятлар.
4. Атомни Томсон модели.
5. Резерфорд тажрибалари.
6. Атомни ядро модели.
7. Бор постулотлари.
8. Франк ва Герс тажрибалари.

16 - Маъруза

КРИСТАЛЛАРДА ЭНЕРГЕТИК ЗОНАЛАР

Режа

1. Кристалларда энергетик зоналар.
2. Металлар, яримўтказгичлар, диелектриклар.
3. Яримўтказгичларни хусусий электр ўтказувчанлиги.
4. Яримўтказгичларни аралашмали электр ўтказувчанлиги.
5. п-н ўтиш ва унинг вольт-ампер характеристикаси.
6. Яримўтказгичли диод ва транзисторлар.
7. Яримўтказгични фотоўтказувчанлиги.
8. Люминесценсион нурланиш.

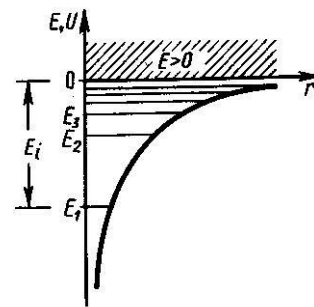
Таянч сўз ва иборалар: атом, энергетик сатх, электрон, Паули принципи, энергетик зона, валент зона, ўтказувчанлик зонаси, тақиқанган зона, донор, акцептор, каволент боғланиш., н-тип, п-тип, эмиттер, коллектор, база, электромагнит нурланиш, фотолюминесценсия, катодолюминесценсия, хемилюминесценсия, электролюминесценсия, люминофор.

Кристаллардаги энергетик зоналар. Маълумки атомдаги электронлар аниқ дискрет энергетик қийматларга эга бўлади. Одатда, электрон эга бўлиши мумкин бўлган энергияларнинг қийматларини рухсат этилган энергетик қийматлар дейилади.

Агар атомлар орасидаги масофа 10^{-9} м дан кичик бўлса, ($r < 10^{-9}$ м) у ҳолда атомлар орасидаги ўзаро таъсир натижасида атомларни энергетик сатхлари электронлар дискрет энергетик қийматларга эга бўлганлиги учун энергетик сатхларни жойланиши 1-расмда кўрсатилгандек бўлади. Бу энергетик сатхларни оралиқлари тахминан 10^{-22} эВ га тенг бўлиб зоналар ҳосил бўлади.

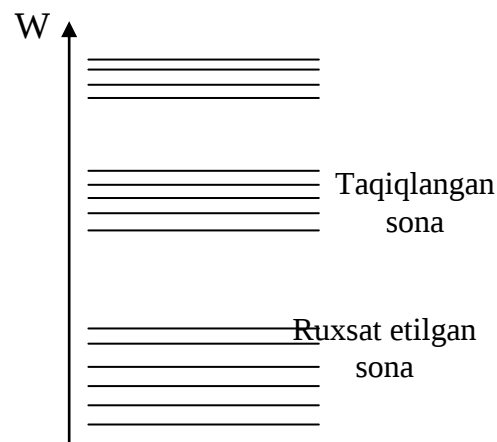
Квант назариясига асосан электронлар энергияси энергетик сатх деб аталувчи фақат дискрет (яъни чекли оралилар билан ажралган) қийматларни қабул қила олиши мумкин. Энергетик сатхларни электронлар томонидан ишғол этилишида Паулининг тақиқланиш принципи бажарилиши керак.

Натижада изоляцияланган атомдаги битта энергетик сатх ўрнига қаттиқ жисмда бир-бирига яқин жойлашган N донa энергетик сатхлар группаси вужудга келади. Бу сатхлар группаси энергетик зона деб аталади. Бу рухсат этилган энергетик зоналар тақиқанган зоналар билан ажратилган бўлади (2-расм). Одатда энергетик зонанинг кенглиги бир неча электрон-вольт бўлади.



1-расм

Абсолют нол ҳароратда кристалл энергияси минимал бўлиши керак. Шунинг учун валент электронлар жуфт-жуфт ҳолда рухсат этилган зонанинг пастки сатхини тўлдиради. Бу сатхлар атомнинг асосий валент электронлар эгаллаган сатхдан хосил бўлади. Буни биз валент зона деб атаймиз. Бу зонага энг яқин турган рухсат этилган зона, бўш зона ёки ўтказувчанлик зонаси дейилади. Бу икки зона тақиқланган зона билан ажратилган бўлади (3-расм)



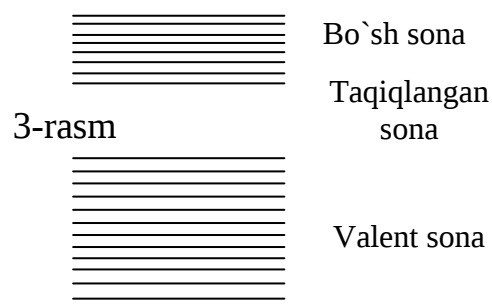
2-расм

Металлар. Валент зонадаги энергетик сатхлар электронлар томонидан қанчалик ишғол этилганлиги ва тақиқланган зонанинг энергетик кенглигига қараб барча қаттиқ жисмда уч синфга бўлинади.

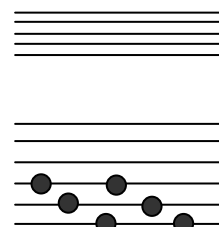
1.Металлар (ўтказгичлар). Металларда валент зонадаги энергетик сатхларнинг бир қисмигина электронлар томонидан ишғол этилган бўлади. Юқори сатхларда турган электронларга уларни яна ҳам юқорироқ сатхларга ўтказиш учун унча катта бўлмаган (10^{-23} - 10^{-22} eV) энергия бериш етарлидир.

Металларнинг солиштирма электр қаршилиги $\rho = 10^{-6} \div 10^{-5}$ ом·м

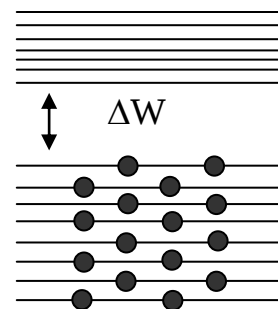
2.Яримўтказгичлар. Яримўтказгичларда валент зонадаги барча энергетик сатхларни электронлар эгаллаган бўлади. Тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги ΔW унча катта бўлмай ($\Delta W < 3$ эВ) кристалл ҳарорати



3-расм



етарлича юқори бўлганда (масалан уй ҳароратида) иссиқлик ҳаракати энергияси туфайли валент зонадаги электронларнинг бир қисми бўш зонадаги энергетик сатҳларга кўтарилишга қодир бўлади. Ярим ўтказгичларнинг солиштирма электр аршилиги $\rho = 10^{-5} \div 10^{-8} \text{ ом} \cdot \text{м}$



3.Диелектриklar (изоляторлар). Диелектриklarда ҳам валент зонадаги барча сатҳлар электронлар билан тўлган бўлади.

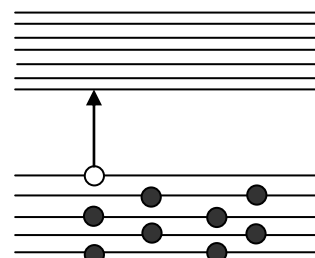
Шу билан бирга диелектриklarда ΔW етарлича катта бўлиб ($\Delta W > 3 \text{ eV}$) электр майдон таъсирида ёки иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли электронлар валент зонадан бўш зонага унга кўп ўта олмайдилар. Диелектриklarни солиштирма электр қаршилиги $\rho = 10^8 \div 10^{13} \text{ ом} \cdot \text{м}$

Яримўтказгичларни хусусий электр ўтказувчанлиги. Барча валент электронлари ковалиент боғланишда қатнашган соф яримўтказгич кристали изолятор бўлади, яъни электр токини ўтказмайди. Лекин бирор таъсир натижасида масалан қиздирганда кристаллнинг айрим қисмларидаги ковалиент боғланиш бузилиши мумкин. Бунда электрон ўз ўрнини ташлаб кристалл бўйлаб эркин ҳаракат қила бошлайди. Электрон бўшаган жойни тешик дейилади. Бу ерда манфий зарядли

электрон етишмаганлиги учун тешикнинг зарядини мусбат деб қабул қилинган.

Демак соф ярим ўтказгичда электрон ва тешиклар биргаликда, яъни жуфт бўлиб вужудга келади ёки йўолади.

Энергетик сатҳлар схемасида электрон тешик жуфтини вужудга келишига тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги (ΔW) дан каттароқ қўшимча энергия олган валент зонадаги бирор электроннинг ўтказувчанлик зонасига ўтиши мос келади.



Электр майдон таъсирида бутун кристалл бўйлаб электронлар майдон кучланганлигига тескари, тешиклар эса майдон кучланганлиги йўналишида ҳаракат қилади. Электронларнинг ҳам, тешикларнинг ҳам ҳаракати кристалл бўйлаб зарядларни ташишга олиб келади. Бундай электр ўтказувчанлик механизими фақат соф ярим ўтказгичлар учун хос бўлиб, уни хусусий электр ўтказувчанлик дейилади. Демак хусусий электр ўтказувчанликнинг юзага келишига икки хил ишорали заряд ташувчилар: манфий электронлар (n) ва мусбат тешиклар (p) сабаб бўлади. Хусусий ўтказувчанлик етарлича юқори ҳароратда ҳамма ярим ўтказгичларда кузатилади.

Ярим ўтказгичларнинг хусусий электр ўтказувчанлиги. ҳароратга

$$\sigma = \frac{1}{\rho}$$

пропорционал равишда ортиб боради. Қаршилиқ эса, аксинча (чунки ρ) камайиб боради. Солиштирма қаршилиқ эса

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}}$$

қонун бўйича ўзгаради, металлларда эса $\rho = \rho_0 (1 + \alpha t)$ бунда, $\rho_0 - 0^\circ \text{C}$ даги солиштирма қаршилиқ.

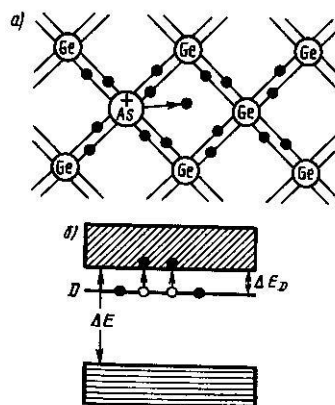
Яримўтказгичларда қаралашмали электр ўтказувчанлик. Табиатда соф ярим ўтказгич бўлмайди. Ҳар қандай ярим ўтказгичга бир оз миқдорда ўзга элемент атомлари аралашган бўлади. Маълумки умуман, ҳар қандай жисмдаги аралашма ҳам шу жисмнинг электр хусусиятига таъсир этади, масалан металллардаги аралашма уларни аршилигини

ортиради. Диелектрикларда аралашма туфайли ток ташувчилар вужудга келади. Фараз қилайлик тўрт валентли германий (Ge) ёки кремний (Si) атомларидан тузилган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида беш валентли атом масалан фосфор (P) ёки мишьяк (As) жойлашган бўлсин.

Бу ҳолда аралашма фосфор атомининг тўртта валент электрони ўрни Ge атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Бешинчи электрон эса атом билан шунчалик заиф боғланган бўладики, хатто иссиқлик ҳаракат энергияси ҳам бу электронни атомдан ажралиб озод бўлишига етарли бўлади.

Тўрт валентли элемент атомларидан тузилган кристаллга беш валентли элемент атомлари аралашган бўлса, бундай ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги электронли ўтказувчанлик бўлади. Буни кўпинча n-тип ўтказувчанлик дейилади.

Аралашма атоми ярим ўтказгичга электрон бераётганлиги учун, одатда уни донор (“берувчи”) дейилади. n-тип аралашмалар туфайли тақиқланган зонада донор сатх вужудга келади. Донор сатхлар одатда, ўтказувчанлик зонасининг тубига яқин жойлашган бўлади. Энди тўрт валентли элемент атомларидан иборат бўлган кристалл панжарасининг баъзи тугунларида

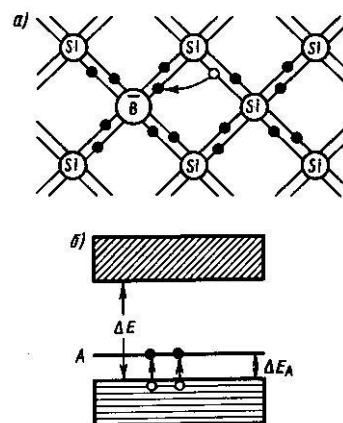


уч валентли элемент атомлари жойлашган бўлсин. Масалан соф германийга индий (In) қўшилган бўлса, индийни учта валент электрони учта қўшни германий атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Етишмаётган тўртинчи электрон кристаллнинг қўшни жойларидан олинади, бу жойда эса тешик ҳосил бўлади, индий атоми манфий ионга айланади.

Агар ярим ўтказгичда электр майдон ҳосил қилинса, тешик электр майдон кучланганлик вектори йўналишида кўчиб, ярим ўтказгичда тешикли электр ўтказувчанлик мавжуд бўлади. Бундай электр ўтказувчанликни p-тип ўтказувчанлик деб ҳам аталади.

p-тип ярим ўтказгичдаги аралашма атоми кристаллни ташкил этувчи асосий атомнинг электронини қабул қилиб олиши натижасида тешик вужудга келганлиги учун, одатда уни акцептор (“қабул қилувчи”) ёки p-тип аралашма дейилади.

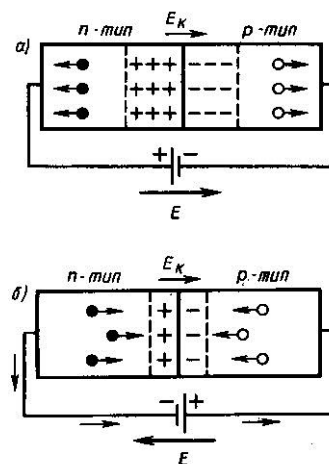
p-тип аралашмалар туфайли тақиқланган зонада акцептор сатхи вужудга келади. Валент



зонанинг юқори энергетик сатхдан акцептор сатхга электроннинг ўтиши учун лозим бўлган энергия ΔW_a тақиқланган зонанинг энергетик кенглигидан қанча кичик бўлади ($\Delta E_a \sim 0,1$ эВ). Бу ўтиш натижасида валент зонада бўш энергетик сатхлар вужудга келади. Электр майдон таъсирида қуйроқ сатхлардаги электронлар юқорироқ сатхларга кўтарилади. Натижада тешиклар электронларнинг кўчиши тескари йўналишда кўчади.

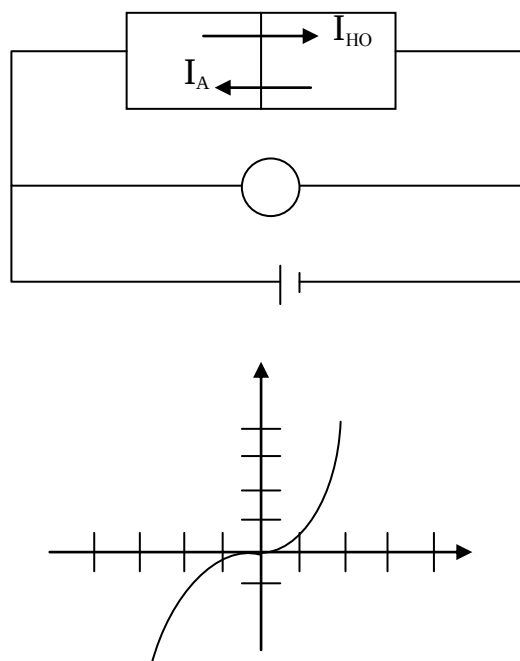
п-н ўтиши ва унинг вольт-ампер характеристикиси. Иккита бир хил элемент (масалан германий)дан иборат бўлган кристалл парчасини кўрайлик. Биринчи кристалл p-тип, иккинчи кристалл n-тип ярим ўтказгич бўлсин. Энди, бу иккала кристаллни бири-бирига шундай жипслаб тегизайликки, натижада улар орасида ниҳоят яхши электр контакт вужудга келсин

. Бу контакт орқали биринчи кристаллдаги заряд ташувчилар иккинчи кристаллга ва аксинча, иккинчи кристаллдаги заряд ташувчилар биринчи кристаллга ўта бошлайди. Натижада чегаравий соҳада қўш электр қатлам вужудга келади. Бу қатламдаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси нихоятда кичик. Шунинг учун бу қатламнинг электр қаршилиги нихоятда катта бўлади.



Шундай қилиб, р ва п ярим ўтказгичларнинг бир-бирига тегиб турган соҳасида (бу соҳанинг қалинлиги 10^{-7} м чамасида) вужудга келган қатламни п-р ўтиш деб аталади. Агар р ва п-типдаги яримўтказгичлардан иборат кристаллнинг п-соҳасига ток манбаининг манфий кутбини ва р соҳасига мусбат кутбини уласак р-п ўтиш орқали отаётган натижавий токнинг қиймати тўғри кучланишга пропорционал равишда ортиб боради ва р соҳадан н соҳа томон йўналган бўлади, чунки $I_a < I_n$. Бу йўналишни тўғри йўналиш деб аталади.

Кристаллнинг п соҳасига ток манбаининг мусбат кутбини, р соҳасига эса манфий кутбини улайлик. Бундай кучланишни тескари кучланиш деб аталади. Бу ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги эВ ошади. Натижада асосий токнинг қиймати камайиб кетади. Бунда асосий токнинг қиймати ноасосий токнинг қийматидан кичик бўлди, яъни $I_a < I_n$. Демак, ҳар иккала ҳолда ҳам натижавий токнинг қиймати р-п ўтишга берилган кучланишга боғлиқ равишда ўзгаради. Бу боғланиш р-п ўтишнинг вольт-ампер характеристикаси дейилади.



Ярим ўтказгичли диод ва транзисторлар. р-п ўтишнинг хусусиятларидан фойдаланиб ярим ўтказгичли тўғрилагич (диод) ва электр сигналларини кучайтирувчи қурилмалар (транзисторлар) яшаш мумкин. Маълумки р-п ўтишни р ва п типдаги ярим ўтказгичларни бир-бирига тегизиш йўли билан ҳосил қилиб бўлмайди. Шунинг учун р-п ўтишни ҳосил қилишни турли усуллари мавжуд.

1. п-типдаги германий кристали устига озгина индий кристаллининг парчасини қўйиб, уларни аста-секин қиздирилади. Натижада п-тип германий устида р-тип германийдан иборат қатлам вужудга келади. Улар оралицида эса р-п ўтиш ҳосил бўлади.

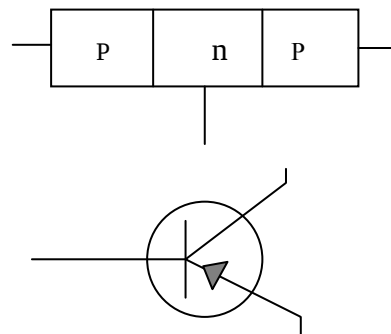
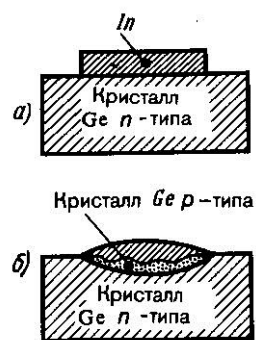
2. Бирор идишга п-тип германий ва унда р-тип ўтказувчанлик ҳосил қилувчи галлий солайлик. Қиздириш туфайли галлий атомлари буғланади ва диффузия ҳодисаси натижасида п-тип германий ичига кириб боради. Натижада галлий кириб берган қатлам р-тип яримўтказгичга айланади ва яримўтказгич (германий) сиртидан унчалик чуқур бўлмаган масофода р-п ўтиш вужудга келади.

Маълумки р-п ўтиш орқали электр ток асосан бир йўналиш (тўғри йўналиш)да ўтади. р-п ўтишнинг бу хусусиятидан фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатдан ҳам, р-п ўтишга синусоидал қонун бўйича ўзгарувчи кучланиш қўйилган бўлсин.

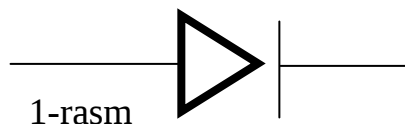
Яримўтказгичли диодлар тўғрилагич сифатида ишлатилади. Кўпинча ярим ўтказгичли диодлардан иборат тўғрилагичларнинг кўприк схемаларидан (1-расм) кенг фойдаланилади. Тўғрилагичнинг кўприк схемасида токнинг иккала ярим даврларидан фойдаланиш имконияти тўғилади(2-расм).

Яримўтказгичли триодлар одатда транзистор деб аталади. Транзисторлар учта юпқа қатламдан ташкил топган бўлади (3-расм) ва 2 та р-п ўтишдан иборатдир.

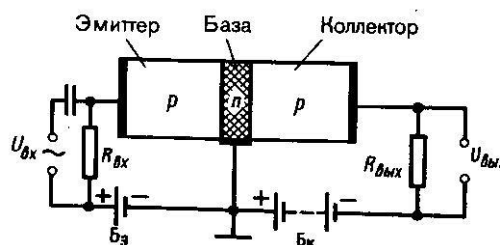
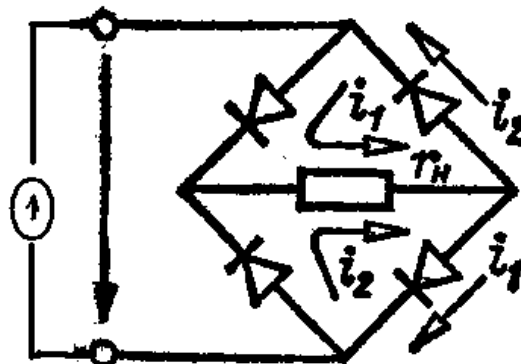
Транзисторни ўрта қатлами база (Б) четки қатламлари эса эмиттер (Э) ва коллектор (К) деб аталади. 4-расмда р-п-р транзистори ва уни схемалардаги тасвирланиши кўрсатилган. Транзистор ёрдамида электр сигнални кучайтириш



мумкин. 4-расмда р-п-р транзисторни умумий база бўйича улаш схемаси тасвирланган. Транзисторни икки бир-бирига қарама-қарши уланган р-п диодлардан ташкил топган дейиш мумкин. Тўғри кучланиш таъсирида биринчи р-п ўтиш орқали эмиттердан база томон асосий ток оқади. Бу токни эмиттер токи (I_e) дейилади. Эмиттердан базага ўтган тешикларнинг тахминан бир процентча қисми базадаги электронлар билан рекомбинациялашади. Тешикларнинг қолган асосий қисми транзистордаги иккинчи р-п ўтиш орқали ҳеч қандай қаршиликка учрамай базадан коллекторга ўтади. Иккинчи р-п ўтишдаги тескари кучланиш таъсирнида базадаги



1-rasm



4-расм

тешиклар коллекторга ўтиб коллектор токи (I_k)ни ташкил этади. Эмиттер токи коллектор токига тахминан тенг, яъни $I_e = I_k$. Эмиттер токининг ўзгариши коллектор токини ўзгаришига сабаб бўлади. Коллектор занжиридаги нагрузка қаршилигидаги кучланиш чиқиш кучланиши дейилади. $U_{чи} = I_k R_n$

Эмиттер занжиридаги ўзгарувчан кучланиш, $U_{кир} = I_e R_{кир}$

Бунда, $R_{кир}$ -ўзгарувчан кучланиши занжиридаги қаршилиқ. Кучланиш бўйича кучайтириш коэффициенти

$$K_V = \frac{V_{чик}}{V_{кир}} = \frac{I_k R_n}{I_e R_{кир}} \approx \frac{R_n}{R_{кир}}$$

Ҳозирги вақтда $K \sim 1000$ бўлган германий транзисторлари мавжуд.

Яримўтказгични фотоўтказувчанлиги. Электромагнит нурланиш таъсирида ярим ўтказничлар электр ўтказувчанлигининг ортиши фотоўтказувчанлик билан боғлиқдир. Қуйидаги икки ҳолни кўрайлик.

1. Соф ярим ўтказгичга энергияси $h\nu$ бўлган электромагнит нурланитш кванти тушганда ва бу энергия тақиқланган зонанинг кенглиги ΔW га тенг ёки ундан катта бўлса (яъни $h\nu \geq \Delta W$) валент зонадаги электрон ўтказувчанлик зонасига ўтади. Электромагнит нурланиш таъсирида соф яримўтказгичдан қўшимча электрон-тешик жуфтлари вужудга келади, бу эса ўз навбатида хусусий фотоўтказувчанликка сабаб бўлади.

2. Яримўтказгич таркибида аралашмалар мавжуд бўлган ҳолда $h\nu \geq \Delta W$ шарт бажарилмаса ҳам фотоўтказувчанлик кузатилиши мумкин. Агар ярим ўтказгичда донор аралашма мавжуд бўлса $h\nu \geq \Delta W_d$ шарт бажарилса, донор сатҳидаги электрон ўтказувчанлик зонасига ўта олади. Агар ярим ўтказгичда акцептор аралашма мавжуд бўлса $h\nu \geq \Delta W_a$ шарт бажарилса валент зонадаги электрон электромагнит нурланиш квантининг энергияси ҳисобига акцептор сатҳига кўтарилади.

Натижада электромагнит нурланиш таъсирида аралашмали электр ўтказувчанлик ортади, бунда ярим ўтказгичнинг аралашмали фотоўтказувчанлиги содир бўлади.

Люминесценсион нурланиш. Баъзи жисмлар ёруғлик, ультрабинафша ёки рентген нурлари таъсирида шуълаланади, бошқача айтганда нурланиш чиқаради. Бу нурланиш люминесценсия деб аталади. Баён этилган ҳодиса нурлар таъсирида вужудга келганлиги туфайли уни фотолюминесценсия деб ҳам аталади. Нурлардан бошқа таъсирлар ҳам люминесценсияни вужудга келтириши мумкин. Жисм электронлар ёки бошқа зарралар билан бомбардимон қилинганда ҳосил қилинган нурланиш катодолюминесценсия (телевизор экранининг нурланиши) дейилади. Жисмдан электр ток ўтганда электролюминесценсия кузатилади. Химиявий реакция туфайли вужудга келадиган нурланиш хемилюминесценсия дейилади. (фосфорнинг оксидланишидаги нурланиш).

Люминесценсион нурланиш чиқарадиган жисмлар жуда ҳам кўп: баъзи элементларни буғлари ва газлар баъзи жисмларнинг тузлари ва эритмалари бензол, нафталин, антрацид каби органик жисмлар. Таркибига металл ионлари аралашган баъзиноорганик жисмлар. Бу жисмларнинг ҳаммаси люминофорлар деб аталади. Тажрибаларда люминесценсияни вужудга келтирувчи сабаб таъсири тўхтагандан сўнг нурланиши маълум муддат давом этади. Сўниш вақти 10^{-9} - 10^{-8} с бўлган люминесценсияни флуоресценсия дейилади.

Люминесценсион нурланиш спектри люминофорнинг химиявий таркибига ва унинг молекуляр тузилишига боғлиқ. Люминесценсия газ-ёруғлик лампаларда, театрал техникада рекламаларда кенг қўлланилади

Назорат саволлари

1. Атомдаги энергетик сатхлар ва уларни электронлар билан ишғол этилиши.
2. Энергетик зоналар ҳақида тушунча.
3. Металлар. Яримўтказгичлар. Диелектриклар.
4. Соф ярим ўтказгичлар. Хусусий электр ўтказувчанлик.
5. Аралашмали электр ўтказувчанлик.
6. n-тип ва p-тип аралашма ҳақида тушунча.
7. p-n ўтиш ҳақида тушунча.
8. p-n ўтишни вольт-ампер характеристикаси.
9. Яримўтказгичли диод. Тўғрилагичлар.
10. Транзисторлар.
11. Ярим ўтказгични фотоўтказувчанлиги.
12. Люминесценсион нурланиш.

17 - Маъруза

КВАНТ МЕХАНИКАСИ АСОСЛАРИ

Режа

1. Ноаниқлик муносабати.
2. Шреденгер тенгламаси.
3. Тўлқин функцияси.
4. Потенциал ўрадаги микро заррача.
5. Гейзенберг ноаниқлик муносабати.

Таянч сўз ва иборалар: атом, энергетик сатх, электрон, Паули принципи, энергетик зона, валент зона, ўтказувчанлик зонаси, тақиқанган зона, донор, аксептор, каволент боғланиш, н-тип, п-тип, эмиттер, коллектор, база, электромагнит нурланиш, фотолюминесценсия, катодолюминесценсия, хемилюминесценсия, электролюминесценсия, люминофор.

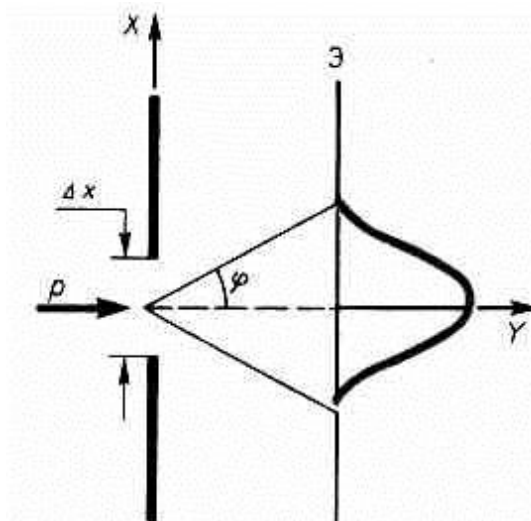
Классик механикада ҳар қандай заррача аниқ траектория бўйлаб ҳаракатланади, шунинг учун вақтнинг ҳар қандай моментида унинг координата ва импульси улчанади.

Микрозаррачаларнинг тулкили хусусиятларини ҳисобга олган В.Гейзенберг 1927 йилда микродунё объектини бир вақт ичида координата ва импульси билан аниқ характерлаб бўлмайди деган фикрга келди.

Гейзенберг ноаникликнинг узаро нисбатига биноан микрозаррача бир вақт узида аниқ координата (x, y, z) ва аниқ импульсга (P_x, P_y, P_z) эга бўлолмайди

$$\begin{cases} \Delta x \Delta P_x \geq h \\ \Delta y \Delta P_y \geq h \\ \Delta z \Delta P_z \geq h \end{cases} \quad (1).$$

Ноаникликлар узаро нисбати ҳақиқатда микрозаррачаларнинг хусусиятлар келиб чиқади. Электронлар оқими Δx кенглигига эга ингичка тиркишдан утса, у уларнинг йуналишига перпендикуляр жойлашади (1 расм).



Тиркишдан утишдан аввал электронлар у қи буйлаб ҳаракатланган, шунинг учун импульс $P_x=0$ шунда $\Delta P_x=0$, x заррачанинг координатаси умуман ноаниқ бўлади. x қи буйлаб импульс $\Delta P_x = P \sin \varphi = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$ (2) га тенг.

Дифракция назариясидан биринчи минимум φ бурчакка мослиги келиб чиқади $\Delta x \sin \varphi = \lambda$ (3).

(2) ва (3) формулалардан ҳосил киламиз $\Delta x \Delta P_x = h$.

Умумий ҳолатлар учун узаро нисбат $\Delta x \Delta P_x \geq h$, яъни ноаникликлар узаро нисбатига келдик. Ноаникликлар узаро нисбатини (1) қуйидаги қурилишда ёзамиз $\Delta x \Delta v_x \geq h/m$ (4). Агар 10^{-12} кг ли чанг заррачаси учун 10^{-6} м чизикли улчамда координата 0,01 гача ($\Delta x \sim 10^{-8}$ м) ноаниклик тезлиги (215.4) га биноан $\Delta v_x = 6,62 \cdot 10^{-34} / (10^{-8} \cdot 10^{-12})$ м/с = $6,62 \cdot 10^{-14}$ м/с.

Шундай қилиб микроскопик жисмлар учун уларнинг тулкин хусусиятлари ҳеч қандай роли йук. Агар электрон трубқада $V_x = 10^{-10}$ м/с тезлик билан ҳаракатланса, унда электронлар координата қийматида ноаниклик $\Delta x = 6,62 \cdot 10^{-34} / (9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^6) \sim 7,27 \cdot 10^{-8}$.

Фараз киламизки, электрон координаталарини аниқлашда ноаниклик $\Delta x \sim 10^{-10}$ м. Унда (4) га биноан $\Delta v_x 6,62 \cdot 10^{-34} / (9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}) \sim 7,27 \cdot 10^6$ м/с.

Квант назариясида ноаниклик узаро нисбати E энергияси ва t вақт учун қуйидаги шарт бажарилади $\Delta E \Delta t \geq h$ (5).

(5) ифодадан нурланган фотон частотаси $\Delta v = \Delta E / h$ ноаникликка эга бўлиши келиб чиқади.

Тулкинли функция ва унинг статистик маъноси.

XX аср бошида квант назариясини ривожланишининг этапига – квант механикасининг яратилишига олиб келди. Унинг яратилиши ва ривожланиши 1900 йилдан бошланади. Микроразрачалар учун кузатилган дифракцион тасвир зарралар оқимларини бир хил бўлмаган тарқалиши билан характерланади.

Эҳтимоллик амплитудаси комплекс бўлиши мумкин ва W эҳтимоллик унинг модулини квадратига пропорционал:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (1).$$

dv элемент ҳажмида заррачанинг эҳтимоллиги $dW = |\psi|^2 dv$ (2) га тенг, унда $|\psi|^2 = \frac{dW}{dv}$.

t вақтда v ҳажмида заррачани топиш $W = \int_V dW = \int_V |\psi|^2 dV$ га тенг.

Эҳтимолликлар нормаллаш шarti $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1$ (3).

Шредингер умумий тенгламаси. Стационар ҳолатлар учун Шредингер тенгламаси.

Норелятивист квант механиканинг асосий тенгламаси Э.Шредингер (1926) томонидан таърифланган. Унинг қурилиши қуйидагича

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

унда $\hbar = h / (2\pi)$, m -заррача массаси, Δ -Лаплас оператори $((\Delta \Psi = \partial^2 \Psi / \partial x^2 + \partial^2 \Psi / \partial y^2))$, i -хаёлий бирлик, $U(x, y, z, t)$ -зарранинг потенциал энергияси.

Шредингер тенгламасидан фойдаланиб де Бройлнинг ясси тулкини қуйидаги қурилишга эга $\Psi = A e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - px)}$ (2). Физик маъно факат $|\Psi|^2$ бўлгани учун, «манфий» белгиси (2) да керак эмас.

Унда

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E \Psi;$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 p^2 \Psi = -\frac{1}{\hbar^2} p^2 \Psi,$$

бундан

$$E = -\frac{\hbar}{i} \frac{1}{\Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{\Psi} i \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t};$$

$$p^2 = -\frac{1}{\Psi} \hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}.$$

Уларни дифференциаллаб тенглама хосил киламиз $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = i \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$

Шредингер тенгламаси иккита функция киймати куринишида булади, битта функция координаталар, бошқаси – факат вақт шунинг учун $\Psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z) e^{-i(E/\hbar)t}$ (4).

(4) ни (1) га куйиб куйидагини хосил киламиз

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i(E/\hbar)t} \Delta \psi + U \psi e^{-i(E/\hbar)t} = i \hbar (-iE/\hbar) \psi e^{-i(E/\hbar)t};$$

ψ функцияни аниқланган тенглама

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (5).$$

Шредингер тенгламасига (5) параметр сифатида E заррачанинг тулик энергияси киради.

Квант механикасида сабаблилик принципи.

Квант механикада микрообъект ҳолати тулкин функцияси билан аниқланади $\Psi(x,y,z,t)$, унинг квадрат модули $|\Psi(x,y,z,t)|^2$ t вақтидаги заррачага пропорционал, координаталари x ва $x+dx$ ва $y+dy$, z ва $z+dz$.

Уз навбатида $\Psi(x,y,z,t)$ тулкин функцияси Шредингер тенгламасига (1) мос келади. Квант механикада ψ_0 ҳолати сабабдир, ψ ҳолати эса унинг натижаси. Шундай қилиб микрозаррачаларнинг система ҳолати сабаблилик принциpidан келиб чиққан аввалги ҳолатдан аниқланади.

Эркин заррачанинг харақати.

Эркин заррачанинг харақатида ($U(x)=0$) тулик энергия кинетик билан мос тушади. x уқи буйлаб харақатланган эркин заррача учун Шредингер тенгламаси (5) стационар ҳолатлар учун бундай булади.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (1).$$

(1) тенгламанинг ечими $\psi(x) = A e^{ikx}$ функцияси булади, бу ерда $A = \text{const}$ ва $k = \text{const}$, энергиянинг узини киймати $E = \hbar^2 k^2 / (2m)$ (2). (4) га биноан

$$\Psi(x, t) = A e^{-i\omega t + ikx} = A e^{-i(E/\hbar)(Et - p_x x)}$$

(2) ифодадан энергия импульсига боғлиқлиги келиб чиқади $E = \hbar^2 k^2 / (2m) = p_x^2 / (2m).$

Эркин квант заррача де Бройлнинг ясси монохроматик тулкин билан тасвирланади. Бунга вақтга боғлиқ бўлмаган заррача эҳтимоллиги $|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$.

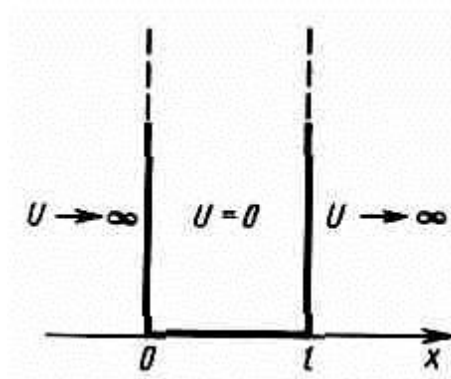
Бир улчамли тўртбурчакли «потенциал ямада» ги заррача.

Бундай «яма» потенциал энергия билан тасвирланади:

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq l, \\ \infty, & x > l, \end{cases}$$

Шредингер тенгламаси (217.5) бир улчамли масала ҳолатида қуйидаги қуринишга эга $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$ (220.1) «яма» чегараларида қуйидаги тасвир бўлади $\psi(0) = \psi(l) = 0$ (2). «яма» чегараларида ($0 \leq x \leq l$) Шредингер тенгламаси бу тенгламага боради $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$ ёки $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0$ (3). Бу ерда $k^2 = 2mE/\hbar^2$ (4).

Дифференциал тенгламанинг умумий ечими (3): $\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$.



(2) га биноан $\psi(0) = 0$ бўлса, $B = 0$ бўлади. Унда $\psi(x) = A \sin kx$ (5). $\psi(l) = A \sin kl = 0$ (2) шарти факат $kl = n\pi$ да бажарилади $k = n\pi/l$ (6).

(4) ва (6) ифодалардан $E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ml^2}$ (7) келиб чиқади. (5) га (6) дан k қийматига

қуйиб янги функцияларни топамиз: $\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{l} x$.

А доимийсини интеграллаб қуйидагини чиқарамиз $A^2 \int_0^l \sin^2 \frac{n\pi}{l} x dx = 1$.

Интеграллаш натижасида $A = \sqrt{2/l}$ ни топамиз, бундан функциялар

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

келиб чиқади.

2 расм.

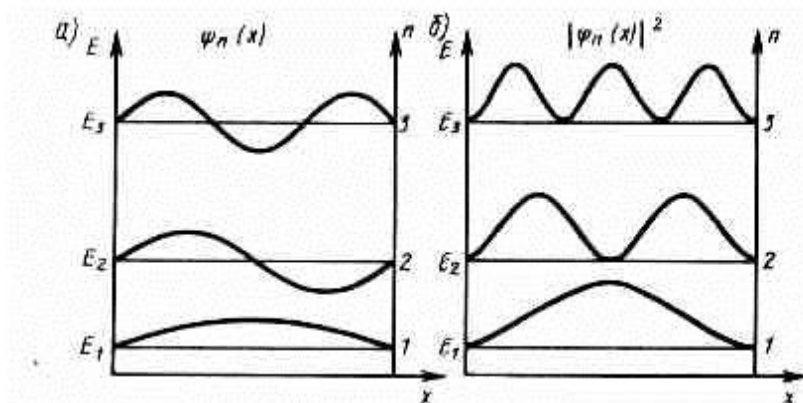
(8) ва (7) функциялар графиги 2 расмда курсатилган.

(7) ифодадан иккита қушни даражалар орасидаги кинетик энергетик интервал келиб чиқади

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n =$$

$$= \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{ml^2} n.$$

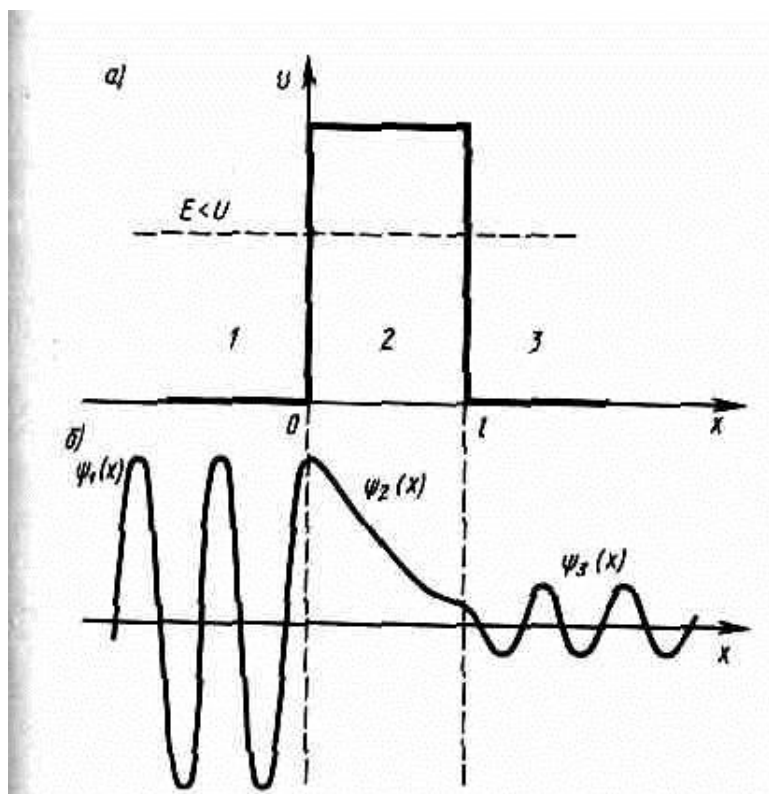
(9) ва (7) дан катта квант сонларда ($n \gg 1$) $\Delta E_n/E_n \sim 2/n \ll 1$, яъни кушни даражалар бир бирига якин жойлашган. Бу натижа Бор принципининг бир ҳолатидир.



Потенциал барьердан заррачанинг утиши. Тунел эффекти.

Заррачанинг (x уки буйича) бир улчамли ҳаракати учун оддий тугри бурчакли шаклли потенциал барьерни куриб чикамиз (расм). U баландлик ва l кенглиги учун

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 & \text{1 холат} & \text{учун} \\ U, & 0 \leq x \leq l & \text{2 холат} & \text{учун} \\ 0, & x > l & \text{3 холат} & \text{учун} \end{cases}.$$



$E > U$ да микрозаррача учун нолдан фаркли эхтимоллик мавжуд, унда заррача барьердан айланади ва тескари томонга ҳаракатланади. $E < U$ да нолдан фаркли эхтимоллик булиб, унда заррача барьерни кесиб утади.

расмдаги ҳар бир ҳолати учун Шредингер тенгламаси (5) бундай курунишга эга

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \psi_{1,3} = 0. \quad (1 \text{ ва } 3 \text{ ҳолати учун; } k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E).$$

$$\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + q^2 \psi_2 = 0 \quad (2 \text{ ҳолат учун; } q^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)). \quad (1).$$

Дифференциал тенгламаларнинг умумий ечимлари: $\psi(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}$ (2). (1 ҳолат учун). $\psi_2(x) = A_2 e^{iqx} + B_2 e^{-iqx}$ (2 ҳолат учун). $\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx}$ (3 ҳолат учун). (3).

(4) га биноан 1 тулкин функцияси

$$\Psi_1(x, t) = \psi_1(x) e^{-i(\hbar)Et} =$$

$$= A_1 e^{-i(\hbar)(Et - p_1 x)} + B_1 e^{-i(\hbar)(Et + p_1 x)}.$$

булади. A_1 коэффицент барьер олдида кетаётган заррачалар интенсивлиги билан боғлиқ шунинг учун $A_1 = 1$ булади.

Аммо 3 ҳолатда факат барьердан утиб чапдан унга таркалувчи тулкин мавжуд. Шунинг учун B_3 коэффиценти нолга тенг. 2 ҳолатда ечим $E > U$ ёки $E < U$ нисбатларга

боғлиқ. Унда (221.1) га биноан, $q = i\beta$ -хаёлий сон, унда $\beta = \frac{\sqrt{2m(U - E)}}{\hbar}$.

q , $A_1 = 1$ ва $\beta_3 = 0$ кийматларни ҳисобга олиб учта ҳолатлар учун Шредингер тенгламасини топамиз: $\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \dots$ (1 ҳолат учун) $\psi_2(x) = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}$ (2 ҳолат учун) $\psi_3(x) = A_3 e^{ikx}$ (3 ҳолат учун) (5).

демак, заррачада нолдан фаркли потенциал барьердан утиш эхтимоллиги мавжуд. Шундай қилиб, квант механикаси янги махсус квант ҳодисага олиб келади ва у ҳодиса туннел эффекти деб аталади. Унда микрообъект потенциал барьер тиниклик коэффиценти куйидаги формула билан ифодаланади

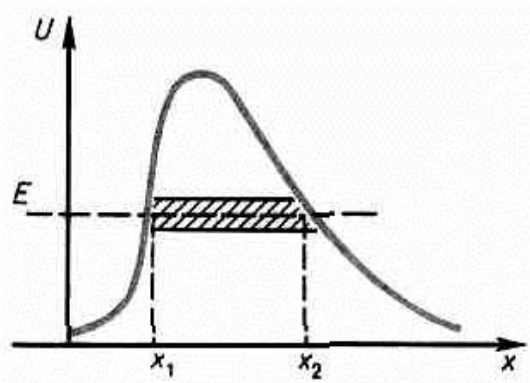
$$\begin{cases} \psi_1(0) = \psi_2(0), \\ \psi_1'(0) = \psi_2'(0), \\ \psi_2(l) = \psi_3(l), \\ \psi_2'(l) = \psi_3'(l). \end{cases}$$

бу ерда U -потенциал барьер баландлиги, E - заррача энергияси, l - барьер кенглиги.

Эркин шаклдаги потенциал барьер учун (расм)

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)} l\right),$$

унда $U = U(x)$.



Агар заррача барьер олдиға ҳаракатланса, у билан урилишдан аввал аниқ энергияға эға булади. Агар барьер билан узаро таъсир Δt вақт ичида давом этса, заррача энергияси аниқ булмай, $\Delta E \geq \hbar/\Delta t$ ноаниқлик билан таърифланади. (расм). Агар бу ноаниқлик барьер баландлигида булса, унда у заррача учун тусиқ булмайди ва заррача ундан утади.

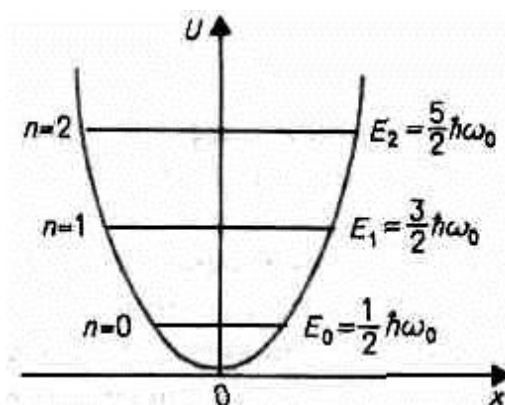
Туннел утишлар назариясининг асослари совет мактабининг ишлари ва уларнинг бошловчиси Л.И.Мандельштам билан солинган.

$$D = D_0 \exp \left[- (2/\hbar) \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx \right],$$

Квант механикадаги чизикли ва гармоник осциллятор.

Чизикли гармоник осциллятор – квазиэластик таъсирида бир улчамли ҳаракат килувчи система (тизим) пружинали, физик ва математик маятниклар – классик гармоник осцилляторларга намуна.

Гармоник осцилляторнинг потенциал энергияси $U = m\omega_0^2 x^2/2$ (1) тенг, бу ерда ω_0 – осциллятор тебранишларнинг частотаси, m – осциллятор заррача массаси. (1) богликлик парабола қурилишига эға, яъни «потенциал чуқурлик» айни дамда параболик булади.



Квант механикадаги гармоник осциллятор – квант осциллятор – Шредингер тенгламаси билан аниқланади

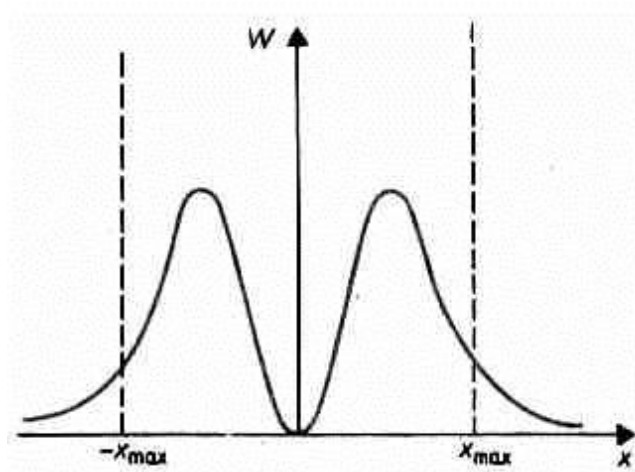
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0,$$

бу ерда E – осцилляторнинг тулик энергияси. Энергиянинг қийматларида қуйидаги қурилишга эға $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_0$ (3).

Нол тебранишлардаги энергия – минимал энергия деб аталади. Квант осцилляторнинг нолли тебранишлар ҳақидаги ҳулосалар классик назария ҳулосаларига зиддир. Лекин тажриба ёруғлик тарқалишининг интенсивлиги нолга тенг булмаслигини ва $T \rightarrow 0$ да кристаллда атомлар тебранишлари тухтамаслигини қурсатади. Бу ҳол нол тебранишлар тасдиғи.

(3) формуладан осциллятор энергиясининг даражалари n квант сонига боглик эмаслиги ва бир бирида бир хил масофада эканлиги келиб чиқади (расм).

$n \gg 1$ ($n + 1/2 \sim n$) да энергияли осциллятор ($n\hbar\omega_0 = nh\nu_0$) қийматлар билан мос тушади.



Нолдан фаркли классик таикланган ҳолатда заррачани топиш эҳтимоллиги мавжуд. Унинг натижаси расмда тасвирланган.

Назорат саволлари

1. Ноаниқлик муносабати.
2. Шреденгер тенгламаси.
3. Тўлқин функцияси.
4. Потенциал ўрадаги микро заррача.
5. Гейзенберг ноаниқлик муносабати.

18 - Маъруза

КВАНТ МЕХАНИКАСИ АСОСЛАРИ

Режа

1. Кристалларда энергетик зоналар.
2. Металлар, яримўтказгичлар, диэлектриклар.
3. Яримўтказгичларни хусусий электр ўтказувчанлиги.

Таянч сўз ва иборалар: атом, энергетик сатх, электрон, Паули принципи, энергетик зона, валент зона, ўтказувчанлик зонаси, тақиқанган зона, донор, акцептор, каволент боғланиш., н-тип, п-тип, эмиттер, коллектор, база, электромагнит нурланиш, фотолюминесценсия, катодолуминесценсия, хемилуминесценсия, электролюминесценсия, люминофор.

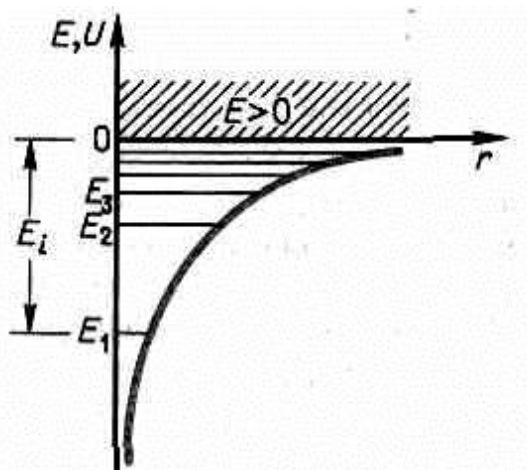
Атом водороди учун электроннинг энергетик даражалар хақидаги масалалар ечими ядронинг кулон майдонидаги электрон ҳаракати хақидаги масалага бориб таркалади.

Ze зарядли ядро билан электроннинг узаро таъсир потенциал энергияси $U(r) = -Ze^2/4\pi\epsilon_0 r$ бу ерда r -электрон ва ядро орасидаги масофа. $U(r)$ график функция расмда калин эгри чизик билан тасвирланган.

Атом водородидаги электрон ҳолати ψ тулқинли функция билан таърифланади:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = 0,$$

бу ерда E -атомдаги электроннинг тулик энергияси.



1. Энергия. Дифференциал тенгламалар назарияси исботладики, (2) каби тенгламалар энергиянинг узини кийматларида ечимга эга

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

Минимал энергияга жавоб берувчи E_1 кичик даража – асосий колганлари эса ($E_n > E_1$, $n=1,2,3,\dots$) ундан келиб чикканлари.

Атом водороднинг ионланиш энергияси $E_i = -E_1 = me^4 / (8h^2 \epsilon_0^2) = 13,55$ эВ га тенг. (3) ифода (3) формула билан мос келади.

2. Квант сонлари. Квант механикада, Шредингер тенгламасига (2) узининг $\psi_{n1m1}(r, \theta, \phi)$ функциялари билан ифодаланади ва улар 3 та квант сонлар билан аникланади: асосий n , орбитал l ва магнит m_l .

Асосий квант сони n бирдан бошлаб бутун сонларни олади: $n=1,2,3,\dots$

Шредингер тенгламасидан импулс моменти квантланиш келиб чиқади $L_l = h \sqrt{l(l+1)}$ (4), бу ерда l -орбитал квант сон, n нинг берилган кийматида у $l=0,1,2,\dots,(n-1)$, (5) булади.

Электрон импулсининг L_l вектор моменти квант кийматларга эга булиши мумкин: $L_{lz} = \hbar m_l$ (223.6), бу ерда m_l -магнит квант сони, у куйидаги кийматларга эга: $m_l = -l, -l+1, \dots, -0, l+1, \dots, l-1, l$ (223.7), яъни $2l+1$ кийматлар.

Водород атоми хар хил ҳолатларда бир хил энергия кийматига эга булиши мумкин.

У куйидаги формула билан ифодаланади $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$ (223.8).

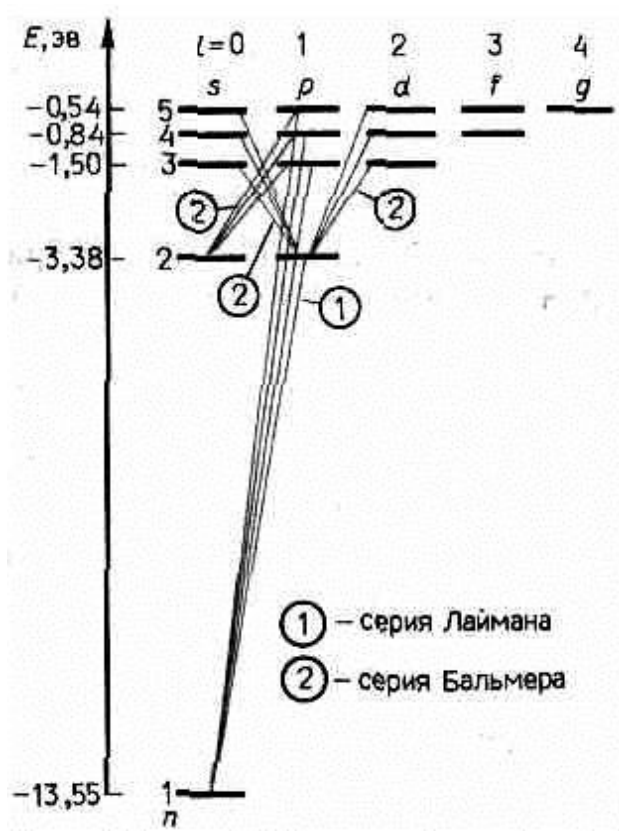
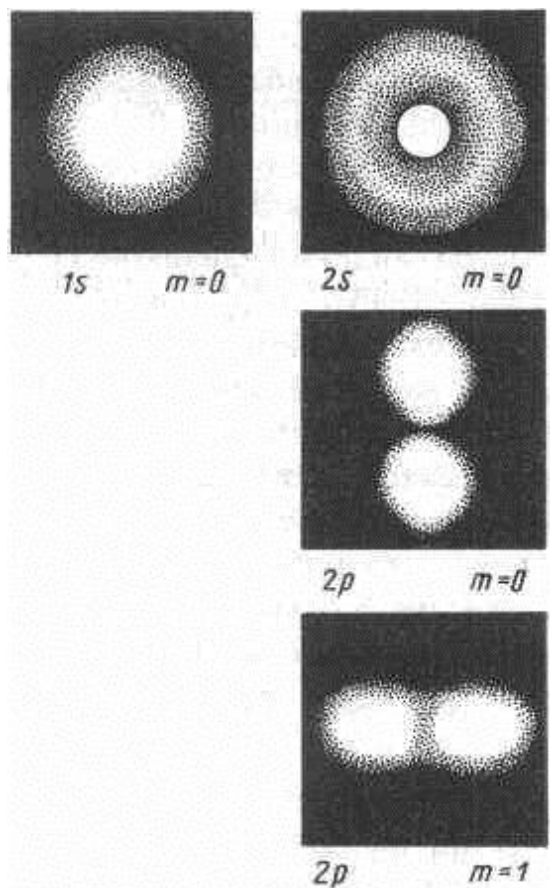
Атомнинг турли қисмларида электроннинг топиш эҳтимоллиги турлича. Квант механикада n ва l сонлар электрон булутнинг улчами ва шаклини характерлайди, m_l квант сони макондаги электрон булутни ориентациясини характерлайди.

2 расмда $n=1$ ва $n=2$ даги водород атомининг ҳолати учун электрон зичликнинг тақсимланиши. Расмдан курииб турибдики у n , l ва m_l га боглиқ.

3. Спектр. n , l ва m_l квант сонлари водород атомининг ютилиш спектрини тулик тасвирлашга имкон беради.

Электроннинг дипол нурланиш учун утишлар булади ва унда: 1) Δl квант сонининг орбитал узгариши куйидаги шартга буйсунади $\Delta l = \pm 1$ (223.9). 2) Δm_l квант магнит сонининг узгариши куйидаги шартга буйсунади $\Delta m_l = 0, \pm 1$.

Берилган n сонига мос келувчи турли ҳолатлар сонини ҳисобга олиб водород атомининг спектрал линияларини куриб чикамиз (299 расм): Лайман сериясига $n \rightarrow 1s$ ($n=2,3,\dots$) утишлар мос келади; Балмер сериясига $n \rightarrow 2s$, $n \rightarrow 1p$, $n \rightarrow 2p$ ($n=3,4,\dots$).



Водород атомида электроннинг 1s ҳолати.

1s ҳолати.

Водород атомидаги электрон 1s ҳолати сферик симметрик бўлади, яъни g ва ϕ бурчакларга боғлиқ эмас. Бу ҳолат учун Шредингер тенгламаси шундай бўлади $\psi = Ce^{-r/a}$ (1), бу ерда $a = \hbar^2 / 4\pi m e^2$ - радиус a билан мос тушган катталиқ, с-эҳтимолликлардан топилган доимий.

Агар r радиус ва dr каллиқ: $dv = 4\pi r^2 dr$ бўлса, унда (3) ифодаси (1) ни инобатга олган ҳолда

$$1 = \int_0^{\infty} |\psi|^2 dV = \int_0^{\infty} C^2 e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr.$$

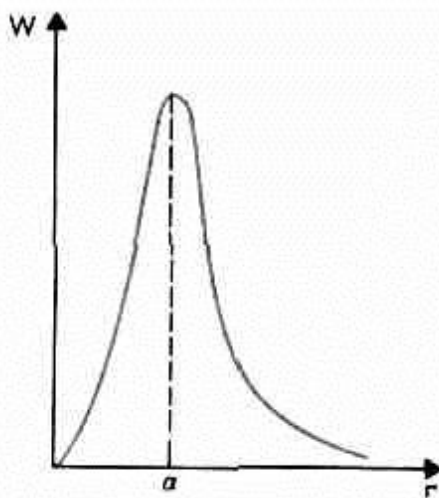
Уни интеграллаб қуйидагини ҳосил қиламиз $C = 1/\sqrt{\pi a^3}$ (2). (2) ифодасини (1) га қуйиб бошқа тенглама ҳосил қиламиз:

$$\psi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}.$$

Элемент хажмида электрон топиш эҳтимоллиги
 $dW = |\psi|^2 dV = |\psi|^2 4\pi r^2 dr.$ га тенг. Шу формулага тулкин функциясини қуйиб (3)

$$dW = \frac{1}{\pi a^3} e^{-2r/a} 4\pi r^2 dr.$$

ҳосил қиламиз



Агар Бор назариясига кура ($W_{кл}$) эҳтимоллик 1s-ҳолатда факат $r=a$ учун нолдан фаркли бўлса, унда квант механикага биноан бу эҳтимоллик $W_{кв}$ факат $r=a$ да максимумга етади ва бутун маконда нолдан фарк қилади (расм). Шундай қилиб, водород атомининг ҳолатида электрондан ядрогача бўлган масофа Бор радиусига тенг эҳтимол масофа бўлади.

Бор радиусининг квант – механик маъноси шундadir.

Электрон спини. Спин квант сони.

Спектрал чизикларнинг нозик тузилишини тушунтириш учун, атом физикасидаги бошқа қийинчиликларни бартараф этиш учун америка физиклари Д.Уленбек (1900 йилда тугилган) ва С.Гаудсмит (1902-1979) электрон импулсининг йук қилиб булмайдиган механик моментига, яъни спинга эга деб ҳисобланган.

Электрон спина – квант катталиги, унинг классик ухшашлиги йук; бу электроннинг ички ажралмас хусусияти.

Квант механиканинг умумий хулосаларига кура спин куйидаги конун буйича квантланади $L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$, бу ерда S -спин квант сони.

Ташки магнит майдонни йуналишига спин проекцияси квант катталиги булиб у куйидаги ифода билан аникланади: $L_{sz} = \hbar m_s$, бу ерда m_s -магнит спин квант сони; у факат иккита кийматга эга: $m_s = \pm 1/2$.

Атомдаги электрон холатини тулик тасвирлаш учун асосий, орбитал ва магнит квант сонлари билан бир каторда магнит спин квант сони булиши керак.

Бир-бирига ухшаш заррачаларнинг фаркланмаслик принципи. Фермионлар ва бозонлар.

Хамма электронлар бир хил хусусиятларга – масса электр заряди, спин ва бошка ички характеристикаларга эга. Бундай заррачалар бир-бирига ухшаш дейилади.

Бир хил заррачаларнинг системасининг ажойиб хусусиятлари квант механиканинг фундаментал принципида намоён булади.

$|\psi|^2$ катталикнинг физик маъносини инобатга олиб ухшаш заррачаларнинг булинмаслиги хакидаги принципни бундай тасвирлаш мумкин $|\psi(x_1, x_2)|^2 = |\psi(x_2, x_1)|^2$ (1), бу ерда x_1 ва x_2 биринчи ва иккинчи заррачаларнинг маконли ва спин координаталар йигиндиси. (226.1) ифодадан факат икки холат булиши мумкинлиги келиб чиқади $\psi(x_1, x_2) = \pm \psi(x_2, x_1)$.

Ухшаш заррачаларнинг тулкили функцияларнинг симметрия характери заррачаларнинг спинига назарий богликлиги швейцария физиги В.Паули (1900-1958) асосланган.

Паули принципи. Атомдаги электронларни холатларга караб таксимланиши.

Агар бир бирига ухшаш заррачалари бир хил квант сонларига эга булса, унда тулкили функциялар симметрик.

Атомдаги электроннинг холати туртта квант сонлар йигиндиси билан аникланади: асосийси n ($n=1, 2, 3, \dots$), орбитал l ($l=0, 1, 2, \dots, n-1$) ва магнит m_l ($m_l=-l, \dots, -1, 0, +1, \dots, +l$) ва магнит спин m_s ($m_s=+1/2, -1/2$).

Атомдаги электронлар Паули принципига асосланиб таксимланади: битта атомда туртта квант сонга эга булган электрондан иборат $Z(n, l, m_l, m_s)=0$ ёки 1, бу ерда $Z(n, l, m_l, m_s)$ -квант холатидаги электронлар сони. Демак, Паули принципига биноан, битта атомдаги иккита электрон битта булса хам квант сони билан фаркланади. $Z(n)$ -

электронларнинг максимал сони $Z(n) = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2$.

Т а б л и ц а 6

Главное квантовое число n	1	2	3	4	5
Символ оболочки	K	L	M	N	O
Максимальное число электронов в оболочке	2	8	18	32	50
Орбитальное квантовое число l	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Символ подоболочки	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

Менделеевнинг элементлар даврий системаси.

Атомлардаги электронлар ҳолати асосидаги Паули принципи Менделеевнинг (1869) даврий системасини – табиатнинг фундаментал қонунини тушитиришга имкон беради.

Д.И.Менделеев кимёвий элементнинг Z тартиб сони тушунчасини киритди. Кимёвий элементларнинг тартиб номерининг ортишига қараб жойлаштирилди. Аммо маълум бўлган 64 кимёвий элементларнинг баъзи бир катаклари буш қолди, чунки баъзилари (масалан Ga, Se, Ge) у вақтда номаълум эди. Д.И.Менделеев нафакат элементларни жойлаштирди, балки баъзи элементларнинг массаларини аниқлади. Масалан Be ва U атом массалари аввал нотугри ҳисобланган эди, Менделеев уларнинг тугри оғирлигини топди.

Т а б л и ц а 7

Период	Z	Элемент	K		L		M			N			
			1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	
I	1 2	H He	1 2										
II	3 4 5 6 7 8 9 10	Li Be B C N O F Ne	2 2 2 2 2 2 2 2	1 2 2 2 2 2 2 2		1 2 3 4 5 6							
	11 12 13 14 15 16 17 18	Na Mg Al Si P S Cl Ar	2 2 2 2 2 2 2 2	2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6	1 2 2 2 2 2 2 2		1 2 3 4 5 6					
	19 20 21 22 23 24 25 26 27 28	K Ca Sc Ti V Cr Mn Fe Co Ni	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6 6 6	— — 1 2 3 5 5 6 7 8	1 2 2 2 2 1 2 2 2 2				
	29 30 31 32 33 34 35 36	Cu Zn Ga Ge As Se Br Kr	2 2 2 2 2 2 2 2	2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6	2 2 2 2 2 2 2 2	6 6 6 6 6 6 6 6	10 10 10 10 10 10 10 10	1 2 2 2 2 2 2 2		1 2 3 4 5 6		

Водород атомининг биттагина электрони 1s ҳолатида $n=1$, $l=0$, $m_l=0$, $m_s=\pm 1/2$ квант сонлари билан таърифланади. (7 жадвал).

Li ($Z=3$) атомнинг учинчи электрони К қобикда бўлиб энг кичик энергия ҳолати $n=2$ (L-қобик), яъни 2s ҳолатга эга.

Na ($Z=11$) ун биринчи электрони М-қобигида ($n=3$) жойлашади ва энг кичик 3s ҳолатда бўлади.

Колган элементлар ҳам 7 жадвалда курсатилган ҳолатларга ва квант сонларга эга бўладилар.

Шундай қилиб, Менделеев очган элементларнинг кимёвий хусусиятлари даврийлиги атомларнинг ташқи қобикларнинг қайтарилиши билан тушунтирилади. Масалан инерт газлар бир хил ташқи қобикка эгадирлар.

Назорат саволлари

1. Атомдаги энергетик сатҳлар ва уларни электронлар билан ишғол этилиши.
2. Энергетик зоналар ҳақида тушунча.
3. Металлар. Ҳаримўтказгичлар. Диэлектриклар.

19- Маъруза АТОМ ЯДРОСИ

Режа

1. Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикалари.
2. Радиоактивлик. Алфа, бета ва гамма емирилиши.
3. Ядровий нурланишларни қайд қилиш усуллари.
4. Ядровий реакциялар ва сақланиш қонунлари.

Таянч сўз ва иборалар: Ядро, протон, нейтрон, масса сони боғланиш энергияси, радиоактивлик, радиоактив нурлар, фотоемулсия усули, Вилсон камераси, Гейгер-Леюллер счетчиги.

Атом ядросининг таркиби ва асосий характеристикаси. 1932 йилда рус физиги Д.Д.Иваненко ва немис физиги В.Гейзенберг бир-бирларидан мустаил равишда атом ядроси икки хил элементар зарра протон ва нейтронлардан ташкил топган деган фикрга келдилар. Бу зарралар нуклонлар деб аталади. Протон мусбат зарядланган зарра бўлиб унинг заряди электрон зарядига тенг. $q_p=q_a=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, массаси эса $m_p=1,67 \cdot 10^{-27}$ кг.

Ядро таркибида протондан ташқари зарядсиз ($q_n=0$) нейтрон (n) мавжуд бўлиб уни массаси протон массасига тенг. Ядродаги нуклонлар яъни протон ва нейтронлар сонини А-билан белгиланиб, уни ядронинг массаси сони дейилади:

$$A=Z+N$$

Z-ядродаги протонлар, N-ядродаги нейтронлар сони.

Z-D. Менделеевнинг элементар даврий системасидаги химиявий элементнинг тартиб номери бўлиб у ядронинг зарядини аниқлайди, яъни $q_a=Z_a$.

Ядро белгиси ${}_Z^AX_N$

Таҷрибаларда ядроларнинг шакли сферага яқинлиги ва бу сферанинг радиуслари ядронинг масса сони 1/3 даражасига пропорционал эканлиги аниқланган. Ядро модданинг зичлигини эса тартиб равишда қуйидагича аниқлаш мумкин.

$$\rho_y = \frac{m_y}{V_y} = \frac{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{4}{3} \pi R_y^3} = 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Демак ядро модданинг зичлиги ядро таркибидаги нуклонлар сонига боғлиқ эмас. Унинг қиймати шу қадар каттаки, ядровий модда зичлигидек зичликка эга бўлган

жисмдан ясалган, радиуси 200 метр чамасидаги шарнинг массаси Ернинг массасига тенг бўлади.

Тартиб номери бир хил, масса сони ҳар хил бўлган элементнинг ядроларини изотоплар дейилади: ${}_1\text{H}^1$; ${}_1\text{H}^2$; ${}_1\text{H}^3$; ${}_8\text{O}^{16}$; ${}_8\text{O}^{17}$; ${}_8\text{O}^{18}$;

Ядронинг $m_{\text{я}}$ массаси унинг таркибига кирувчи ҳамма зарралар массаларининг йиғиндисидан ҳамиша кичик. Чунки нуклонлар бирикиб ядро ҳосил қилганда нуклонларнинг ўзаро боғланиш энергияси ажралиб чиқади. Ядронинг боғланиш энергияси $E_{\text{боғ}}$ ядро таркибидаги нуклонларни ажратиш ва унинг бир-бири билан деярли таъсир қилишмайдиган масофага узоклаштириш учун бажариш зарур бўлган ишга тенг.

$$E_{\text{боғ}} = c^2 \left\{ \left[Zm_p + Nm_n \right] - m_{\text{я}} \right\} \cdot C^2$$

Радиоактивлик α , β , γ емирилиш.

Радиоактивликни биринчи марта 1896 йилда Француз олими Беккерл кузатган. Уран ва унинг бирикмалари ўз-ўзидан чиқарган нурлар жисмлардан паррон ўтган, фатопластинкага таъсир қилган, ҳавони ионлаштирган. Кейинчалик радиоактивликни Пер Кюри ва Мария Кюри Складовскаялар ҳар томонлама текширдилар.

Бекарор химиявий элемент изотопларининг элементар зарралар ёки ядролар чиқариб ўз-ўзидан бошқа элемент тизотопига айланиши радиоактивлик дейилади. Бундай айланишлар: 1) α -емирилиш; 2) β -емирилиш; 3) протонли ридиоактивлик ва 4) оғир ядроларнинг спонтон равишда бўлиниши жараёнларида содир бўлади. Табиий шароитлардаги изотопларда бўладиган радиоактивлик табиий радиоактивлик дейилади. Ядро реакциялари воситасида олинадиган изотопларнинг радиоактивлиги

сунъий радиоактивлик дейилади. Сунъий ва табиий радиоактивлик орасида фарк йўқ. Радиоактив емирилиш қонуни: $N = N_0 e^{-\lambda T}$ формула билан ифодаланади. Бунда N_0 -бошлансич пайтдаги емирилмаган атомлар сони, N -бирор t пайтдаги емирилмаган атомлар сони, λ -радиоактив моддага характерли бўлган константа, у емирилиш доимийси дейилади.

Бошлансич пайтдаги атомлар микдорининг ярми емирилишига кетадиган вақт модданинг ярим емирилиш даври (T) дейилади ва қуйидаги шартдан аниқланади:

$$\frac{1}{2} N = N_0 e^{-\lambda T} \quad N = \frac{N_0}{2}$$

Бундан

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Ҳозирги вақтда маълум бўлган радиоактив моддаларнинг ярим емирилиш даври $3 \cdot 10^{-7}$ секундан тортиб $5 \cdot 10^{15}$ йилгача боради.

Радиоактив емирилиш натижасида ҳосил бўлган ядролар радиоактив бўлиши мумкин.

Радиоактив модда уч хил нурланиш манбаидир. Улардан бири магнит майдони таъсирида мусбат заряди зарралар оқимининг оғиш йўналишида оғади, улар α -нурлар деб аталади. β -нурлар деб аталган иккинчи нурланиш аввалгига тескари йўналишда, яъни манфий зарядли зарралар оқими оғадиган йўналишда оғади.

β -емирилиш уч хил бўлади.

β^- емирилиш бунда ядродан электрон чиқади.

β^+ емирилишда ядродан позитрон ажралиб чиқади.

Электрон ютиш.

β^- емирилишда ядрога битта нейтрон $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
схема бўйича протонга айланади. $p \rightarrow n + e^+ + \nu$

ν -нейтрино, $\bar{\nu}$ -антинейтрино.

Ниҳоят магнит майдон таъсирига берилмайдиган учинчи нурланиш γ -нурлар деб аталади. γ -нурлар тўлқин узунлиги жуда қисқа (10^{-3} А дан 1А гача) бўлган электромагнит нурланиш эканлиги аниқланди.

Емирилаётган ядродан α -зарралар (яъни ${}^4_2\text{He}$ ядролар) жуда катта (10^9 см/сек) тезлик билан учиб чиқади.

Ядровий нурларни қайд қилиш усуллари. Радиоактив емирилиш пайтида чиқариладиган ҳар хил радиоактив нурлар (α ва β -зарралар, γ -нур)нинг ўлчамлари таъхминан жуда кичик яъни 10^{-15} м бўлганлиги учун уларни микроскоплар ёки бошқа оддий усуллар билан қайд қилиш мумкин эмас. Радиоактив нурларни қайд қилишнинг ҳар хил усуллари ишлаб чиқилган.

1. Фотоемулсия усули.

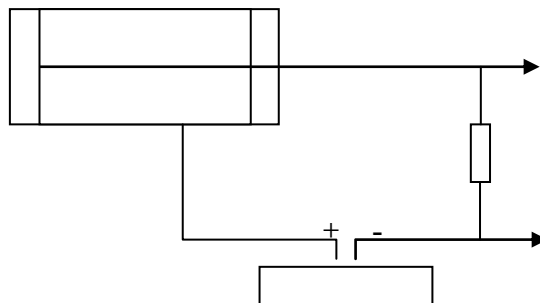
80%-ли кумуш бромиди крситалчалари (ўлчамлари 10^{-6} м) бўлган фотоемулсияли фотопластинкадан зарядли зарралар ўтган жойдаги кумуш кристалчалари қораяди. Яъни фотопластинкада радиоактив нурларнинг ҳаракат траекториялари - треклари ҳосил бўлади. Трекларни эса оддий микроскопларда кузатилади. Трекларнинг ўлчамларини, зичлигини аниқлаб радиоактив зарраларнинг массасини, энергиясини аниқлаш мумкин.

2. Вильсон камераси.

Бу усул тўйинган сув ёки спирт буғи билан тўлдирилган шиша камерада радиоактив зарраларнинг қолдирган изни яъни трекининг фотосуратини олишга асосланган. Суратга олинган трек узунлигини, зичлигини, унинг магнит майдонидаги эгрилик радиусини аниқлаб зарранинг заряд ишорасини, массасини, энергиясини ва тезлигини топиш мумкин.

3. Гейгер-Мюллер счётчиги

Счётчик тузилиш бўйича ички томонидан юпқа металл қопламли шиша трубкadan иборат. Металл қатлам катод сифатида ишлатилади. Трубканинг ўртасидан анод сифатида ингичка метал сим ўтказилган. Шиша трубка аргон газ билан тўлдирилади. Анод ва катод кучли электр майдони (кучланиши 900-1000 В) ҳосил қилиниб, трубка ичига тушган радиоактив зарралар катоддан электронларни уриб чиқариши натижасида аргон газининг мусбат ионлари ҳосил бўлади. Электронларнинг ва мусбат зарядли ионларнинг тартибли ҳаракати натижасида электр токи ҳосил бўлади. Электр токини ўлчаб счётчикка тушган β -зарралар ва γ -квантларнинг катталигини аниқлаш мумкин.



Назорат саволлари.

1. Атом ядроси қандай зарралардан таркиб топган.
2. Ядро масса сони, ядро белгиси.
3. Ядро массаси ва боғланиш энергияси.
4. Радиоактивлик, α , β , γ -нурланиш.
5. Радиоактив нурларни қайд қилиш усуллари.

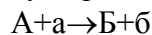
ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ.

Режа.

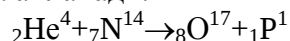
1. Ядроларнинг бўлиниши.
2. Занжир реакция. Реакторлар.
3. Термоядровий реакциялар.
4. Элементар зарралар.
5. Ҳозирги замон физикасининг асосий муаммолари

Таянч сўз ва иборалар: атом ядроси, энергия, нейтрон, зарра, экзоэнергетик, эндоэнергетик, реакция, занжир реакция, реактор, оғир ядро, енгил ядро, дейтерий, тритий, ядровий синтез, нейтрон, изотоп, зарра, антизарра, антипротон, неутрон, мезон, симметрик, антисимметрик.

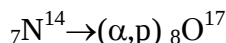
Ядровий реакциялар ва сақланиш қонунлари. Икки ядро ёки ядро билан зарра бирига 10^{-15} м масофагача яқинлашганда ядровий кучларнинг таъсири туфайли ўзаро интенсив таъсирлашади, натижада ядровий ўзгаришлар вужудга келади. Бу ядровий реакция бўлиб у қуйидагича ёзилади:



бунда А-бошлансич ядро, а-реакцияга киришувчи ядро ёки зарра (нейтрон, протон, α -зарра, γ -квант, енгил ядролар), В-ядровий реакцияда вужудга келган ядро, б-ядровий реакцияда ажралиб чиққан зарра. Биринчи ядро реакциясини Э.Резерфорд 1919 йилда α -зарралар билан азот ${}^7\text{N}^{14}$ атомини бомбардимон қилиб ҳосил қилди. Азот ядроси ўзидан протон чиқариб кислород ядросига айланади.



${}_2\text{He}^4$ -гелий атомининг ядроси, яъни мусбат зарядли α -заррадир. Бу ядро реакция қуйидаги тенглама билан ҳам ифодаланади:



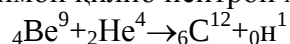
Ядро реакцияларида энергия чиқарилади ёки ютилади. Ажралиб чиққан энергия миқдори реакциянинг иссиқлик эффекти дейилади. Ҳосил бўлаётган ядро массалари йиқиндиси бошлансич ядро массалари йиқиндисидан катта бўлса, ядро реакциясида энергия ютилади ва унинг иссиқлик эффекти манфий бўлади. Ҳамма ядро реакциялари заряднинг, массанинг нуклонлар сонининг, энергиянинг, импульснинг, импульс моментининг сақланиш қонунлари бажарилиши асосида содир бўлади. Юқоридаги реакциядан заряднинг сақланиш қонунига асосан:

$$2+7=8+1=9$$

нуклонлар сонининг сақланиш қонунига асосан $4+14=17+1=18$ бўлади.

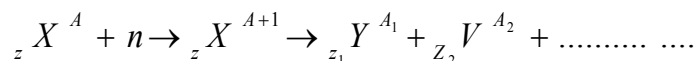
Ядро реакцияси натижасида энергия ажралиб чиқса бундай реакцияни экзоэнергетик реакция, энергия ютилган реакцияни эндоэнергетик ядро реакциялари дейилади. Ядролар структурасини, зарраларнинг ўзаро таъсир механизмларини ўрганишда, ҳамда амалий жиҳатдан ядро энергияларини олиш ва ҳар хил элемент изотопларини ҳосил қилишда ядро реакциялари катта аҳамиятга эга.

Ядронинг бўлиниши. Турли хил элемент ядроларини ҳар хил зарралар билан бомбардимон қилиб ҳар хил ядро реакцияларни ҳосил қилиш мумкин. α -нурлар билан ${}^9_4\text{Be}$ -бериллий изотопини бомбардимон қилиб нейтрон ҳосил қилинган:



Ядроларга таъсир қилувчи зарраларнинг энергияси, турларига боғлиқ равишда ядро реакциялари: кичик, ўрта ва юқори энергияли реакцияларга бўлинади. Ядроларнинг нейтронлар билан таъсирлашишида ҳосил бўладиган реакциялар кичик энергияли, α -зарралар, протонлар ва γ -квантлар таъсирида ҳосил бўлган реакцияларни ўрта энергияли ядро реакциялари дейилади. Юқори энергияли ядро реакцияларини ҳосил қилиб элементар зарраларнинг структураси, хусусияти ўрганилади. Э.Ферми, Ч.Жолио-Кюри,

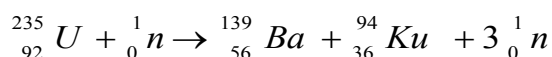
П.Савич, О.Ган, Ф.Штрассман, О.Фриш, Л.Майтнер ларнинг тажрибалар ва назарий изланишлари туфайли ўттизинчи йиллар охирида (1938 й.) Нейтронлар билан бомбардимон қилинган оғир ядролар (масалан уран)ни икки қисмга бўлиниши аниқланди. Бундан ташари нейтронлар, электронлар ва γ -нурланишларнинг ҳам вужудга келиши кузатилди. Бу ҳодиса ядро бўлиниши деб ном олди. Нейтрон бирор ${}_Z^AX^A$ ядрога киргач янги ${}_Z^AX^{A+1}$ ядро ҳосил бўлади. У эса икки ядрога, яъни ${}_{Z_1}^{Y^{A_1}}$ ва ${}_{Z_2}^{Y^{A_2}}$ ядроларга бўлинади, яъни



X ядрони Y ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан $Q=(\varepsilon_1A_1+\varepsilon_2A_2)-\varepsilon A$

Ифоданинг ишорасига боғлиқ бўлиб ундаги ε_1 , ε_2 ва ε лар мос равишда бўлиниш парчалари- E ва B ҳамда X ядролардаги битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Даврий жадвалнинг ўрта қисмидаги элементлар ядролари учун нуклоннинг ядрога боғланиши энергияси (ε_1 ва ε_2)нинг қийматга жадвал охиридаги оғир ядроларники (яъни ε) нисбатан $\sim 0,8$ меВ катта бўлганлиги учун, оғир ядро (масалан, U_{235}) икки ўртароқ ядрога ажралганда $Q \approx A \cdot 0,8$ мэВ энергия ажралиши мумкин ($1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ж}$).

Оғир ядроларнинг бўлиниши натижасида катта энергия ажралиб чиқади. Масалан битта уран ядросини бўлиниши натижасида, яъни

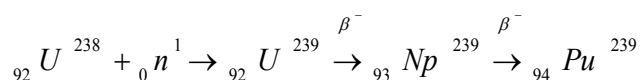


ядро реакция туфайли 200 меВ энергия ажралиб чиқади. 1Г уран бўлиниши натижасида эса 800 кг қўмирни бир пайтда ёниши натижасида қанча иссиқлик миқдори ажралиб чиқса шунча иссиқлик миқдори ажралиб чиқади.

Занжир реакция. Реакторлар. U_{235} ядроси бўлиниши туфайли ажраладиган энергияни тахминан 82-84% бўлиниш парчаларининг энергияси тарзида, олган қисми эса нейтронлар (2-3%) γ -нурланиш (5-6%), электронлар (2-3%) ва нейтронлар (5-6%) энергияси сифатида намоён бўлади.

Ҳар бир ядро бўлинганда тахминан 200 мэВ ($1\text{мэВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ж}$) энергия ажралади. Ядро бўлинишида химиявий реакциядагидан миллионлаб марта кўп энергия ажралади. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлиниш ҳодисаси кашф қилиниши билано бу реакцияда ажраладиган энергиядан фойдаланиш йўллари излана бошланди. Бўлиниш энергиясидан фойдаланиш имконияти амалга ошириш учун шундай шароит яратиш лозимки, бу шароитда реакция бир бошлангандан сўнг ўз-ўзидан давом эта олсин, яъни реакция занжир ҳарактерга эга бўлсин, масалан, биринчи ядро бўлинганда ажралиб чиққан 2-3 нейтронни ҳар бири ўз навбатида янги ядроларни бўлинишига сабабчи бўлади. Натижада 6÷9 янги нейтронлар вужудга келади. Бу нейтронлар яна бошқа ядроларни бўлинишига имконият яратадига хоказо. Шу тариқа бўлинаётган ядролар ва бунинг натижасида вужудга келадиган нейтронлар сони ниҳоят тез ортиб боради. Шу тарзда ривожланадиган жараён занжир реакциядир. Ҳисобларнинг кўсатишича, биринчи ядро бўлинганида кейин $7,5 \cdot 10^{-7}$ с ўтгач $10^{24} \cdot 10^{25}$ ядро (шунча ядро тахминан 1 кг уран таркибида бўлади) реакцияда қатнашган бўлади.

Демак қисқа вақт ичида кетма-кет бўлинаётган ядролар сони кескин ошиб боради.



Pu^{239} ҳам, худди U^{235} каби секин нейтронлар таъсирида бўлади ва улардан фойдаланиб занжир реакция амалга ошириш мумкин.

Занжир реакциянинг ривожланиш тезлиги кўпайиш коэффициенти k к нинг қиймати билан характерланади.

Кўпайиш коэффициенти бирор авлод бўлинишларида вужудга келган нейтронлар сонини ундан олдинги авлод бўлинишларида ҳосил бўлган нейтронлар сонига нисбатидир. Агар $k_k > 1$ бўлса занжир реакция ривожланади. $k_k < 1$ бўлса реакция сўнади. $k_k = 1$ бўлганда реакция бир меъёрга давом этади.

Бўлинувчи модда массасининг қиймати $m < m_{кр}$ бўлган ҳолда нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти $K_k < 1$ бўлади, шунинг учун занжир реакция амалга ошмайди. $m > m_{кр}$ бўлганда $K_k > 1$ бўлади натижада занжир реакция ривожланади.

Бошқариладиган бўлиниш занжир реакцияларини амалга ошириш учун ўлланиладиган курилмани ядровий реактор (атом реактори) деб аталади.

Фан ва техникада қўлланилишига қараб ядро реакторлари қуйидаги асосий группаларга бўлинади:

Илмий тадиот ишлари.

Ядро энергетикаси.

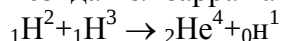
Химиявий ва биологик объектларни нурлантириш.

Изотоплар олиш ва х.к.з.

Замоновий реакторларда бўлинувчи модда сифатида U^{235} изотоп билан бойитилган табиий урандан фойдаланилади.

Занжир реакция бошқарилмайдиган тарзда амалга ошиши атом бомбанинг портлаш жараёнида содир бўлади. Атом бомба портлаганда жуда қисқа вақт ичида ниҳоят даражада катта энергия ажралиб чиканлиги учун портлаш зонасида иссиқлик бир неча миллион градусга етади. Бундай иссиқлик таъсирида портлаш зонасидаги моддалар буғга айланади. Ўта қизиган шарсимон газ тез кенгайиши натижасида жуда кучли зарб тўлқини вужудга келади ва ўз йўлида объектларни емиради ва куйдиради.

Термоядровий реакциялар. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича фақат оғир ядроларни бўлиниши туфайлигина эмас, балки жуда енгил ядроларни бириктириш (ядролар синтези) усули билан ҳам ядровий энергиядан фойдаланиш мумкин экан. Масалан, дейтерий ва тритийни синтездан α -зарра ва нейтрон ҳосил бўлади; яъни



бу реакция энергияси

$$Q = [m_{{}_1H^2} + m_{{}_1H^3}) - (m_{{}_2He^4} + m_{{}_0n^1})]c^2 \approx 17.6 \text{ Мэв}$$

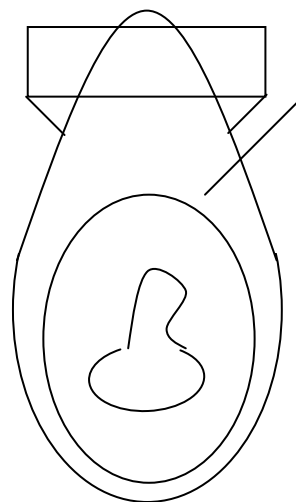
Бунда ҳар бир нуклонга тўғри келадиган энергия 3,5 Мев. Маълумки U^{235} нинг бўлинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келадиган энергияси 0,85Мев.

Ядролар синтези юқори температураларда содир бўлганлиги учун уни термоядровий реакция деб ҳам аталади.

H^2 (дейтерий) ва H^3 (третий) ядроларининг $\sim 10^7 K$ ҳароратда ҳам етарлича интенсив бирикиши кузатилади. Бу қадар юқори ҳарорат юлдузларда, жумладан қуёшда мавжуд. Қуёш нурланишининг спектрида водород, гелий, углерод, азот ва кислороддан иборат. Қуёш энергияси унинг таркибидаги ядроларнинг синтези, яъни термоядровий реакциялар туфайли ажралади.

Олимлар сунъий равишда термоядровий реакцияни амалга ошириш усулини топдилар. Бунинг учун термоядровий реакцияда қатнашиши лозим бўлган модда (масалан H^2 ва H^3 аралашмаси) ичида атом бомба портлатилса бас. Атом бомба портлаганда ғоят қисқа вақт ичида ҳарорат $\sim 10^7 K$ га етиб, дейтерий ва тритий бирикади, бунда энергия ажралиб чиқиши янада кучлироқ портлаштарзида намоён бўлади.

Портлашда водород изотоплари қатнашганлиги учун бу қуролга водород бомба дейилади. Нейтрон бомба деб аталувчи қуролда эса ядровий синтез реакцияси амалга ошириш учун талаб қилинадиган шароит детонаторлик вазифасини бажарувчи бомбани портлатиш йўли билан эмас, балки бошқа усуллар



ёрдамида вужудга келтирилади. Ядровий синтез реакциясида ажралиб чиқадиган энергиянинг асосий қисми ($\sim 80\%$) нейтронларнинг энергияси сифатида намоён бўлади. Шунинг учун нейтрон бомба портлаганда вужудга келадиган зарб тўлқин анчагина кучсиз лекин нурланиш дозаси ниҳоят кучли бўлади. Нейтронлар муҳит атомларнинг электрон обилари билан бавосита таъсирлашмайди. Лекин муҳит атомларининг ядролари билан таъсирлашуви туфайли зарядли заррачалар, γ -квантлар ва радиоактив ядролар ҳосил бўлади. Шунинг учун одам организмга нейтронларнинг таъсири тирик тўқималарнинг атом ва молекулаларининг ионлаштиришдан иборат бўлади.

Ионларнинг активлиги ўзгача бўлганлиги учун соғ организмда салбий таъсир кўрсатувчи химиявий бирикмалар вужудга келади. Ядровий нурланиш, хусусан нейтронлар таъсирида баъзи мураккаб молекулалар, биринчи навбатда илик, сўнгра он ҳосил бўлиш жараёни, айниқса, марказий нерв системасининг тўқималари зарарланади, овқат хазм қилиш йўли ва жинсий аъзоларнинг хужайралари ҳам шикастланади. Ҳозирги пайтда «Токаман» магнит ўрамли тороидал камера ёрдамида халқаро ҳамкорлик асосида бошқариладиган термоядровий реакцияни амалга ошириш бўйича изланишлар олиб борилмода.

Элементар зарралар. Элементар зарралар материянинг энг кичик заррачалари бўлиб улар майдонлар билан ўзаро таъсир этганда ўзини мустақил тута оладилар. Элементар зарраларга: электрон, протон, нейтрон, фотон, мезонлар, гиперонлар, нейтрон ва уларнинг баъзиларининг антизарралари киради.

Элементар зарраларни ўрганишдаги энг муҳим қурол катта энергияга эга бўлган космик нурланишлар ва тезлатгичлардир. Космик фазони тўлдирувчи юқори энергияли стабил микрзарраларга космик нурлар дейилади. Космик нурлар бирламчи ва иккиламчи бўлади. Бирламчи космик нурлар асосан протонлардан иборат, бўлиб уларни энергиялари (10^{10} - 10^{19}) эв. Бу космик нурлар Ер атмосферасига етиб келиб иккиламчи космик нурларни вужудга келтиради. Одатда 20 км дан қуйироқ баландликларда космик нурлар, асосан иккиламчи нурланишдан иборат бўлади. Иккиламчи нурланиш заррачалар жаласидан иборат бўлиб бу жала 1928 йилда академик Скобелсин томонидан Вилсон камераси ёрдамида қайд қилинган. Дирак назариясига асосан жала таркибида мусбат зарядланган электрон-позитрон мавжудлиги исбот қилинди.

Позитрон электронга қарама-қарши заррадир. Элементар зарраларнинг ҳозирги замон назариясига асосан ҳамма элементар зарралар ўзларининг қарама-қарши жуфтларига эга, масалан, электрон-позитрон, нейтрино-антинейтрино, протон-антипротон, нейтрон-антинейтрон. Агар икки жуфт, яъни электрон-позитрон ўзаро

тўқнашса, бир-бирини емиради (аннигиляцияланади), натижада иккала зарранинг тинчлигидаги массасига тўғри келувчи энергия ажралиб чиқади.

Замонавий тезлатигичларда зарраларни юқори энергияларгача тезлатиш имконияти элементар зарраларни ўрганишга кенг шароитлар яратиб беради. Антипротон ва антинейтронларни кашф этилиши синхрофазотронда юқори энергияли протонлар оқимини ҳосил қилиш билан боғлиқ. 1932 йилда электроннинг антизарраси позитрон кузатилгандан сўнг, барча элементар зарраларнинг антизарралари ҳам бўлиши лозим, деган фикр физикада мустаҳкам ўрин олди. 1955 йилда Семберлен ва бошлар амалга оширган тажрибада антипротон қайд қилинди. Антипротон протон билан тўнашганда аннигиляцияланади. 1956 йилда антинейтрон кашф қилинди. У нуклон билан (яъни протон ёки нейтрон билан) тўқнашганда аннигиляцияланиши мумкин.

Кейинчалик (1965-1966) энг оддий ядролар дейтерий ва тритийларнинг антиядролари антидейтерий ва антитритийлар кузатилди. 1973 йилда антигелий ядроси ҳосил қилинди.

Элементар зарралар асосан, фотонлар лептонлар, мезонлар ва барионлар группасига бўлинади.

Фотонлар-электромагнит нурланиш квантлари бўлиб, зарядланган элементар зарралар билан ўзаро таъсир қилади.

Лептонлар группаси нейтрино, электрон ва мю-мезон (манфий ион) дан иборат бўлиб улар енгил зарралардир. Улар ўз-ўзлари ва бошқа зарралар билан ўзаро таъсир қилишлари мумкин.

Мезонлар группасига кирган зарраларнинг (π мезон, π нол-мезон, ка-мезон, ка-нол мезон, η -мезон) массалари лептонлардан оғирроқ лекин барионларникидан енгилроқ шунинг учун уларни ўрта массали зарралар дейилади.

Барионлар группаси нуклон ва гиперон каби оғир заррачаларни бирлаштиради. Барионлар ва мезонлар группаларига оид зарраларда кучли ўзаро таъсир намоён бўлади. баъзи зарралар бир вақтнинг ўзида бир неча ўзаро таъсирда қатнашиши мумкин.

Э. Ферми 1952 йилда π -мезонларнинг протонларда сочилишини текшириш жараёнида резонанслар деб аталадиган зарраларни аниқлаган. Бу тажрибада π -мезонларнинг сочилиш эҳтимоллигини уларнинг энергиясига боғлиқлигини ифодаловчи графикда кескин максимумлар кузатилади.

Ҳозирги пайтда олимлар маълум элементар зарралардан ҳам элементарро зарралар мавжуд эмасмикан? Деган саволга жавоб идирмодалар. Баъзи назорийча физикларнинг фикрича табиатда ҳали кашф қилинмаган зарралар мавжудки, бу зарралардан ҳозирча элементар деб аталаётган зарралар ташкил топгандир.

Ҳозирги замон физикасининг асосий муаммолари. Физиканинг энг муҳим фундаментал муаммоларидан бири элементар зарралар соҳасида материяни ўргнишдир. Бу соҳада 1964 йилда Гелл-Ман томонидан таклиф этилган гипотеза эътиборга лойиқ. Бу гипотезага асосан барча мезонларни, барионларни ва резонансларни кварклар деб номланган уч зарра ва антикварклар деб аталган уч зарранинг турли комбинациялардаги боғланиши тарзида вужудга келтириш мумкин. Агар бу гипотеза тасдиқланса, ҳозиргача маълум бўлган элементар зарралар массалари спектрини назарий аниқлаш масаласи ҳам ечилмаган. Кварклар ва бошқа фундаментал зарралар массаларининг юқори чегараси бор-йўқлиги ҳам аниқ эмас. Ўзаро тортишишнинг квант назариясини яратиш соҳасидаги масалалар ҳам ечилмаган.

Астрофизика соҳасида ҳам бирканча муаммолар мавжуд. Катта зичлик ва босимларда нейтрон юлдуз ва қора тешик ичидаги материянинг ҳолати ҳозиргача аниқ эмас. Квazarлар ва радио галактиканинг табиати ҳамда ўтаянги юлдузлардаги чакнашлар ва γ нурларнинг сочилиши ҳам муаммо бўлиб қолмода. Термоядро реакцияларида куёшдан келаётган нейтриноларнинг қайд қилинган сони назария бўйича ҳисобланганидан камлигини тушуниб бўлмайди. Ўтаянги юлдузлардаги чакнашларда ҳосил бўладиган космик нурлар (зарядланган зарралар)ни тезлатиш механизми ва

пулсарларнинг электромагнит нурланиши механизмлари охиригача аниқланмаган. Шу билан бирга коинот эволюцияси муаммоларини ҳал қилиш энди бошланди.

Ядро физикаси соҳасида ҳам бир қанча муаммолар мавжуддир. Булар аторига кучли ўзаро таъсир назариясининг йўқлиги ҳамда назарий изланишлар натижасида аниқланган атом тартиби 114 дан 126 гача бўлган кўп яшайдиган элементларни экспериментал тасдиқлаш каби масалалар киради.

Ҳал қилиниши зарур бўлган масалалардан бири бошқариладиган термоядро синтези муаммосидир. Дейтерий-тритийнинг иссиқ плазмаси яратиш бўйича назарий ва экспериментал изланишлар кенг миёсда олиб борилмода.

Квант электроникаси соҳасида бирнечта муаммоларни ҳал қилиш зарур. Лазерлар билан моддаларни термоядро ҳароратигача қиздириш космосда алоқани амалга ошириш шулар жумласига киради. Ҳал қилиниши лозим бўлган асосий муаммолар аторига лазер нурлар қувватини ошириш ва тўлқин узунлигини диапазонини кенгайтириш ҳамда рентген ва γ -лазерларни яратиш каби масалалардир.

Қаттиқ жисмлар физикаси соҳасидаги муаммоларга, механик мустахкамлик, иссиқликка чидамли, электрик, оптик ва магнит ҳоссалари бўйича экстремал (энг паст ёки энг юқори) хусусиятларга эга бўлган материалларни яратиш масаласи киради. Юқори ҳароратли ўтаўтказувчан материалларни ҳосил қилиш электр энергиясини узок масофаларга ортиқча энергия сарфламасдан узатиш имкониятини беради. Ишончли ва миниатюр яримўтказгичли қурилмалар яратишнинг янги физик услубларини ишлаб чиқиш зарур юқори босимли ва ўта паст ҳароратли муҳитларни яратиш услублари ишлаб чиқилиши керак ва ҳақозо.

Назорат саволлари

1. Ядровий реакциялар
2. Ядровий реакцияларада саланиш қонунлари
3. Ядроларнинг бўлиниши
4. Занжир реакция
5. Реакторлар
6. Ядролар синтези нима.
7. Термоядровий реакция.
8. Нейтронлар нурланиши.
9. Элементар зарралар.
10. Космик нурлар.
11. Элементар зарралар физикаси соҳасидаги муаммолар.
12. Астрофизика соҳасидаги муаммолар.
13. Ядро физикаси соҳасидаги муаммолар.
14. Қаттиқ жисмлар физикаси соҳасидаги муаммолар.

Рахбарий адабиётлар

1. И.А.Каримов. Юксак маънавият енгилмас куч. Тошкент, Маънавият, 2008
2. И.А.Каримов. Жаҳон молиявий-иқтисодий инқирози, Ўзбекистон шароитида уни бартараф этишнинг йўллари ва чоралари. Тошкент, 2009.

Асосий дарсликлар ва ўқув қўлланмалар

1. И.В. Савельев . Умумий физика курси. Москва. : Астрель. 2004.
2. Д.В. Сивухин. Умумий физика курси. Москва. : физ. мат. лит. 2002.
3. А.А. Грибов, Н.И. Прокофьева. “Основны физики”. М. Гордарина. 1998.
4. М.Исмоилов, П. Хабибуллаев, М. Халилун. «Физика курси». Т. Ўзбекистон. 2000.
5. В.С. Волькенштейн. Умумий физика курсидан масалалар тўплами. 2001. Санкт-Петербург. “Книжный мир”.
6. И. Бўрибоев, Р. Каримов. Электр ва магнетизмдан физпрактикум. Университет. Т. 2002й.

Қўшимча адабиётлар

- 7 С.П. Стрелков. Механика. Тошкент.: Ўқитувчи. 1977.
- 8 А.К. Кикоин, И.К. Кикоин. Молекуляр физика. Тошкент. Ўқитувчи. 1978.
9. Э.Г. Калашников. Электр. Тошкент.: Ўқитувчи. 1979.
10. Г.С. Лансберг. Оптика. Тошкент.: Ўқитувчи, 1981.
11. И.А. Радченко. Молекулярная физика. Москва.: Наука, 1982.
12. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов Электростатика. Т. Университет. 1993.
13. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Қўзғалмас зарядлар электр майдонидаги ўтказгичлар ва диэлектриклар. Т. Университет.1994.
14. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Ўзгармас электр токи ва унинг магнит майдони. Моддаларнинг магнит хоссалари. Т. Университет. 1996.
15. М.А. Магруппов, М.М Русак, Б.Ж. Юсупов. Механика. Молекуляр физика ва термодинамика асослари. Т. Университет 1996
16. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Электромагнит индукция, электр ва магнит майдонларида зарядланган зарраларнинг ҳаракати, электромагнит тебранишлар. Т. Университет.2002.
17. Б.Д. Юсупов. Fizika fanini o'qitish jarayonida zamonaviy ta'lim metodlarini qo'llash. Методик кўрсатма. Т. Университет. 2005.
18. U. Abdurahmonov, M.N. Zohidova, A.A. Mo'minov, B.D.Yusupov, ELEKTR (uslubiy qo'llanma). Т. Университет. 2010

Электрон манбалар

1. Анимацион ролик(<http://www.upscale.utorouto.ca>. ва [html,http:tical ua.es](http://html.tical.ua.es))
2. Физика “Physicon”.
3. ”Phusics onlian”
4. Физикада ўқув кинофильмлари (Э.Г.Хасанов ва бошқалар)
5. Кўргазмали рангли расмлар ([http://www.hord Wareandlysis com.](http://www.hordWareandlysis.com))
6. [www.physicon. ru](http://www.physicon.ru) - "Молекулярная физика на компьютере"
7. www.cultinfo/fulltext/1/008/077/561/htm
8. www.en/edu.ru. Портал

