

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

**МИРЗО УЛУЕБЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ
УНИВЕРСИТЕТИ**

**УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИДАН
МАЪРУЗАЛАР МАТНИ**

Тошкент – 2017

СУЗ БОШИ

Ушбу маърузалар матнида Мирзо Улугбек номидаги Ўзбекистон Миллий Университетининг табиий факультетларида физика курси буйича ўқиётган маърузаларнинг қисқа холдаги баёни берилган. Бу маърузалар Уз МУ 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 булган билимларни уз ичига олади. Қўлланмада физика курси куйидаги бўлимлар буйича баён килинган:

- 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 утказадилар. 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 кагга ёрдам беради,

Ушбу кулланмада н табиий фанлар сохаси буйича тайёрланадиган талабалар билан бирга бошка сохалардаги талабалар ҳам фойдаланиши мумкин.

Тузувчилар: проф. Абдурахманов У, доц. Абдуллаев Р.М.,
доц. Зохидова М.А., ўқ. Боймуратов Ф.Т.

КИРИШ

Физика — асосий табиий фанларнинг биридир ва у жонсиз табиатнинг қонунларини ўрганади. Табиатда содир бўладиган ходисалар ва жараёнлар маълум қонунлар асосида рўй беради. Бу ходисалар 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 ходисалар, атом ва унинг ядросини ўрганиш киради. 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 хулосалар у ёки бу физик ходисанинг, 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 катталikka нисбатан солиштириб, миқдорий белгиланади. Физикадаги барча илмий ишларда физик катталикларни аниқ ўлчаш тажрибанинг асосий қисми ҳисобланади.

Физик қонунлар: барча ходисалар 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 ходисаларни текширишда бу физик қонунлар асос қилиб олинади.

I-БОБ: МЕХАНИКА

МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ХАРАКАТИ

Жисмларнинг ёки бир жисмнинг қисмларини фазода бир-бирига нисбатан силжишига механик ҳаракат дейилади. Жисмларнинг механик ҳаракатини ўрганганда кўпинча уларнинг шакллари ва ўлчамларини ҳисобга олмаса ҳам бўладиган ҳоллар учрайди. Бундай шароитларда жисмни моддий нукта деб қараш мумкин. Масалан, бир бола уйдан мактабгача маълум масофа босиб ўтса, боланинг ҳаракатини ўрганганда уни моддий нукта деб қараш масалани осонлаштиради. Лекин шу бола қўл ва оёқларини қимирлатиб гимнастика билан шуғулланса, уни энди моддий нукта деб қараш мумкин бўлмайди. Худди шундай Ернинг Қуёш атрофида айланишини ўрганганда Ерни моддий нукта деб қараш мумкин, лекин Ерни ўз ўқи атрофида суткалик айланишини кўрганда Ерни моддий нукта деб қараш мумкин эмас. Демак, моддий нукта деб қўриқилган масалада шакли ва ўлчамларини ҳисобга олмаслик мумкин бўлган жисмга айтилади. Жисмнинг вазиятини ёки ҳаракатини ҳар доим бошқа жисмга нисбатан кўрилади, шу сабабли охириги жисмни санок, жисми ёки санок системаси дейилади. Физикада санок системаси сифатида *координаталар* системаси ишлатилади. Масалан, ўзаро тўғри бурчак остида булган уч ўқли координата системаси олинади, бу ўқларни x, y, z ҳарфлари билан белгиланади. Бундай координата системасини француз олими Декарт киритган. Яна бошқа координаталар системалари ҳам мавжуд. Моддий нукта ҳаракатини шу ҳаракатни вужудга келтирган сабабсиз ўрганадиган механиканинг бўлимига кинематика дейилади. Кинематикада механик ҳаракатларни қараб чиқиш учун траектория, йўл, кўчиш каби тушунчалардан фойдаланилади. Моддий нукта ҳаракати давомида чизган чизикқа траектория дейилади. Агар траектория тўғри чизикдан иборат булса, ҳаракат *тўғри* чизикли деб аталади. Траектория эгри чизикли булса, бундай ҳаракат эгри чизикли булади. Траектория айланадан ҳам иборат бўлиши мумкин, Бундай ҳолда моддий нукта ҳаракати айлана бўйлаб содир бўлади. Моддий нуктанинг траектория бўйлаб ҳаракати давомида босиб ўтган масофага йўл дейилади. Йўл йўналиши билан характерланмайди. Физикада бундай катталикларни скаляр катталиклар дейилади. Йўл—скаляр катталиқдир. Агар моддий нукта бир нуктадан иккинчи нуктага ҳаракат этса, шу нукталарни бирлаштирувчи ва 1 нуктадан 2 нуктага йўналган тўғри чизикка кўчиш дейилади ва уни Γ_{12} деб белгиланади.

Физикада йўналиш билан характерланадиган физик катталикларга *вектор катталар* дейилади, Кўчиш — вектор катталикдир. Энди кинематикада кўриладиган икки асосий физик катталиклар — тезлик ва тезланиши кўриб чиқамиз. Биз ҳаётда тезлик деганда вақт бирлигида босиб ўтилган йўлни тушунамиз. Агар тенг вақтлар оралиқларида моддий нукта тенг йўл юрса, бундай ҳаракатга текис ҳаракат дейилади ва ҳаракат тўғри чизиқли бўлса, текис ҳаракат тезлиги учун қуйидаги формула эга буламиз.

$$V = \frac{s}{t} \quad (1)$$

бунда s - босиб ўтилган йўл, t - вақт

Одатда физикада тезлик деганда моддий нуктанинг траектория бўйлаб кўчиш тезлигини ва ҳар бир моментдаги нуктанинг ҳаракат йўналишини характерловчи физик катталик тушунилади. Шу сабабли траекториянинг ҳар бир нуктаси учун оний тезлик тушунчаси киритилган. Оний тезликни топиш учун x, y координата ўқлари текислигида бирор ҳаракатнинг траекториясини кўрамиз ва бу траекториянинг чексиз кичик бирор Δs қисмига мос бўлган Δr кўчишни ажратиб, унга координата бошидан r ва $r + \Delta r$ радиус векторларни ўтказамиз. Энди Δr кўчишни шу кўчиш содир бўлган Δt вақт оралиғига бўлиб, траекториянинг шу нуктаси учун оний тезликни топамиз.

$d\vec{r}$ — чексиз кичик кўчиш

dt - вақт оралиғи

Демак, тезлик моддий нуктанинг радиус – векторидан вақт бўйича олинган ҳосиласига тенг экан. Тезлик $\vec{v}$ траекторияга уринма бўйлаб йўналган бўлади. Халқаро бирликлар системасида тезлик бирлиги $м/с$ СГС системасида $см/с$. Яна тезлик амалиётда $км/соат$ бирликларда ҳам ўлчанади.

Моддий нуктанинг тезлиги вақтнинг функциясидир. Шу сабабли тезликдан вақт бўйича олинган ҳосила *тезланиши* беради:

$$a = \frac{dv}{dt} = \dot{v}(t) \quad (3)$$

Тезланиш ҳам вектор катталикдир. Тезланишнинг Халқаро бирликлар системасидаги бирлиги $м/с^2$. Энди эгри чизиқли ҳаракатда тезлик ва тезланишни кўрамиз. Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик вектори ҳам қиймат бўйича, ҳам йўналиш бўйича ўзгариб туради. Шу сабабли тезланиш ҳаракат йўналиши билан бир хил бўлмайди. Тезланиш $\vec{a}$ векторини эгри чизиқли ҳаракатда икки ўзаро перпендикуляр ташкил этувчиларга ажратиш мумкин:

тангенциал ташкил этувчи a_t ва нормал ташкил этувчи a_n . Тангенциал ташкил этувчи эгри чизикқа уринма бўйлаб йўналган ва қуйидагига тенг бўлади:

$$a_t = \frac{dv}{dt} \quad (4)$$

бу ерда v – чизикли тезлик, t – вақт.

Тезланишнинг нормал ташкил этувчиси a_n эгрилик марказига йўналган бўлади ва математик равишда шундай ифодаланади:

$$a_n = \frac{v^2}{R} \quad (5)$$

бунда R – эгрилик радиуси.

Агар моддий нуқта айлана бўйлаб текис ҳаракат қилаётган бўлса, бурчак тезлик ω билан характерланади. Бурчак тезлик ω математик равишда шундай ифодаланади:

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} \quad (6)$$

бунда α – радиуснинг бурилиш бурчаги, t – вақт.

Чизикли тезлик v бурчак тезлик ω шундай боғланган:

$$v = \omega R \quad (7)$$

Моддий нуқтанинг бир марта айланиши учун кетган вақтга *айланиш даври* дейилади ва T билан белгиланади. Вақт бирлигидаги айланишлар сони *айланиш частотаси* деб аталади ва n билан белгиланади. Айланиш даври T ва айланиш частотаси n қуйидагича боғланган:

$$T = \frac{1}{n} \quad (8)$$

Бурчак тезлик ω ва айланиш даври T ўзаро қуйидагича ифодаланади:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (9)$$

Моддий нуқта айлана бўйлаб нотекис ҳаракатланса, чизикли тезлик билан бирга бурчак тезлик ω ҳам ўзгаради. Шу сабабли *бурчак тезланиш* β тушунчаси киритилади. У шундай ифодаланади:

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\alpha}{dt^2} \quad (10)$$

Бурчак тезлик $\vec{\omega}$ ва бурчак тезланиш $\vec{\beta}$ вектор катталиклардир. Бурчак тезлик $\vec{\omega}$ нинг йўналиши парма қоидаси билан топилади.

Агар бурчак тезлик $\vec{\omega}$ вақт ўтиши билан ошса, $\vec{\omega}$ ва $\vec{\beta}$ йўналиши бир хил, $\vec{\omega}$ вақт ўтиши билан камайса, $\vec{\omega}$ ва $\vec{\beta}$ ҳам қарама – қарши бўлади.

ДИНАМИКАНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНЛАРИ

Механиканинг жисмларнинг ҳаракатини шу ҳаракатни вужудга келтирган сабаб билан бирга ўрганадиган бўлими *динамика* дейилади. Динамиканинг асосини 3 та қонун ташкил этади. Бу қонунларни инглиз олими И. Ньютон аниқлаган. Шу сабабли улар *Ньютон қонунлари* деб аталади.

Ньютоннинг биринчи қонуни ташқи таъсирсиз ҳаракатланаётган жисмларнинг механик ҳолати ҳақидадир. Бу қонунни шундай баён этиш мумкин: *тинч ҳолатдаги ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган жисм бошқа жисмлар унга таъсир этмагунча ўз ҳолатини сақлайди*. Ньютоннинг II қонуни жисмни ҳаракатини ўзгаришини шу жисмга таъсир этаётган ташқи сабаб – куч билан боғлайди. Бунда куч жисмларнинг ўзаро таъсирини характерлайдиган физик катталиқ сифатида киритилади. Тажриба кўрсатадики, бир хил куч билан ҳар хил жисмларга таъсир этсак, улар ҳар хил тезланиш олади, бунга сабаб уларнинг ҳар хил массага эга бўлишидир. Шу сабабли Ньютоннинг II қонунини шундай ёзиш мумкин:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (1)$$

$\vec{F}$ – куч, m – жисм массаси, $\vec{a}$ – тезланиш.

Бу тенгламага кўра куч вектор катталиқдир, лекин масса скаляр катталиқдир. Бу қонунда масса жисмни тезлантирувчи кучларга нисбатан қарши тура олиш қобилиятини билдиради, яъни инертлигини ифодалайди.

Масса Халқаро бирликлар СИ системасида *килограмм* деб аталади. Халқаро битимга асосан масса бирлиги **1 кг** сифатида махсус платина – иридий қотишмасидан ясалган эталон қабул қилинган, бу эталон Парижда сақланади. Куч бирлиги (1) формула асосида аниқланади ва *Ньютон* деб аталади. Куч бирлиги қилиб шундай куч олинадики, у 1 кг массали жисмга 1 м/с² тезланиш беради, яъни $1Н = 1\text{ кг} \cdot 1\text{ м/с}^2$

Ньютоннинг II қонунини асосий кўринишини кўриб чиқамиз.

Тезланиш

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2)$$

бўлганлиги учун, (1) формулани шундай ёзиш мумкин

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad (3)$$

Массани тезликка кўпайтмаси *импульс* деб аталади

$$\vec{P} = m\vec{v} \quad (4)$$

Шунга биноан (3) қуйидагича ёзилади:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} \quad (5)$$

Бу (5) ифода Ньютоннинг II қонунини ифодалайди ва шундай таърифланади:
Импульсдан вақт бўйича олинган ҳосила жисмга таъсир этувчи кучга тенг.

Ньютоннинг III қонунини қуйидагича баён этиш мумкин:

Агар B жисм A жисмга куч $\vec{F}_1$ билан таъсир этса, A жисм ҳам B жисмга $\vec{F}_2$ куч билан таъсир этади, бунда $\vec{F}_1$ ва $\vec{F}_2$ кучлар ўзаро тенг ва қарама – қарши йўналган.

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 \quad (6)$$

Бу қонунда энг муҳими шундаки, $\vec{F}_1$ ва $\vec{F}_2$ кучлар ҳар хил жисмларга таъсир этади, яъни бир жисмга эмас. Механикада жисмлар ҳаракатини кўрганда, шундай ҳол кўриладики, бунда жисмлар ўзаро ички таъсирлашиб, ташқи жисмлар билан таъсирлашиши руй бермаслиги мумкин. Бундай жисмларга ёпиқ система деб қараб, импульслар учун сақланиш қонунини тадбиқ этсак, импульснинг сақланиш қонунини бажарилишини курамиз. Бу қонуннинг таърифи шундай:

Системани ташкил этган жисмларнинг импульсларининг вектор йиғиндисини ташкил этувчи ёпиқ, системанинг импульси ҳаракатнинг ҳамма вақтида ўзгармас бўлади. Бу қонун физикада ва техникада жуда катта роль ўйнайди.

КУЧЛАР

Хозирги замон физикасида 4 хил таъсирлашув курилади. Булар:

1) Гравитацион таъсирлашув; 2) электромагнит таъсирлашув; 3) кучли ёки ядровий таъсирлашув; 4) кучсиз таъсирлашув. Бундай таъсирлашув элементар зарраларни парчаланишида руй беради. Бу таъсирлашувлардан иккитаси, яъни гравитацион ва электромагнит таъсирлар классик механикада кўриладиган кучларнинг вужудга келишида асосий ролни ўйнайди. Классик механикада асосан 3 та куч кўрилади. Булар:

1) гравитацион ёки тортишиш кучлари; 2) эластиклик кучлари; 3) ишқаланиш кучлари. Бу учта кучдан иккитаси – эластиклик ва ишқаланиш кучларини вужудга келиши электромагнит характерга эга. Чунки бу кучлар модданинг молекулаларини ўзаро таъсирлашуви натижасида пайдо бўлади. Бу таъсирлашув эса электромагнит характерда бўлади. Эластиклик кучи Гук қонуни асосида шундай ёзилади:

$$F_{э.л} = kx \quad (1)$$

бу ерда $F_{э.л}$ – эластиклик кучи,

k – пропорционаллик коэффициенти

x – деформация катталиги.

Ишқаланиш кучларини конкрет ҳол учун кўрилади. Масалан, икки курук юза сирпанса, ишқаланиш кучи уларнинг ҳолатига ва бу юзаларнинг қисаётган (босаётган) кучига боғлиқ бўлади: тахминан:

$$F_{ишқ} = \mu F_n \quad (2)$$

$F_{ишқ}$ – ишқаланиш кучи,

μ – ишқаланиш коэффициенти

F_n – сиқаётган кучнинг нормал ташкил этувчиси.

Гравитацион, яъни тортишиш кучлари И. Ньютон томонидан очилган бутун дунё тортишиш қонуни асосида аниқланади:

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (3)$$

Бу ерда F – тортишиш (гравитацион) кучи,

γ – гравитацион доимий,

$m_1 m_2$ – икки жисмларнинг массалари

r – жисмлар орасидаги масофа

Гравитацион доимийни тажрибада биринчи марта инглиз олими Кавендиш 1798 йилда аниқлаган: $\gamma = 6,65 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$

Тортишиш кучи таъсирида барча жисмлар Ерга тортилади. Агар Ер билан боғланган санок системасида истаган m массали жисмга таъсир қилаётган кучни кўрсак, уни *оғирлик* кучи дейилади ва у қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{P} = m\vec{g} \quad (4)$$

бу ерда $\vec{g}$ – эркин тушиш тезланиши,

Оғирлик кучини жисмнинг оғирлигидан фарқ қилиш керак. Жисмнинг оғирлиги деб жисмнинг таянчга таъсир кучига айтилади ва уни $\vec{G}$ билан белгиланади. Агар жисм Ерга нисбатан тинч турган бўлса, оғирлик кучи ва оғирлик ўзаро тенг бўлади.

$$\vec{G} = \vec{P} = m\vec{g} \quad (5)$$

Агар жисм Ерга нисбатан тезланиш $\vec{a}$ билан ҳаракатланаётган бўлса, (5) тенглик бажарилмайди.

КОСМИК ТЕЗЛИКЛАР ҲАҚИДА

Космик парвозларни амалга оширишни Россияда К.Э.Циолковский, Европада немис олими Г.Оберт ва Америкада Р.Годдар биринчи бўлиб кўриб чиққанлар. Бу олимларнинг ҳисоблашларига кўра Ердан космосга учирилган жисмларнинг ҳаракати уч хил тезликка боғлиқ, уларни *космик тезликлар* дейилади. Биринчи космик тезлик

$$v_{k_1} = 7.93 \text{ км/с} \approx 8 \text{ км/с}$$

га тенг бўлиб, сунъий йўлдош бундай тезликка эга бўлганда у Ер атрофида доира бўйлаб ҳаракатланади. Иккинчи космик тезлик

$$v_{k_2} \approx 11.2 \text{ км/с}$$

га тенг бўлиб, космик жисм v_{k_1} дан катта, аммо v_{k_2} дан кичик тезликка эга бўлса, унинг ҳаракати эллипс бўйича амалга ошади. Жисм тезлиги v_{k_2} га тенг бўлса, у парабола бўйича ҳаракатланади. Жисм v_{k_2} дан катта тезлик билан ҳаракатланганда унинг орбитаси гиперболадан иборат бўлади. Яна учинчи тезлик ҳам мавжуд, у қуйидагига тенг

$$v_{k_3} \approx 16.7 \text{ км/с}$$

ГАЛИЛЕЙНИНГ НИСБИЙЛИК ПРИНЦИПИ

ГАЛИЛЕЙ АЛМАШТИРИШЛАРИ

Италян олими Г.Галилей инерциал санок системаларга нисбатан кузатишлар ва махсус тажриба йўли билан нисбийлик принципини ишлаб чиқди. Бу принципга кўра барча механик ҳодисалар барча инерциал санок системаларда бир хил рўй беради. Галилейнинг нисбийлик принципини x ўқ бўйича ўзгармас тезлик v билан ҳаракатланаётган икки санок системага нисбатан кўрсак, бир системадан иккинчи системага ўтишда координаталарнинг алмаштирилиши қуйидаги формулалар бўйича бўлади:

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t.$$

Бу формулаларга Галилей *алмаштиришлари* дейилади.

НОИНЕРЦИАЛ САНОҚ СИСТЕМАЛАРДА ҲАРАКАТ ҚОНУНЛАРИ

ИНЕРЦИЯ КУЧЛАРИ

И. Ньютоннинг қонунлари фақат инерциал санок системаларда тўғри бўлади. Лекин бирор инерциал санок системага нисбатан тезланиш билан ҳаракатланаётган бошқа санок системани кўрсак у ноинерциал санок система бўлади. Бундай ноинерциал санок системаларда ҳаракат қонунларини кўрганда асосий кучлар билан бирга яна қўшимча *инерция кучлари* деб аталувчи кучларни ҳисобга олинади.

Бундай ҳолда динамиканинг тенгламаларидан фойдаланса бўлади, фақат ноинерциал санок системаларда Ньютоннинг II қонунини қуйидагича ёзилади:

$$m\vec{a} = \vec{F} + F_{ин} \quad (1)$$

бу ерда $\vec{F}$ – асосий куч, $F_{ин}$ – инерция кучи.

Инерция кучларига мисол сифатида айланаётган системадаги марказдан қочма кучни кўрсатиш мумкин. Француз олими Кориолис Ерни айланишини ҳисобга олиб, Ердаги жисмларнинг ҳаракатини кўриб чиқди ва Ерда меридиан бўйлаб ҳаракатланаётган жисмларга қўшимча инерция кучлари таъсир қилишини аниқлади. Бу инерция кучи *Кориолис кучи* дейилади, у қуйидагига тенг бўлади:

$$F_k = 2m[\vec{v}'\vec{\omega}] \quad (2)$$

бу ерда $\vec{v}'$ – жисм тезлиги,

$\vec{\omega}$ – бурчак тезлик,

m – жисм массаси.

ИШ. ЭНЕРГИЯ. ҚУВВАТ.

Кучнинг жисмни кўчиришдаги таъсирини характерлаш учун иш тушунчаси киритилади. Иш $\vec{F}$ кучни вектор билан характерланадиган $d\vec{S}$ кўчишга скаляр кўпайтмаси билан ўлчанади. Жуда кичик $d\vec{S}$ кўчиш учун

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{S} = F \cos \alpha dS \quad (1)$$

бу ерда α – куч билан кўчиш орасидаги бурчак.

Маълум йўлни босилганда бажарилган ишни топиш учун (1) ни бутун йўл бўйича интеграллаш керак:

$$A = \int_S^0 F \cos \alpha dS \quad (2)$$

бу ерда $F \cos \alpha$ – ҳаракатланувчи кучдир.

Агар $\vec{F}$ куч $d\vec{S}$ кўчишга перпендикуляр бўлса, иш нолга тенг бўлади. Агар жисм тўғри чизиқ бўйича доимий куч таъсирида ҳаракатланса, иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = F \cdot S \cos \alpha \quad (3)$$

Бурчак $\alpha = 0$ бўлса, иш шундай ифодаланади:

$$A = F \cdot S \quad (4)$$

Иш бирлиги СИ системада 1 Жоуль $1\text{Ж} = 1\text{Н} \cdot 1\text{м}$

Вақт бирлигида бажаралиган ишга *қувват* дейилади.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (5)$$

бу ерда қувват бирлиги $1 \text{ Вт} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ с}}$

Иш тушунчаси билан энергия тушунчаси жуда яқин боғланган. Энергия жисмни ёки жисмлар системасини иш бажариш қобилиятини характерлайди. Энергия ҳам СИ системасида Жоуль бирликда ўлчанади. Механик энергия икки – *потенциал* ва *кинетик* энергиядан иборат. Кинетик энергия жисмнинг ҳаракати билан боғланган энергиядир ва у жисмнинг тезлигига боғлиқ бўлади.

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (6)$$

Потенциал энергия берилган системадаги жисмларнинг ўзаро вазияти билан боғланган энергиядир ва шу система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда бажариладиган иш билан ўлчанади. Оғирлик кучи майдонида Ер юзасидан h баландликда турган жисм потенциал энергияси қуйидагига тенг:

$$E_{\text{пот}} = mgh \quad (7)$$

бу ерда $\vec{g}$ – эркин тушиш тезланиши

m – жисм массаси.

Берк (ёпик) системадаги жисмнинг тўла энергияси унинг кинетик потенциал энергияларининг йиғиндисига тенг ва ўзгармас бўлади:

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = \text{const} \quad (8)$$

Бу ифода *энергиянинг сақланиш қонуни* дейилади.

ҚАТТИҚ ЖИСМ ҲАРАКАТИ

Қаттиқ жисмни ихтиёрий ҳаракатини кўрганда уни икки асосий ҳаракат – илгариланма ва айланма ҳаракатларининг йиғиндиси сифатида қараш мумкин, яъни умумий кўчиш

$$d\vec{S} = d\vec{S}_{\text{ёё}}\vec{\alpha} + d\vec{S}_{\text{аёё}} \quad (1)$$

Қаттиқ жисмнинг бундай ҳаракатини *ясси ҳаракат* дейилади. Шунга кўра қаттиқ жисм тезлигини шундай ёзиш мумкин:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{d\vec{S}_{\text{ёё}}}{dt}\vec{\alpha} + \frac{d\vec{S}_{\text{аёё}}}{dt} = \vec{v}_0 + \vec{v}' \quad (2)$$

бу ерда $\vec{v}_0$ – илгариланма ҳаракат тезлиги,

$\vec{v}'$ - жисмни айланиши билан боғланган тезлик.

Тезлик $\vec{v}'$ айланиш жараёнида ҳар хил нуқталарда ҳар хил бўлади:

$$\vec{v}' = [\vec{\omega}\vec{r}] \quad (3)$$

Бу ерда $\vec{\omega}$ - бурчак тезлик, $\vec{r}$ - нуқтанинг радиус вектори.

Демак қаттиқ жисмнинг мураккаб ҳаракатининг тезлиги шундай бўлади:

$$\vec{v}' = \vec{v}_0 + [\vec{\omega}\vec{r}] \quad (4)$$

Қаттиқ жисм қўзғалмас ўқ атрофида айланганда унинг ҳаракати учун Ньютоннинг II қонунини тадбиқ этиш мумкин. Бунинг учун қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатини характерлайдиган икки физик катталиқ – куч моменти M ва инерция моменти I киритилади. Қаттиқ жисмни айлантирувчи кучнинг M моменти деб, шу кучнинг кўрилаётган нуқтасидан айланиш ўқигача бўлган r масофага кўпайтмасига айтилади.

$$M = Fr \quad (5)$$

Куч моментининг бирлиги $H \cdot m$. Бирор жисмнинг айланиш ўқига нисбатан инерция моменти I деб, жисм массасини шу ўқгача бўлган масофа квадрати кўпайтмасига айтилади.

$$I = mR^2 \quad (6)$$

Инерция моментининг бирлиги СИ системасида $kg \cdot m^2$. Энди айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини шундай ёзиш мумкин:

$$I\beta = M \quad (7)$$

бу ерда β – бурчак тезланиш.

Кўрилган (7) ифода айланма ҳаракат учун Ньютоннинг II қонунини ифодалайди. Аввал кўрган

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} \quad (8)$$

ифодани (7) га қўйсак

$$I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \vec{M} \quad (9)$$

ни ҳосил қиламиз: бу ерда $I \cdot \omega = L$ катталиқ *импульс моменти* деб аталади.

Кўрилган (9) ифода қаттиқ жисм айланма ҳаракатининг асосий тенгламасидир.

Қаттиқ жисм бирор ўққа нисбатан айланганда унинг кинетик энергияси куйидагига тенг бўлади:

$$E_{кин} = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (10)$$

бу ерда ω — бурчак тезлик, I — инерция моменти.

Энди қаттиқ жисмнинг ясси ҳаракатидаги кинетик энергиясини шундай ёзамиз:

$$E_{кин} = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (11)$$

Бу ифоданинг маъноси шуки, қаттиқ жисм ясси ҳаракатининг кинетик энергияси унинг илгариланма ҳаракати ва айланма ҳаракатларининг кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг.

ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ДЕФОРМАЦИЯСИ

Ҳар қандай қаттиқ жисм ташқи куч таъсирида ўз шакли ва ўлчамларини ўзгартиради. Бу ҳодисага *деформация* дейилади. Деформациялар эластик ва пластик бўлади. Агар ташқи куч таъсири тўхтагандан сўнг, жисм дастлабки шакли ва ўлчамларини қайта тикласа, бундай деформация *эластик деформация* дейилади. Ташқи куч таъсири тўхтагандан сўнг жисмда қолдиқ деформация қолса, деформация *пластик* бўлади. Қаттиқ жисмлардаги барча деформациялар икки асосий деформацияга келтирилиши мумкин. Бу деформациялар *чўзилиш* (ёки *сиқилиш*) ва *сиқилиш* деформацияларидир. Эластик деформацияни кўрамиз. Деформацияни характерлаш учун кучланиш σ катталиги киритилади. Кучланиш бўйлама чўзилиш деформациясида жисмнинг юза бирлигига таъсир этадиган кучга тенг:

$$\sigma = \frac{F_n}{S} \quad (1)$$

бу ерда F_n — жисм юзасига таъсир этаётган куч,

S — жисм юзаси.

Бўйлама чўзилишда жисмнинг деформация натижасида узайган қисми Δl ни жисмнинг дастлабки узунлиги l га нисбатини *нисбий узайиш* дейилади ва кучланиш σ га пропорционал бўлади

$$\frac{\Delta l}{l} = \alpha \frac{F_n}{S} = \alpha \sigma \quad (2)$$

бу ерда α — эластиклик коэффициенти дейилади.

Эластиклик коэффициенти α га тескари бўлган катталиқ *Юнг модули* ёки *эластиклик модули* дейилади ва E ҳарфи билан белгиланади

$$E = \frac{1}{\alpha} \quad (3)$$

Юнг модули E сон жиҳатдан бирга тенг бўлган нисбий узайишни ҳосил қилиш учун керак бўлган кучланишга тенг. Эластиклик коэффициенти α сон жиҳатдан бир бирлик кучланиш таъсиридаги нисбий узайишга тенг. Эластиклик деформацияда жисм потенциал энергияга эга бўлади, у қуйидагича ифодаланади

$$E_{\text{пот}} = \frac{1}{2} \left(\frac{E \cdot S}{l} \right) \Delta l^2 \quad (4)$$

бу ерда E – Юнг модули,

S – жисм юзаси,

l – жисм узунлиги,

Δl – деформациядаги жисм узайиши.

ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР. ТЕБРАНМА ҲАРАКАТ

У ёки бу даражада такрорланувчанлиги билан ажралиб турадиган жараёнларга *тебранишлар* дейилади. Такрорланаётган жараённинг физик табиатини тебранишлар: механик, электромеханик, электромагнит ва бошқаларга ажралади. Биз механик тебранишларни кўрамиз. Тебранишлар эркин (ёки хусусий) тебранишлар, мажбурий тебранишлар, автотебранишлар ва параметр тебранишларга бўлинади. Мувозанат ҳолатидан чиқарилганидан сўнг, ўзича тебранаётган системадаги тебранишларга *эркин ёки хусусий* тебранишлар дейилади. Масалан математик маятникнинг тебраниши эркин тебранишларга мисол бўлади. Тебранишлар синус ёки косинус қонуни бўйича содир бўлса, бундай тебранишларга *гармоник* тебранишлар дейилади. Гармоник тебранишлар тенгламаси шундай ёзилади:

$$x = A \cos \varphi = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

бу ерда A – амплитуда,

φ – тебранишлар фазаси,

ω – доиравий ёки циклик частота.

Тебраниш амплитудаси A деб тебранаётган нуқтанинг мувозанатдан четга максимал силжиш катталигига айтилади. Тебраниш фазасининг физик маъноси шундан иборатки, у вақтнинг исталган пайтидаги силжишни, яъни тебранаётган системанинг ҳолатини белгилайди. Фазанинг 2π рад ўзгаришига бир давр T га тенг вақт оралиғи мос келади. Вақт бирлигидаги тебранишлар сони ν частота дейилади. У T давр билан шундай боғланган:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu, \quad T = \frac{1}{\nu} \quad (2)$$

Тебраниш частотасининг бирлиги 1Герц . 1Герц частотаси 1 секундда нуқтанинг 1 тебранишига тенг. Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган жисмнинг v тезлиги (1) ифодадан вақт бўйича олинган ҳосилага тенг.

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (3)$$

Агар (3)дан яна вақт бўйича ҳосила олсак, тебранаётган нуқтанинг тебранишини топамиз:

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (4)$$

Яна (1) ифодани синус орқали ҳам ёзиш мумкин ва тебранаётган нуқта тезлиги ва тезланиши учун (3) ва (4) га ўхшаш ифодаларни ҳосил қилиш мумкин. Гармоник тебранма ҳаракатнинг графиги синусоида ёки косинусоидадан иборат бўлади. Эркин гармоник тебранишларнинг дифференциал тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (5)$$

Бу тенгламанинг ечими шундай кўринишга эга:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (6)$$

Бу тенглама ечимини косинус орқали ҳам ёзиш мумкин. Тебранаётган система ташқаридан мадад олиб турмаса, вақт ўтиши билан сўнади. Бундай ҳолда сўнувчи тебранишга эга бўламиз, унинг дифференциал тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (7)$$

бу ерда $2\beta \frac{r}{m}$, $\omega^2 \frac{k}{m}$, r — муҳитнинг қаршилик коэффициенти, k — квазиэластик куч коэффициенти, m — моддий нукта массаси. Тебранаётган системага ташқи куч даврий равишда таъсир этса, мажбурий тебранишларга эга бўламиз. Бундай тебранишларнинг дифференциал тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega^2 x = f_0 \cos \omega_k t \quad (8)$$

бу ерда β — сўниш коэффициенти,

ω_0 — системанинг хусусий частотаси,

F_0 — мажбур этувчи куч амплитудаси,

ω_k — мажбур этувчи куч частотаси,

$f_0 = F_0/m$.

Мажбурий тебранишлар амплитудаси мажбур этувчи кучнинг частотасига боғлиқ бўлади. Тебранаётган системанинг хусусий частотаси мажбур этувчи кучнинг частотасига тенг бўлганда тебранишлар амплитудаси максимал қийматга эришади. Бу ҳодисага *резонанс* дейилади.

Бир йўналишда бир хил давр билан тебранаётган икки системанинг тебранишининг қўшилишини кўрамиз.

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{10}) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_{20})$$

Бундай тебранишларни қўшилишини график равишда кўриш мумкин. Бунинг учун иккала тебраниш амплитудаларини x ўқда фазаларини ҳисобга олиб чизилади. Сўнг A_1 ва A_2 ларни параллелограм қоидаси бўйича қўшилади ва натижавий тебраниш амплитудаси A топилади ва умумий тебраниш тенгламаси ёзилади.

Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган ҳар қандай система маълум тебраниш энергиясига эга бўлади. Бу энергия қуйидагича ифодаланади:

$$E = \frac{1}{2} k A^2 \quad (9)$$

бу ерда A — тебраниш амплитудаси,

k — эластиклик коэффициенти.

Тебранаётган системаларга мисол сифатида математик ва физик маятникларни кўрсатиш мумкин. Уларнинг ҳаракат тенгламаси қуйидагича:

$$\ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = 0 \quad (10)$$

бу ерда φ — маятникнинг бурилиш бурчаги,

ω^2 — икки маятник учун ҳар хил кўринишга эга бўлган катталиқ.

Бу тенгламанинг ечими қуйидагича:

$$\varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (11)$$

Математик маятник учун тебраниш даври шундай кўринишга эга:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (12)$$

бу ерда l — математик маятникнинг узунлиги,

g — эркин тушиш тезланиши

Физик маятник учун тебраниш даври қуйидагича бўлади:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mga}} \quad (13)$$

бу ерда I — физик маятникнинг инерция моменти,

m — массаси,

a — физик маятник осилиш нуқтаси билан масса маркази орасидаги масофа.

ТЎЛҚИНЛАР

Тебранишларнинг фазода тарқалиши *тўлқин* деб аталади. Тўлқинлар икки хил бўлади: *кўндаланг* ва *бўйлама тўлқинлар*. Кўндаланг тўлқинларда муҳитнинг зарралари тўлқин тарқалаётган йўналишга перпендикуляр йўналиш бўйлаб тебранади. Тўлқин узунлиги λ , тўлқин тезлиги v , тебраниш даври T частотаси орасида v қуйидагича боғланиш бор:

$$\lambda = v \cdot T, \quad \lambda \cdot v = v$$

Эластик муҳитда тарқалаётган кўндаланг тўлқин тезлиги

$$v_{\text{кўндаланг}} = \sqrt{\frac{N}{\rho}}$$

Формула билан ифодаланади, бунда N — силжиш модули, ρ — муҳит зичлиги.

Бўйлама тўлқин тезлиги қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$v_{\text{бўйлама}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

бу ерда E — Юнг модули.

Ясси тўлқин тенгламаси x ўқ бўйича тарқалаётган хол учун қуйидагича ёзилади:

$$\xi = A \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right]$$

бу ерда A — тўлқин амплитудаси, t — вақт, v — фазавий тезлик, φ_0 — бошланғич фаза.

Тўлқин бирор муҳитда ΔV ҳажмда тарқалаётган бўлса, унинг тўлқин энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$E = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \Delta V$$

бу ерда ρ – муҳит зичлиги, A – тўлқин амплитудаси, t – вақт, v – фазавий тезлик, ω – циклик частота, ΔV – ҳажм, x – координата.

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА

КИРИШ

Молекуляр физика физиканинг бир бўлими бўлиб, модданинг тузилиши ва хоссаларини молекуляр – кинетик тасаввурга асосланиб ўрганади. Бу тасаввурга асосан қаттиқ, суюқ ёки газ ҳолатидаги ҳар қандай модда жуда майда заррачалардан – молекулалардан иборат. Бу зарралар тартибсиз ҳаракатдадир. Уларнинг интенсивлиги температурага боғлиқдир. Жисм зарраларининг тўхтовсиз ҳаракатдалигини Броун тажрибалар асосида кўрсатди.

Молекуляр – кинетик назариянинг мақсади жисмларнинг бевосита тажрибада кузатиладиган хоссаларини (P , T ва ҳ.к.) молекулалар таъсирини умумий натижаси сифатида талқин қилишдан иборат. Бунда, бу назария айрим молекулаларнинг ҳаракати билан эмас, балки зарраларнинг жуда катта тўплами ҳаракатини характерлайдиган фақат ўртача миқдорлар билангина иш кўриб, *статистик методдан* фойдаланади. Шунинг учун ҳам молекуляр – кинетик назариядан фарқли равишда термодинамика жисмларнинг ва табиат ҳодисаларининг макроскопик хоссаларини уларнинг микроскопик манзарасига эътибор бермай ўрганади. Термодинамика м-олекула ва атом тушунчаларидан фойдаланмай ва процессларни микроскопик нуқтаи назардан текширмай туриб ҳам бу процессларнинг бориши тўғрисида қатор хулосалар чиқаришга имкон беради. Термодинамикада жуда кўп тажрибалардан олинган фактларни умумийлаштириш орқали бир нечта қонунлар асос қилиб олинган. Шунинг учун ҳам термодинамика хулосалари жуда умумий характерга эга. Модда ҳолатининг ўзгаришларини текшириш турли хил нуқтаи назардан ёндашиб термодинамика билан молекуляр – кинетик назария бир – бирини тўлдиради ва аслида бориб бирлашиб кетади.

МОДДА ҲОЛАТИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Текширилаётган жисмлар тўпламини биз жисмлар системаси ёки соддагина қилиб *система* деб атаймиз. Масалан, суюқлик ва у билан мувозанатдаги буғ. Хусусий ҳолда битта жисм ҳам системани ташкил қилади.

Ҳар қандай система T, P, V параметрлари билан фарқ қилувчи ҳолатларда бўлиши мумкин. Системанинг ҳолатини характерловчи бундай физик катталиклар *ҳолат параметрлари* деб аталади. Системанинг мувозанат ҳолати деб шундай ҳолатга айтиладики, бу ҳолатда системанинг барча параметрлари

тайин бир қийматларга эга бўлади. Бу қийматлар ташқи шароит (системани ўраб турган) ўзгармаса исталганча вақт давомида ўзгармасдан қолади.

Агар координата ўқларга қандайдир икки параметр қийматлари қўйилиб чиқилса, у ҳолда системанинг исталган мувозанат ҳолатини ўша графикда 1 та нукта билан тасвирлаш мумкин. Мувозанатсиз ҳолатни бундай тасвирлаб бўлмайди, чунки мувозанатсиз ҳолатда ҳеч бўлмаганда ҳолат параметрларида биттаси тайинли бир қийматга эга бўлмайди.

Системанинг бир мувозанат ҳолатидан иккинчи мувозанат ҳолатига ўтиши (жараён) процессдир. Мувозанат ҳолатларнинг узлуксиз кетма-кетлигидан иборат бўлган процесс *мувозанатли процесс* дейилади. Жуда секин ўтадиган процессгина (поршенни секин сиқиш) *мувозанатли процесс* бўлади, шунинг учун мувозанатли процесс абстракциядир.

Мувозанатли процессни графикда тегишли эгри чизик билан тасвирлаш мумкин. Мувозанатсиз процессларни графикда шартли равишда пунктир эгри чизик билан тасвирлаймиз. Мувозанат ҳолат ва мувозанатли процесс тушунчалари термодинамикада катта роль ўйнайди. Термодинамиканинг барча миқдорий хулосаларини фақат мувозанатли процессларгагина қўллаш мумкин.

ТЕМПЕРАТУРА ҲАҚИДА

Жисмларни ҳажми, электр қаршилиги ва шу каби қатор хоссалари температурага боғлиқ. Температурани миқдорий аниқлашда бу хоссаларнинг ҳар биридан фойдаланиш мумкин. Температурани ўлчаш учун танлаб олинган жисмни (термометрик жисм) эриётган муз билан иссиқлик мувозанати ҳолатига келтирамиз, жисмнинг бу ҳолатдаги температурасини 0 градус деб оламиз ва жисмнинг температурасини ўлчаш учун биз қўлламоқчи бўлган хоссасини (температура белгисини миқдорий жихатдан характерлаймиз. Бундай белги сифатида жисмнинг ҳажми танлаб олинган ва унинг 0° даги қиймати V_0 га тенг деб фарз қиламиз. Сўнгра ўша жисмнинг ўзини атмосфера босими остида қайнаётган сув билан иссиқлик мувозанати ҳолатига келтирамиз, бу ҳолатда унинг температураси 100° га тенг деб оламиз ва унга мос келадиган V_{100} ҳажмни аниқлаймиз. Бу танлаб олинган температура белгиси (бу мисолда ҳажм) температура ўзгариши билан чизиқли ўзгаради деб ҳисоблаб, термометрик жисмнинг ҳажми V бўлган ҳолатда унинг температураси қуйидагига тенг бўлади деб ёзиш мумкин.

$$t = \frac{V - V_0}{V_0 \alpha}$$

бу ерда α — ҳажм ўзгаришининг термик коэффициентини

V — жисмнинг t температурадаги ҳажми

Шу тарика топилган температура шкаласи маълумки, *Цельсий шкаласи* деб аталади. Температурани ўлчаш учун ҳажм эмас, балки бирор бошқа белги олинганда ҳам (1) га ўхшаш мувозанатни ёзиш мумкин. Температурани айтиб ўтилган усул билан даражалаб олиб, ундан температурани ўлчаш учун

фойдаланиш мумкин. Бунинг учун термометрни температураси ўлчанаётган жисм билан иссиқлик мувозанати ҳолатига келтириш керак.

Табиатда ҳар хил бўлган термометрик жисмлардан (симоб, спирт) ёки турли хил температура белгиларидан (ҳажм, электр қаршилиқ) фойдаланувчи термометрларни таққослаганда уларнинг кўрсатишлари даражалаш туфайли 0^0 да ва 100^0 да бир хил бўлиб, бошқа температураларда фарқ қилади. Бундан шундай хулоса чиқадики, температуралар шкаласини бир қийматини аниқлаш учун даражалаш усулидан ташқари, яна термометрик жисм ва температура белгисини қандай танлаш ҳақида ҳали келишиб олиш керак. Температураларни эмпирик шкала деб аталувчи шкаласини аниқлашда, буларнинг қандай танлаб олинишини кейинги мавзуларда ўтамыз. Шунини айтиб ўтиш керакки, термометрик жисмнинг хоссаларига боғлиқ бўлмаган шкала термодинамиканинг II қонунига асосан аниқланади. Бу шкала температураларини *абсолют шкаласи* деб аталади.

ГАЗЛАРНИНГ ЭЛЕМЕНТАР КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ. ГАЗЛАР КИНЕТИК НАЗАРИЯСИНИНГ БОСИМГА ОИД ТЕНГЛАМАСИ

Молекуляр – кинетик назария модда ҳолатининг энг содда ҳоли бўлган газ ҳолатини талқин қилишда катта ютуқларга эришди. Бу назария соддалаштирувчи бир қатор фаразлар киритилган шароитдаги ўзининг энг элементар кўринишида ҳам газ ҳолатининг асосий хоссаларини ва газларда бўладиган ҳодисаларни сифат жиҳатидан эмас, балки миқдор жиҳатидан ҳам изохлаб бера олади.

Биз ечмоқчи бўлган биринчи масала газнинг идиш деворларига берадиган босимининг катталигини ҳисоблаш масаласидир. Бу масаланинг ечилиши абсолют температуранинг физик табиатини ечиб беради. Масалани ечиш учун: газларнинг энг содда молекуляр кинетик моделидан фойдаланамиз. У қуйидагичадир:

1. Газ молекулалари олисданн бир – бирга таъсир кўрсатмайди ва улар тартибсиз хаотик ҳаракатда.

2. Газ молекуласининг ўлчами жуда кичик, шунинг учун газ молекулаларининг хусусий ҳажми идишда эгалланган ҳажмидан жуда кичик ва улар шар шаклида.

Бу моделдан газнинг ҳар бир молекуласи ҳамма вақт эркин ҳаракатда ва баъзан бошқа молекулалар билан ёки идиш деворлари билан эластик равишда тўқнашиб туради. Бу модел бизбиламизки, идеал газ моделидир. Яна шунини эътиборга оламизки газ молекулалари тартибсиз хаотик ҳаракатда бўлганидан улар барча йўналишлар бўйича бир хил эҳтимоллик билан ҳаракат қиладилар. Бундай фикрга келишимизга яна бир сабаб, газ идиш деворларига ҳамма жойда бир хил босим кўрсатади. Агар бордию молекуланинг бирор йўналиш бўйича ҳаракати устунлик қилганда унда газ деворининг шу йўналиши томонида ётган қисмига кўпроқ босим кўрсатар эди.

Молекуланинг тезлиги жуда хилма-хил бўлиши мумкин. Улар тўқнашганда, массалари бир хил бўлган иккита шар ўзаро эластик марказий тўқнашгани каби, тезликлари алмашади. Бирининг тезлиги ошса, бошқасиники камаяди. Чунки тўқнашгунча бўлган умумий кинетик энергия, тўқнашгандан кейинги умумий кинетик энергияга тенг бўлиши керак. Қўйилган масалани ечишни соддалаштириш учун молекулалар ҳаракатининг характериға алоқадор бўлган баъзи соддалаштирувчи фаразларни киритамиз.

1. Молекулалар фақат ўзаро перпендикуляр бўлган учта йўналишда ҳаракатланади. Агар газда 5 дона молекула бўлса, ҳар бир йўналишда $N/3$ та молекула иштирок этади. Агар йўналиши қарама – қарши томонини ҳисобга олсак, ҳар бир йўналиш бўйича $2N/3$ та молекула ҳаракат қилади. Бундай фаразга асосан бизни қизиқтираётган йўналишда (масалан идиш деворининг мазкур Д5 элементиға ўтказилган нормал бўйлаб) молекулаларнинг $1/6$ қисми ҳаракат қилади деб ҳисоблаймиз.

2. Ҳамма молекулаларнинг тезлиги v деб ҳисоблаймиз. 1– соддалаштириш охириги натижаға таъсир этмайди. Буни кўрсатиш мумкин.

Идиш девориға келиб урилганда молекула девориға куч Δk импульс беради, бу импульснинг сон қиймати, молекула миқдорининг ўзгаришиға тенг.

Девор сиртининг ҳар бир dS элементиғи кўп миқдордаги молекулалар доимий равишда бомбардимон қилиб туради. Бунинг натижасида ΔS элемент Δt вақт ичида ΔS нормал бўйича йўналган Δk йиғинди импульс олади. Механикадан маълумки $\frac{\Delta k}{\Delta t} \Delta S$ га таъсир қилувчи кучға $f/\Delta S = p$ эса босимға тендир.

Бу элементар тушунчалардан фойдаланиб идиш девориға урилатган молекулаларнинг ўша идиш девориға берадиган босимини ҳисобласак, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз.

$$p = \frac{1}{3} nmv^2 \quad (1)$$

Газ молекуласининг илгариланма ҳаракати кинетик энергиясини ҳисобга олиб (1) дан

$$p = \frac{2}{3} nE \quad (2)$$

га эга бўламиз. Бир атомли идеал газ молекуласининг илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси учун шундай ифода мавжуд:

$$\bar{E} = \frac{2}{3} kT \quad (3)$$

бу ерда k – Больцман доимийси, $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{град}}$

Шуниси қизиқки, $\bar{E}$ фақат температураға боғлиқ бўлиб, молекулунинг массасиға боғлиқ эмас. (3) дан кўринадики, температуранинг абсолют шкаласи (Больцман шкаласи) бевосита физик маъноға эга бўлиб қолади. Абсолют 0^0 температурада молекуланинг илгариланма ҳаракати бутунлай тўхтаб қолади. $T = 0^0 K, \bar{E} = 0$. Лекин бу температурада молекула ва атомлар ичидаги ҳаракат тўхтамайди.

Агар текширилаётган газ бир турли эмас, балки ҳар хил газ аралашмаси бўлса

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_i \quad (4)$$

p_1, p_2, p_3 ва ҳоказо босимлар *парциал босимлар* дейилади. (4) Далтон қонунининг ифодасидир. Идеал газларда парциал босимларнинг йиғиндисини бутун газ аралашмасининг босимига тенгдир. Молекулаларнинг ҳаракат кинетик энергияси, умуман айтганда уларнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергияларидангина иборат эмас. У молекулаларининг айланиш ва тебраниш кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат бўлиши ҳам мумкин. Молекулаларнинг барча тур ҳаракатларига тўғри келадиган энергияни ҳисоблаш учун эркинлик даражаси деган тушунчани киритиш керак бўлади. Жисмнинг фазодаги вазиятини аниқлаш учун зарур бўлган эркин координаталарнинг сонига жисмнинг жисмнинг *эркинлик даражаси* дейилади. Масалан, моддий нуқтанинг эркинлик даражаси 3 га тенг.

Газнинг ҳар бир молекуласи маълум эркинлик даражасига эга бўлиб, унинг илгариланма ҳаракатига 3 та эркинлик даражаси тўғри келади. Газлар молекуляр – кинетик назариясининг асосида молекулалар ҳаракатининг бутунлай тартибсизлиги тўғрисидаги фараз ётади: молекулаларнинг ҳаракатидаги бундай тартибсизлик фақат илгариланма ҳаракатдагина эмас, балки барча тур ҳаракатларига (айланма, тебранма) ҳам хосдир. Ҳаракат турларининг барчаси тенг қийматлидир. Шу сабабли молекулалар ҳар бир эркинлик даражасига ўртача бир миқдорда энергия тўғри келади, дейиш табиийдир. Бу ҳолат энергиянинг эркинлик даражалари бўйича бирдай (текис) тақсимланиши қонуни номи билан юритилади.

Бундай битта эркинлик даражаси ($i = 1$)га тўғри келган ўртача энергия

$$\bar{E} = \frac{1}{2} kT \quad (5)$$

бўлади. Газ молекуласининг эркинлик даражаси

$$L = n_{ил} + n_{ай} + n_{теб} \quad (6)$$

га тенг.

Тебранма ҳаракатда ҳам кинетик ҳам потенциал энергия бўлади. Шунинг учун $i_{теб} = 2n_{теб}$

1 атомли молекула $i = 3$

2 атомли молекула (қаттиқ боғлам) $i = 5$ тебраниш йўқ.

3 атомли молекула (эластик боғлам) $i = 7$ тебраниш бор.

3 ва ундан ортиқ (қаттиқ боғлам) $i = 6$ тебраниш йўқ.

Газ молекулаларининг тезлиги сон жихатидан ва йўналиш бўйича, уларнинг бир – бири билан тўқнашуви натижасида, доимо ўзгариб туради. Тезликнинг барча йўналишлари тенг эҳтимолли бўлгани учун, молекулалар ҳар бир йўналиш бўйича тенг тақсимланади; ҳар қандай ориентирланган $\Delta\Omega$ фазовий бурчак ичида ҳар бир пайтда ўрта ҳисобда бир хил $\Delta N_{\vartheta, \varphi}$ сондаги молекулаларнинг

ҳаракат йўналиши ётади. Тезликларнинг сон қийматига келсак тезликнинг 0 дан ∞ бўлган қийматлари бир хил эҳтимоллик билан учрамайди. Чунки тўқнашувларда молекулаларнинг тезлиги тасодифий равишда ўзгаради. Агар ҳамма молекулалар битта молекула билан тўқнашиб, унга энергия берсалар ҳам, бу молекуланинг тезлиги чекли қийматга эга бўлади. (∞ бўлмайди). Бу процесс эҳтимоллиги кичикдир. Агар тўқнашувдаги 1 та молекул тўхтаб қоладиган процесс бор десак, у процесс эҳтимоли ҳам кичикдир, демак $v \rightarrow 0$ бўлганда ҳам, $v \rightarrow \infty$ бўлганда ҳам шундай тезликли молекулалар учраш эҳтимоли 0 га интилади.

Айтилганлардан хулоса қилиб, молекулларнинг тезликлари асосан энг катта эҳтимолли бирор қийматга яқин бўлади дейиш мумкин. Газ молекулаларининг тезликлари бўйича тақсимланиши назарий йўл билан Максвелл топган бўлиб, унинг кўриниши

$$f(v) = Ae^{-\frac{mv^2}{2kT}v^2} \quad (7)$$

(7) ифодаси Максвелл тақсимот функцияси дейилади. A – v га боғлиқ бўлмаган коэффициент, m – молекуланинг массаси, k – Больцман доимийси. Тақсимот функцияси газнинг турига ва ҳолат параметри T га боғлиқ экан, лекин P ва V га боғлиқ эмас. Тақсимот функциясининг максимум қийматига москелувчи тезликнинг эҳтимолиравшанки энг катта бўлади. Уни энг эҳтимоллик тезлик дейилади.

$$v_{эм} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (8)$$

Максвелл тақсимот функциясидан фойдаланиб, молекуляр физикада муҳим роль ўйнайдиган катталиклар: ўртача арифметик тезлик $\bar{v}$ ўртача квадратик тезлик $\sqrt{\bar{v}^2}$ ни топиш мумкин:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (9)$$

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (10)$$

Энди газ ташқи майдонда масалан, оғирлик кучи майдонида бўлсин. Бу ҳолда газнинг босими ҳамма ерда ҳар хил бўлади. Бу ҳолни Л. Больцман ўрганган ва газ молекулаларининг оғирлик кучи майдонида тақсимланиши учун шундай формула чиқарган

$$n = n_0 e^{-\frac{U_p}{kT}} \quad (11)$$

бу ерда: U_p – потенциал энергия

n_0 – потенциал энергия ноль бўлган нуқтадага молекулаларнинг зичлиги.

Бу формула Больцман формуласи дейилади ва угазнинг зичлиги потенциал энергия билан ўзгаришини кўрсатади. Газ босими молекулалар зичлигидан kT ўзгармас катталик билан фарқ қилади:

$$p = nkT \quad (12)$$

Шунинг учун (11) формулани шундай ёзиш мумкин:

$$p = p_0 e^{-\frac{U_p}{kT}} \quad (13)$$

Урдан h баландликда молекуланинг потенциал энергияси

$$U_p = mgh \quad (14)$$

Бўлади. Шу сабабли (13) ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (15)$$

Бу формула барометрик формула дейилади. Бунда p_0 — Ер сатҳидаги газ босими.

МОЛЕКУЛА ЭРКИН ЮГУРИШ ЙЎЛИНИНГ ЎРТАЧА УЗУНЛИГИ

Газ молекулалари бетартиб иссиқлик ҳаракати туфайли бир бирлари билан тўқнашиб турадилар. Бу тўқнашишлар орасида молекулалар бирор йўлни босадилар. Шу сабабли молекулаларнинг ўртача югуриш йўли тушунчаси киритилган. Уни $\bar{\lambda}$ билан белгиланади. Ҳисобга кўра $\bar{\lambda}$ қуйидагига тенг:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \quad (16)$$

бу ерда d — молекуланинг эффектив диаметри,

n — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони.

ТЕРМОДИНАМИКА. ИЧКИ ЭНЕРГИЯ.

ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ БИРИНЧИ ҚОНУНИ.

Жисмнинг ички энергияси деб ундаги заррачаларнинг ҳаракат ва ўзаро таъсир энергиясини ҳамда жисм ичида иссиқлик мувозанатини таъминловчи нурланиш энергиясини тушунамиз. Термодинамика усулига асосан жисм бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганида ички энергиясининг ўзгариши жисмни бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтказиш учун берилиши зарур бўлган иссиқлик ва сарфланиши зарур бўлган иш йигиндиси билан ўлчанади.

Термодинамиканинг биринчи қонуни шундай дейди: системага берилган иссиқушқ миқдори системанинг ички энергиясини ўзгаришига ва системанинг ташқи жисмлар устида иш бажаришга сарфлайди.

$$Q = U_2 - U_1 + A \quad (1)$$

Q — системага берилган иссиқлик миқдори,

U_1 ва U_2 – система ички энергиясининг олдиги ва кейинги қийматлари,
 A -- системанинг ташқи жисмлар. устида бажарган иши.

Q ва A алгебраик катталиклар ва улар ҳолат функциялари эмас. (1) дан куринадики Q нинг бирлиги иш ёки энергия бирлигидан келиб чиқали. СИ системасида иссиқлик миқдорининг ўлчови – Жоуль $I = 4.18 \text{ Ж/кал}$ катталик иссиқликнинг механик эквиваленти деб аталади.

Агар $p = \text{const}$ булса, у ҳолда ҳажм V_1 дан V_2 га узгарганда газнинг бажарган иши $A_{1,2}$

$$A_{1,2} = p(V_1 - V_2) \quad (2)$$

Термодинамиканинг биринчи қонуни бу процесс учун қуйидагича бўлади:

$$dQ = dU + pdV \quad (3)$$

ИДЕАЛ ГАЗНИНГ ИЧКИ ЭНЕРГИЯСИ ВА ИССИҚЛИК СИҒИМИ

Идеал газ молекулалари бир – бири билан ўзаро таъсирлашмайдилар. Шу сабабли бундай газнинг ички энергияси айрим молекулалар энергияларининг йиғиндисига тенг бўлади. Биз 1 киломоль газ учун ички энергияни шундай ёзамиз:

$$U_{\text{км}} = \frac{i}{2} RT \quad (1)$$

У ҳолда ихтиёрий массали газ учун ички энергия қуйидагича боғланган:

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT \quad (2)$$

Ички энергия билан иссиқлик сиғими боғланган.

Бирор жисмнинг иссиқлик сиғими деб шу жисмнинг температурасини бир градус Кельвинга ошириш учун керак бўладиган иссиқлик миқдори айтилади. Бирлиги Ж/К.

Модда массаси бирлигининг иссиқлик сиғими солиштирма иссиқлик сиғими дейилади. Бирлиги Ж/(К · кг). Газларда иссиқлик сиғимини аниқлаганда иситиш шароитига қаралади. Агар иситиш вақтида газ ҳажми ўзгармаса бундай иссиқлик иссиқлик сиғими ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими C_V дейилади. Агар иситиш вақтида босим ўзгармаса ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими C_p дейилади.

Бир киломоль газнинг иссиқлик сиғими C_V қуйидагига тенг:

$$C_V = \frac{dU}{dt} \quad (3)$$

Демак

$$C_V = \frac{i}{2} R \quad (4)$$

Ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими C_p қуйидагича аниқланади:

$$C_p = C_V + R \quad (5)$$

ёки

$$C_p = \frac{i+2}{2} R \quad (6)$$

Бундан

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$$

келиб чиқади. Иссиқлик сиғимини назарияси квант назарияси асосида тушунтирилади.

ТЕРМОДИНАМИКАНИНГ II ҚОНУНИ

Термодинамикада мувозанатли ва қайтувчан жараёнлар катта роль ўйнайди. Шу сабабли бундай жараёнлар билан танишамиз. Агар 1 ҳолатдан 2 ҳолатга утган система учун 2 ҳолатдан 1 ҳолатга шундай ўтиш жараёни мавжуд булсаки, бунда система биринчи жараённинг барча ҳолатлари орқали тескари тартибда ўтиб дастлабки ҳолатига қайтса ва бунда системада ҳам, атроф муҳитда ҳам ҳеч қандай ўзгариш аломати қолмаса, системанинг бундай қтиш жараёни *қайтар жараён* бўлади.

Акс ҳолда ўтиш жараёни *қайтмас жараён* бўлиб қолади. Умуман, табиатда қайтар жараёнлар йўқ. Реал жараёнларнинг ҳаммаси қайтмас бўлади. Қайтар жараён – бу идеаллашган тушунчадир. Масалан, математик маятникнинг ишқалишсиз тебранади деб фараз этсак, бу қайтар жараёнга мисол була олади. Ҳар қандай мувозанатли жараён қайтувчан бўлади. Мисол учун газ c_1 ҳолатдан c_2 ҳолатга ўтиши учун уни кенгайтирсак, сўнг уни яна сиқиб c_1 ҳолатга қайтарсак, ва уни P, V графигида тасвирласак, ёпик эгри чизикни оламиз. Бундай жараённи айланма *жараён* яъни цикл дейилади. Цикллар тўғри ва тескари бўлади. Тўғри циклда кенгайиш ва сиқиш жараёнлари орасидаги иссиқлик миқдорининг айирмаси ҳисобига газ ташқи кучларга қарши иш бажаради. Бундай циклда ишлайдиган машиналар *иссиқлик машинаси* дейилади ва улар учун фойдали иши коэффициенти η шундай бўлди:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

бу ерда Q_1 – газ кенгайишида берилган иссиқлик миқдори.

Q_2 – сиқилишда газ берган иссиқлик миқдори.

Акс ҳолдаги жараённи *тескари* цикл дейилади. Тескари циклда ишлайдиган машиналари *совуткич машиналари* дейилади.

Биз кўрган жараёнлар термодинамиканинг II қонуни билан тавсифланади. Термодинамиканинг II қонуни таърифини ҳар хил олимлар турлича берганлар, лекин уларнинг физик маъноси бир хилдир. Бу қонун таърифи:

Бирдан бар натажаси иссиқликнинг батамом, ишга айлантиришдан иборат бўлган жараённи амалга ошириб бўлмайди. Бу қонунни яна шундай таърифлари бор:

1)Клаузиус: Иссиқлик ўз - ўзидан совук жисмдан иссиқ жисмга текиндан ўтавермайди.

2)Томсон (Кельвин): Бирор жисмни иссиқлигини бу жисмни совутишдан бошқа ҳеч қандай таъсир кўрсатмасдан ишга айлантириб бўлмайди.

3)Оствальд: Иккинчи жинс жипс абадий двигателбни амалга ошириб бўлмайди, яъни иссиқликни тўла ишга айлантираддиган машинани куриб бўлмайди.

4)Больцман: Табиат эхтимоли кам бўлган ҳолатдан эхтимоли кўпроқ бўлган ҳолатга ўтишга интилади.

Термодинамиканинг I ва II қонунлари эмпирик қонунлардир. Термодинамиканинг II қонуни фақат маълум чегарагача тўғри бўлади. Термодинамиканинг асосчиларидан бири Саъди Карно фойдали иш коэффициенти энг катта бўлган циклни таклиф этган. Бу цикл Карно цикли дейилади ва икки изотерма ва икки адиабатадан иборат бўлган қайтувчи айланма жараёндир.

РЕАЛ ГАЗЛАР

Идеал газлар учун ҳолат тенгламаси қуйидагича эди:

$$PV = RT \quad (1)$$

Реал газлар босим учун юқори бўлмаса ва температура етарли юқори бўлганда бу четлама билан тавсифланади. Аммо босим ортса ва температура камайса, реал газлар учун (1) тенгламадан анча четланишлар кузатилади. Бунинг сабаби шуки (1) тенглама чиқарилганда 2 фактор ҳисобга олинмаган.

1) Молекулалар ўз ўлчамларига эга; 2) Молекулалар аро таъсир кучлари мавжуд. Ван – дер – Ваальс бу икки факторни ҳисобга олиб реал газлар учун ҳолат тенгламасини чиқарди. Бу тенглама *Ван – дер – Ваальс тенгламаси* дейилади ва қуйидаги кўринишга эга:

$$\left(p + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT \quad (2)$$

Бу ерда a, b - Ван – дер – Ваальс тузатмалари деб аталади ва улар тажрибада топилади.

Ван – дер – Ваальс тенгламаси V_0 га нисбатан учинчи даражали алнебраик тенгламалар. Бу тенглама асосида P, V графикларни ҳосил қилиш мумкин. Уларни Ван – дер – Ваальс изотермалари дейилади.

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

КИРИШ

Электродинамика электр зарядли алоҳида жисмлар ёки зарраларни бир – бирига таъсир эттирадиган ва материянинг махсус тури бўлган электромагнетик майдон характерининг хосса ва қонуниятлари туғрисидаги фандир. Электродинамиканинг тинч ҳолатидаги электр зарядларини ўрганувчи бўлими *электростатика* деб аталади.

Икки тур электр зарядлар – мусбат ва манфий зарядлар мавжуд. Бир хил ишорали электр заряд билан зарядланган жисмлар бир – бирларидан итариладилар, турли ишорали электр заряд билан зарядланган жисмлар бир – бирларига тортиладилар. Жисмларнинг электрланган ёки электрланмаганлигини аниқловчи асбобга электроскоп дейилади.

Электрон энг кичик зарядга эга бўлган заррача бўлиб, электрон зарядини қийматини биринчи бўлиб америкалик олим Д.Милликен аниқлаган. Электроннинг заряди манфий булиб, унинг қиймати $q_k = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл га тенг. Электроннинг массаси $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг га тенг. Электронлар қаердан ҳосил булади? Бу саволга жавоб бериш учун атомнинг тузилишини талқин қилиб чиқайлик. Атомнинг марказида протон ва нейтронлардан иборат ядро, атрофида электронлар ҳаракатланади. Бутун атом зарядсиз, чунки ядронинг мусбат заряди ҳамма электронларнинг манфий заряд йигиндисига тенг, у электр жиҳатдан нейтрал. Агар нейтрал жисм бирор бошқа жисмдан электронлар олса, манфий зарядга эга булади. Электронлари етишмайдиган жисм мусбат зарядланган булади. Шундай қилиб, жисм электронларини йуқотган ва ортиқча электрон олган тақдирдагина электрланади. Электр заряди йуқолиши ва яна пайдо булиб туриши мумкин. Лекин доимо икки қарама – қарши ишорали икки элементар заряд бир вақтда пайдо булади ва йўқолади. Ёпиқ системада барча заррачалар зарядларининг алгебраик йигиндиси ўзгармай қолаверади:

Электр зарядининг сақланиш қонуни ёпиқ система учун яъни ташқаридан зарралар кирмайдиган ва ташқарига бундай заррачалар чиқармайдиган система учун ўринли.

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

КУЛОН ҚОНУНИ

Электростатиканинг асосий қонуни зарядланган иккита кўзғалмас нуқтавий жисм ёки зарра орасидаги таъсир қонунидир. Уни 1785 йилда Кулон тажриба орқали аниқлаган.

Иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи ҳар бир заряд катталигига тўғри ва зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тесқари пропорционалдир. Кучнинг йўналиши зарядлар орқали ўтган тўғри чизиқ билан устма – уст тушади:

$$F_k = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$$

Вектор кўринишида Кулон қонуни шундай ёзилади:

$$\vec{F}_k = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^3} \vec{r}$$

Бу ерда k – пропорционаллик коэффициентини бўлиб, унинг қиймати СИ системасида $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ га тенг. ϵ_0 – электр доимийси деб аталади.

$$8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$$

ЭЛЕКТР МАЙДОН КУЧЛАНГАНЛИГИ

Электрланган жисматрофида фазода электр майдон мавжуд бўлади. Электр майдон материянинг моддадан фарқли бўлган бир туридир. Электр майдонга киритилган зарядга шу электр майдон томонидан таъсир этувчи куч электр кучи деб аталади. Электр майдоннинг асосий хоссалари – электр зарядига бу майдоннинг бирор куч билан таъсир қилишидир. Зарядга кўрсатилган таъсирга қараб майдоннинг борлигини, унинг фазодаги тақсимоли аниқланади. Қўзғалмас заряднинг электр майдони электростатик майдон деб аталади. Электростатик майдонни фақат электр зарядлари ҳосил қилади. Майдоннинг тайинли бир нуқтасига қўйилган зарядга таъсир этувчи кучнинг бу зарядга нисбати майдоннинг ҳар бир нуқтасида зарядга боғлиқ. Эмас ва майдон характеристикаси деб ҳисобланиши мумкин. Бу характеристика майдон кучланганлиги дейилади:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$$

Майдон кучланганлиги нуқтавий зарядга майдон томонидан таъсир қиладиган кучнинг шу зарядга нисбатига тенгдир.

$\vec{E}$ – векторнинг йўналиши мусбат зарядга таъсир этадиган куч йўналиши билан бир хил бўлиб, манфий зарядга таъсир этадиган кучга қарама – қаршидир.

НУҚТАВИЙ ЗАРЯД МАЙДОНИНИНГ КУЧЛАНГАНЛИГИ. КУЧЛАНГАНЛИК ЧИЗИҚЛАРИ. ЭЛЕКТР МАЙДОНЛАРНИНГ ҚЎШИЛИШИ

Нуқтавий заряд майдонининг заряддан r масофадаги кучланганлик модули: $E = \frac{\vec{F}}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$

Агар $q > 0$ бўлса, майдоннинг ҳар қандай нуқтадаги кучланганлик вектори шу нуқтани заряд билан туташтирувчи тўғри чизиқда заряддан чиқадиган йўналишда

бўлади. Агар $q < 0$ бўлса, кучланганлик вектори бу нуқтани заряд билан туташтирувчи тўғри чизикда зарядга кирадиган йўналишда бўлади.

Электр майдоннинг кучланганликлари геометрик равишда қўшилади. Майдонлар супер позиция принципининг таърифи: Агар ҳар хил зарядли зарралар фазонинг маълум бир нуқтасида кучланганликлари $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3, \dots, \vec{E}_n$ бўлган майдонлар ҳоосил қилса, майдоннинг бу нуқтадаги натижавий кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots + \vec{E}_n$$

Кучланганлик фазонинг ҳамма нуқталарида бир хил бўлган электр майдон бир жинсли майдон дейилади. Электр майдоннинг куч чизиклари ёпиқ эмас, улар плюс зарядда бошланиб, минус зарядда тугайди. Электр майдонни кучланганлик чизиклари орқали тасвирлаш мумкин. Бу чизикларни қисқача қилиб, $\vec{E}$ чизиклари дейиш мумкин. Кучланганлик чизиклари шундай ўтказилиши керакки, уларнинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма $\vec{E}$ вектор йўналишига мос келсин. Майдон кучланганлик чизиклари сон жихатидан $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$

га тенг, демак N (r радиусли сферанинг сирти орқали ўтаётган чизикларнинг тўла сони) чизиклар қалинлигининг сфера сирти юзи ($4\pi r^2$) га кўпайтмасига тенг.

$$N = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}$$

яъни, заряддан исталган масофадаги чизиклар сони бир хилдир. Бундан чизиклар заряддан бошқа ҳеч қаерда бошланмайди ва тугамайди. Улар зарядда бошланиб, чексизликка кетаверади ва аксинча.

ГАУСС ТЕОРЕМАСИ

Кучланганлик векторининг бирор сирт орқали ўтаётган оқими сон жихатидан шу сиртни кесиб ўтаётган E чизиклар миқдорига тенг. Оқимнинг ишораси заряд ишорасига мос келади. Ўз ичига q нуқтавий зарядни ўраб олган исталган шакли ёпиқ сирт учун E векторининг оқими $\frac{q}{\epsilon_0}$ га тенг эканини исботлаймиз. Эгри бугри бўлмаган сирт учун юқорида айtilган тенглик бажарилиши аниқ. Эгри бугри сирт орқали ўтаётган оқимни ҳисоблаганда муайян E чизик сиртни тоқсон марта кесиб ўтиши мумкин эканлигини ҳисобга олиш керак. Натижада кўрилатган чизик сиртини неча марта кесиб ўтишидан қатъий назар оқимга қўшилган натижавий ҳисса плюс ёки минус 1 га тенг. Шундай қилиб, нуқтавий зарядни ўраб турган ёпиқ сиртнинг шакли қандай бўлишидан қатъий назар E векторнинг оқими $\Phi = \oint_S E_n dS$. Майдонларнинг супер позция принципига мувофиқ:

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + E_{n3} + E_{nn} = \sum E_{ni}$$

$$\oint_S E_n dS = \oint_S \sum(E_{ni}) dS = \sum \oint_S E_{ni} dS.$$

E_{ni} — i заряд алоҳида турганда пайдо қиладиган майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчисидир. $\oint_S E_n dS = \frac{q_i}{\varepsilon_0}$ бўлгани учун

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \sum_i q_i$$

Бу тенглама Гаусс теоремаси дейилади. Электр майдони кучланганлиги векторининг ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичига жойлашган зарядлар алгебраик йиғиндиси ε_0 га бўлган нисбатига тенг.

ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН КУЧЛАРИНИНГ ИШИ

Электростатик майдон потенциал майдон бўлиб, бу майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш:

$$dA = f dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2} dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2} dr$$

$$A = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0} \int_{f_1}^{f_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

га тенг.

Бу формула бажарилган иш заряд майдонда босиб ўтган йўлига боғлиқ бўлмай, балки бу заряднинг майдондаги бошланғич ва охириги ҳолатларига боғлиқ эканлигини кўрсатади.

ПОТЕНЦИАЛ. ЭЛЕКТР МАЙДОН КУЧЛАНГАНЛИГИ БИЛАН ПОТЕНЦИАЛИ ОРАСИДАГИ БОҒЛАНИШ

Механикадан маълумки кучларнинг потенциал майдонида жойлашган жисм потенциал энергияга эга бўлиб, майдон кучлари шу энергия ҳисобидан иш бажаради. Электр майдонида бажарилган ишни потенциал энергия фарқи сифатида ифодалаш мумкин:

$$dA = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r_2} = E_{p_1} - E_{p_2} = -\Delta E_p$$

Бу ерда $E_p = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r_1}$ q' зарядининг q заряд майдонидаги потенциал энергияси. Турли q' q'' ва ҳоказо синаш зарядлаи майдоннинг муайян нуқтасида турли потенциал энергияга эга бўлади. Лекин барча зарядлар учун $E_p/q_{\text{син}}$ нисбат бир хил бўлиши кўриниб турибди. $\varphi = \frac{E_p}{q_{\text{син}}}$ нисбатга муайян нуқтадаги майдон потенциали дейилади. Потенциал сон жихатидан бирлик мусбат заряднинг

майдондаги муайян нуктадаги потенциал энергиясига тенгдир. Нуқтавий заряднинг потенциали

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$$

га тенг. Зарядлар системаси ҳосил қилган майдон потенциали система таркибига кирган ҳар бир заряднинг алоҳида ҳосил қилган майдон потенциаллари алгебраик йиғиндисига тенгдир. Майдоннинг потенциали φ га тенг бўлган нуктада жойлашган заряд куйидаги потенциал энергияга эга $E_p = q\varphi$. У ҳолда $A_{12} = E_{p_1} - E_{p_2} = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ майдон кучларининг заряд устида бажарган иши заряд миқдорининг бошланғич ва охири нукталари устидаги потенциаллар фарқи кўпайтмасига тенг. Потенциал сон жиҳатдан майдон кучларининг бирлик мусбат зарядни муайян нуктадан чексизликка кўчиришда бажарган ишига тенгдир.

Майдон кучларининг заряд q устида йулнинг dl кесмаси давомида бажарган ишини бир томондан $qE_1 dl$ кўринишида, иккинчи томондан заряд потенциал энергиясининг камайишини кўрсатувчи ифода, яъни

$$-d(q\varphi) = -q \frac{d\varphi}{dl} dl$$

орқали ифодалаш мумкин. Бажарилган иш ва потенциал энергиянинг камайишини тенглаштириб

$qE_1 dl = -q \frac{d\varphi}{dl} dl$ ни ҳосил қиламиз, бундан $E_1 = -\frac{d\varphi}{dl}$, бу ерда l орқали фазода ихтиёрий равишда танланган йўналиш белгиланган

$\vec{E} = -\text{grad}\varphi$ ифода электр майдон кучланганлиги потенциали тескари ишорада олинган градиентга тенг эканлигини кўрсатади.

ЭЛЕКТР МАЙДОНДА ЎТКАЗГИЧЛАР

Ўтказгичдаги заряд ташувчилар жуда кичик куч таъсири остида ҳаракат қила олади. Шунинг учун зарядларнинг мувозанати куйидаги шартлар бажарилган тақдирдагина кузатилади.

1. Ўтказгич ичидаги барча нукталарда майдон кучланганлиги нолга тенг бўлиши зарур $E \sim 0$.

2. Майдон кучланганлигининг ўтказгич сирти ҳар бир нуқтасидаги йўналиши сиртга ўтказилган нормалга мос бўлиши керак $E = E_n$

Демак, зарядлар мувозанатда бўлганда ўтказгич сирти эквипотенциал бўлади. Мувозанатда ўтказгич ичидаги ҳеч қандай нуктада ортикча зарядлар бўлиши мумкин эмас, барча зарядлар ўтказгичнинг сирти бўйлаб маълум зичлик билан жойлашади.

ЭЛЕКТР СИҒИМ

Агар ўтказгичга бирор q заряд берилса, у ўтказгич сирти бўйича шундай тақсимланадики, ўтказгичдаги майдоннинг кучланганлиги нолга тенг бўлади. Агар q зарядга эга булган ўтказгичга катталиги худди шундай заряд берилса, заряд ҳам олдинги заряд каби тақсимланиши керак, акс ҳолда у ўтказгичда нолга тенг булмаган майдон пайдо бўлади. Ўтказгичдаги заряднинг кўпайиши атрофдаги жисмлар зарядларининг қайта тақсимланишига олиб келмаган ҳолдагина юқорида айтиб ўтиладиган шарт бажарилишини айтиб ўтиш зарурдир. Шундай қилиб, бошқа жисмлардан узоқ масофада жойлашган ўтказгичда катталиклари ҳар хил бўлган заряддар юқоридагича ўхшаш тақсимланади, яъни жисмнинг исталган иккита нуқтаси уларни олинган заряд зичликларининг нисбати зарядларнинг катталиги қандай бўлишига қарамай доимий бўлади. Потенциал ва заряд ўртасидаги пропорционаллик коэффициенти ўтказгичнинг электр сиғими дейилади.

$$Q = c \cdot \varphi \quad c = \frac{q}{\varphi}$$

Сиғим сон жиҳатидан шундай зарядга тенгки, бу заряд ўтказгичга берилса, унинг потенциали бир бирликка ортади. Агар икки ўтказгичга $+1$ Кл ва -1 Кл заряд берилганида улар орасида 1 В потенциаллар айирмаси ҳосил бўлса, бу икки ўтказгичнинг электр сиғими 1 бирликка тенг бўлади. Бу бирлик Фарада дейилади. $1\text{Ф}=1\text{Кл}/1\text{В}$

ЯССИ КОНДЕНСАТОР ЭЛЕКТР СИҒИМИ

Ясси конденсаторнинг сиғими:

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}$$

Бундан кўринадикки, конденсаторнинг электр сиғими пластинкаларнинг юзи S ва улар орасидаги масофа d ва электр хоссаларига боғлиқ.

ЭЛЕКТР МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

Бирор ўтказгичда жойлашган q зарядни нуқтавий Δq зарядлар системаси деб қараш мумкин. бундай системанинг энергияси барча Δq зарядларни чексизликдан ўтказгичнинг сиртига кўчириш учун бажарилган ишга тенгдир.

Бу ерда

$$\Delta A = \varphi \Delta q = \frac{q}{c} \Delta \varphi$$

φ ўтказгичнинг кўчирилган q зарядга боғлиқ бўлган потенциали, c – ўтказгичнинг сиғими. бу иш ўтказгичнинг энергиясини орттиради:

$$dW = \frac{1}{c} q dq$$

бундан энергия ифодаси келиб чиқади : $W = \frac{q^2}{2C} + const$ зарядланмаган ўтказгичнинг энергиясини нолга тенг деб ҳисоблаш табиийдир. У ҳолда:

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{c\varphi^2}{2}$$

Зарядланган конденсаторнинг энергияси

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{c\varphi^2}{2} \text{ дан аниқланади.}$$

Конденсатор энергияси формуласидан фойдаланиб ясси конденсаторнинг пластинкалари бир – бирларини тортаётган кучни аниқлаймиз. $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$ дан фойдаланиб, $E = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} x$ формулага келамиз. $F = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 S} (-)$ ишора кучнинг x масофани камайтиришга интилишини кўрсатади.

$$W = \frac{q^2}{2C} \quad (1)$$

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

(1) Формула конденсаторнинг энергиясини қопламалардаги заряд билан боғласа,
(2) формула майдон кучланганлиги билан боғлайди. Электр майдон энергиясининг зичлиги $\omega = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}$ га тенг.

ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОКИ

Агар ўтказгичда электр майдон ҳосил қилинса, у ҳолда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати, яъни мусбат ташувчиларнинг майдон йўналишида, манфий зарядларнинг эса қарама – қарши йўналган ҳаракати вужудга келади. Зарядларнинг тартибли ҳаракати *электр токи* дейилади. Агар ўтказгич кўндаланг кесимидан dt вақт ичида dq заряд ўтса, ток кучи

$$i = \frac{dq}{dt}$$

га тенг бўлади.

Мусбат зарядларнинг йўналиши токнинг йўналиши деб қабул қилинган. Электр токини ток зичлиги вектори $\vec{j}$ орқали тўлароқ характерлаш мумкин. Бу вектор миқдор жиҳатидан берилган нуқтада заряд ташувчиларнинг йўналишига перпендикуляр бўлган $dS_{\perp}$ юзадан ўтувчи ток кучи di нинг шу юза катталигига бўлинганлигига тенг.

Вақт ўтиши билан ток кучи ўзгармайдиган ток *ўзгармас ток* дейилади.
 $i = \frac{q}{t} \left[\frac{\text{Кл}}{\text{сек}} = A \right]$ Ток кучини Халқаро СИ системасидаги бирлиги 1 Ампер.

ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧ

Токнинг мунтазам оқиб туриши учун занжирнинг маълум соҳаларига ёки бутун занжирга таъсир этувчи ташқи кучлар зарур экан. Уларни химиявий процесслар, бир жинсли бўлмаган муҳитда ёки ҳар хил турдаги икки хил модда чегарасида заряд ташувчиларнинг диффузияси, ўзгарувчан магнит майдонлари ҳосил қиладиган электр майдонлари ва ҳ.к. вужудга келтириши мумкин. Ташқи кучларнинг бирлик (+) заряд устида бажарган ишига тенг бўлган катталиқ занжирдаги ёки унинг бир қисмидаги электр юритувчи куч (ЭЮК) дейилади.

$$\varepsilon = \frac{A}{q}$$

Электростатик ва ташқи кучларнинг (+) зарядни кўчиришда бажарган ишига тенг бўлган катталиқ занжирнинг берилган қисмидаги кучланиш тушуви ёки U кучланиш дейилади.

ОМ ҚОНУНИ. ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ ҚАРШИЛИГИ

Бир жинсли металл ўтказгичдан ўтаётган ток кучи ўтказгичдаги кучланиш тушуви U пропорционал бўлади: $I = \frac{U}{R}$

Бир жинсли ўтказгич деб ташқи куч таъсир этмайдиган ўтказгичга айтилади. Кучланиш U ўтказгичнинг учларидаги $\varphi_1 - \varphi_2$ потенциаллар айирмасига тенг бўлади. Ўтказгичнинг электр қаршилиги дейилади. Қаршилик бирлиги Ом бўлиб, у ушндай ўтказгичнинг қаршилигики, бунда кучланиш 1В бўлганда ўтказгичдан 1Ф ток ўтади. Бир жинсли цилиндрсимон ўтказгич учун қаршилик

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

га тенг.

Бу ерда:

l — ўтказгичнинг узунлиги

S — кўндаланг кесим юзаси.

ρ — ўтказгич ясалган материалнинг табиатига боғлиқ бўлган коэффициент, бунини солиштирма электр қаршилиги дейилади.

ЖОУЛЬ – ЛЕНЦ ҚОНУНИ

Ўтказгичда ток ўтганда ўтказгич қизийди,бу жараёнда ажралиб чиққанн иссиқлик миқдори ўтказгич қаршилигига ток кучининг квадратиға ва вақтға пропорционал экан $Q = I^2 R t$

Агар ток вақт бўйича ўзгарса, у ҳолда

Q – Жоульларда ифодаланади.

Бирлик вақтда бирлик ҳажмдан ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдорини токнинг солиштирма қуввати деб атаймиз. $\omega = \rho j^2 \quad \omega = jE = \sigma E^2$

МАГНИТ МАЙДОНИ. ТОКЛАРНИНГ ЎЗАРО ТАЪСИРИ

Электр тоқлари бир бири билан ўзаро таъсирлашади. Тоқли ўтказгичлари орасидаги ўзаро таъсир магнит таъсир дейилади. Тоқли ўтказгичларнинг бир- бириға таъсир қиладиган кучлари *магнит кучлар* дейилади. Параллел ўтказгичларнинг ҳар бирининг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўзаро таъсир кучи улардаги i_1 ва i_2 тоқларға тўғри пропорционал ва улар орасидаги b масофаға тескари пропорционал

$$f = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2i_1 i_2}{b} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$$

бўлиши керак.

Тоқларнинг ўзаро таъсири магнит майдони деб аталувчи майдон орқали амалға ошади. Магнит майдони материянинг махсус тури бўлиб ҳисобланади. Унинг асосий хоссалари: 1. Магнит майдонини электр тоқи ҳосил қилади. 2. Магнит майдони тоққа кўрсатадиган таъсирига қараб пайқалади.

БИО – САВАР – ЛАПЛАС ҚОНУНИ

1820 йили Био – Савар ҳар хил шаклдаги тоқларнинг магнит майдонларини ўргандилар. Лаплас, Био ва Савар тажрибаларининг натижаларини анализ қилиб, исталган тоқнинг магнит майдонини тоқнинг алоҳида элементар бўлақлари ҳосил қилган майдонларнинг вектор $\sum$ сифатида ҳисоблаш мумкинлигини аниқлади. Лаплас узунлиги dl бўлган тоқ элементи ҳосил қилган майдоннинг магнит индукцияси учун:

$$d\vec{B} = k \frac{i(d\vec{l}, \vec{r})}{r^3}$$

Бу ерда:

k – пропорционаллик коэффициентини

i – тоқ кучи

$d\vec{l}$ – тоқ оқаётган томонға йўналган ва тоқнинг элементар бўлағига мос келувчи вектор

$\vec{r}$ – тоқ элементидан $d\vec{B}$ аниқланаётган нуқтаға йўналган вектор.

r — шу векторнинг модули

B — магнит индукцияси деб аталади.

$d\vec{B}$ вектор $d\vec{l}$ элементдан ва майдон ҳисобланаётган нуқтадан ўтувчи текисликка перпендикуляр йўналган. $d\vec{l}$ атрафида $d\vec{B}$ йўналиш бўйича айланиш $d\vec{l}$ билан ўнг винт қондаси орқали боғланган. $d\vec{B}$ модули учун $dB = k \frac{idl \sin\alpha}{r^2}$ бу ерда α , $d\vec{l}$ ва $\vec{B}$ орасидаги бурчак.

ТЎҒРИ ТОК МАЙДОНИНИНГ ИНДУКЦИЯСИ

Тўғри ток майдонининг магнит индукцияси чизиқлари симни ўраб олган концентрик айланалари системадан иборат. Айланма токнинг марказидаги магнит индукцияси: $B = \mu_0 \frac{i}{2R}$ га тенг.

АМПЕР ҚОНУНИ

Ампер томонидан аниқланган қонунга асосан магнит майдонида ток элементи $d\vec{l}$ га тенг таъсир этувчи куч $F_A = ki[d\vec{l} \times \vec{B}]$

Бу ерда:

k — пропорционаллик коэффициентлари

i — ток кучи

$B, d\vec{l}$ — элемент жойлашган нуқтадаги магнит индукцияси.

$$dF = ki dl \sin\alpha$$

бу ерда α , $d\vec{l}$ ва $\vec{B}$ векторлари орасидаги бурчак. Бу куч $d\vec{l}$ ва $\vec{B}$ векторлар ётган текисликка перпендикуляр йўналгандир. Токка таъсир этувчи кучнинг йўналишини чап қўл қондасидан фойдаланиб аниқлаш мумкин. Агар чап қўлнинг кафтига $\vec{B}$ вектор кирадиган қилиб қўйсак ва узатилган 4 та бармоқли ток йўналиши бўйича жойлаштирсак, у ҳолда очилган бош бармоқ кучнинг йўналишини кўрсатади.

ЛОРЕНЦ КУЧИ

Ток ўтаётган ўтказгич токсиз ўтказгичдан шу билан фарқ қиладики, унда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати содир бўлади. Ҳаракатланаётган зарядли заррага магнит майдони томонидан таъсир этадиган куч Лоренц кучи дейилади. Лоренц кучининг модули ўтказгичнинг узунлиги dl бўлган қисмига таъсир этувчи F_A куч модулининг мана шу қисмда тартибли ҳаракатланаётган зарралар сони N га нисбатига тенг:

$$F_L = \frac{F_A}{N} = (q_0)Bv \sin\alpha$$

ОПТИКА

КИРИШ

Маълумки жисмларга ёруғлик нури тушганда улар кўзга кўринадилар. Бу ёруғлик нурларини ёруғлик манбалари сочади. Қизиган металл ва кўмир, газ алангаларини ёруғлик манбалари сифатида қараш мумкин. Ёруғлик электр зарядлар жараёнида ҳам сочилади, шунингдек кўп моддалар ёруғлик, рентген ва бошқа нурлар таъсирида люминисенция сабабли нурланадилар.

Ёруғликни чиқариш жараёнини ўрганиш шуни кўрсатадики, ёруғликни элементар манбалари – атомлар, молекулалар ва электронлардир. Агар атом ёки молекулага маълум энергия берилса, у уйғонган ҳолатга ўтади ва бундай атом ёки молекула маълум частотали ёруғлик тўлқинини чиқариш қобилиятига эга бўлиб қолади. Атом ёки молекулани уйғониш даражасига қараб у ҳар қил частотали ёруғлик тўлқинини чиқаради. Шу сабабли атом ва молекулани нур сочиш соҳаси инфрақизил, кўзга кўринадиган ва ультрабинафша соҳада ётади. Шунинг учун кенг манода ёруғлик инфра қизил, кўзга кўринадиган ультрабинафша нурлар тўпламидир. Бу нурланишларнинг табиатини ўрганадиган фанга оптика дейилади. Бу нурланишлар спектри оптик спектр дейилади.

ЁРУҒЛИКНИНГ ТАБИАТИ ҲАҚИДА ТЎЛҚИН ВА КВАНТ ТАСАВВУРЛАР

Оптиканинг ривожланиш жараёнида ёруғлик табиати ҳақида икки қарама – қарши назариялар вужудга келган. Биринчи назарияга кўра ёруғлик табиати тўлқин характерга эга. Бу соҳада биринчи бўлиб Роберт Гук, Христиан Гюйгенс, Томас Юнг, Араго, Коши Френель каби олимлар кўп иш қилдилар. Кейинчалик уларнинг ишлари инглиз олими Максвелл томонидан ишлаб чиқилган электромагнит назарияга асос бўлди ва ёруғликнинг электромагнит назарияси яратилди. Бу назарияга кўра ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлар бўлиб, электр вектори ва ёруғликнинг тарқалиш тезлиги ўзаро перпендикулярдир. Ёруғликнинг тўлқин назарияси асосида ёруғлик интерференцияси ёруғлак дифракцияси ёруғликнинг кўтбланиши билан боғланган барча ходисалар тўғри тушунтирилади.

Ёруғликни тўлқин назарияси билан бир қаторда ёруғликнинг квант назарияси ҳам ривожланди. Бу соҳада И. Ньютоннинг ғоялари ва ишлари катта аҳамиятга эга. Ньютон ўзи кузатган ёруғлик дисперсияси ва бошқа ходисаларни ёруғлик жуда кичик зарралар – корпускуляр оқимдан иборат деп тушунтирган эди.

Бу назария кейинчалик яна ривожлантирилди ва XX асрда ёруғликнинг фотон ёки квант назарияси яратилди. Бу назарияга кўра ёруғлик элементар зарралар – фотонлар оқимидан иборат деб қаралади ва абсолют қора жисм қонунлари фотоэффект, Комптон эффект шу назария асосида тушунтирилади. Ёруғликнинг фотон назарияси квант механикаси асосида вужудга келди. Шу сабабли ёруғликни фотон назарияси яна ёруғликнинг квант назарияси деб ҳам атади.

ЁРУҒЛИКНИНГ ТЎЛҚИН ХОССАЛАРИ. ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

Оддий шароитларда фазода бир вақтнинг ўзида жуда кўплаб ёруғлик тўлқинлари тарқалади. Бу тўлқинлар ҳар хил манбалардан чиқаётган ёки ҳар хил предметлар юзаларидан қайтаётган ва сочилаётган бўлиши мумкин. Кундалик ҳаётдаги тажрибалардан бир – бирига халақит бермай фазода тарқалади, шу сабабли биз предметларни кўрганда уларни ўзини бузилмаган ҳолда кўрамыз. Ёруғлик тўлқинларини бундай тарқалишига сабаб шуки, ёруғлик электромагнит тўлқинларнинг борлигидан қатъий назар рўй беради. Бундан ҳар хил электромагнит тўлқинларнинг электр ва магнит майдонлари бўшлиқда тарқалганда ўзларини кучланганликларини, ҳаракат йўналишини ва бошқа характеристикаларини ўзгартирмайдилар деган хулосага келамиз. Бу ҳақиқатда шундай рўй беради. Бунга супер позиция принципи дейилади. Суперпозиция принципи бажарилганда фазода бир вақтда тарқалаётган электромагнит тўлқинларнинг E ва H кучланганликлари ўзаро алгебраик равишда қўшиладилар. Лекин икки ёруғлик тўлқини тебранишларининг фазалар айирмаси вақт бўйича ўзгармас бўлса бу принцип бажарилмайди. Бу тўлқинларни когерент тўлқинлар дейилади. Когерент тўлқинлар қўшилганда фазонинг бир қисмида ёруғликнинг кучайиши яъни максимуми, бошқа қисмларида ёруғликнинг сусайиши яъни минимуми кузатилади. Бундай ҳодисага ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси дейилади. Ёруғлик интерференцияси фақат когерент ёруғлик сочади. Аммо табиатдаги барча ёруғлик манбалари ўзаро когерент бўлмайди. Шу сабабли биринчи марта ёруғлик интерференциясини кузатиш учун сунъий усулдан фойдаланганлар, яъни бир манбадан чиқаётган ёруғликни кўзгу, линза ёрдамида ёки бошқа усулда иккига ажратиб, сўнг учраттирганлар. Бундай усулдан Френель, Юнг, Ллойф, Бете, Р. Поль каби олимлар фойдаланганлар. Мисол тариқасида Юнг схемасини кўрамыз. Т. Юнг бир тирқишдан тарқалаётган ёруғлик йўлига икки тирқишли тўсиқ қўйди. Натижада тўсиқдан сўнг ёруғлик икки мустақил даста сифатида тарқалади. Бу икки ёруғлик бир манбадан чиқаётган бўлгани учун ўзаро когерент бўлади ва экранда интерференция максимум ва минимумлари кузатилади. Агар экранда учрашаётган икки когерент ёруғлик тўлқинларининг оптикавий йўллариининг фарқи D вакуумдаги λ_0 тўлқин узунликларининг бутун сон марта олинганига тенг бўлса, яъни

(1)

интерференция максимуми кузатилади. Ёзилган (1) шарт интерференция максимумлари шarti дейилади. Агар A вакуумдаги λ_0 тўлқин узунликларининг ярим бутун сонига тенг бўлса, яъни

(2)

интерференция минимумлари кузатилади. Ёзилган (2) ифода интерференция минимумлари шarti дейилади.

Интерференция ҳодисасини ҳаётда биз учратиб турамыз. Масалан, сув юзидаги юпқа ёғ ёки мой қатламларига ёруғлик тушганда уларнинг товланишини кўрамыз. Бу ҳодисага оптикада пластинкалар ранги деб ном берилган. Бундай рангли товланишлар жуда юпқа нефть пардаларида, эски шиша ёки металллар сиртида ҳам кузатилади. Агар юпқа шаффоф пленкани ёритсак, унда ҳам шундай ҳодисани кўрамыз. Бунинг сабаби шундаки ёруғлик юпқа пластинканин икки сиртидан қайтганда ёруғлик тўлқини икки когерент дастани вужудга келтиради. Бу дасталар

ўзаро учрашиб интерференцияни беради. Бунда ҳосил бўлган интерференцион манзаралар локалланган манзаралар дейилади. Чунки улар фақат парда сиртига яқин соҳада кузатилади. Интерференция ҳодисаси аниқ ўлчашларда, физик тажрибаларда, саноатда, техникада ва яна жуда кўп соҳаларда кенг қўлланилади. Интерференция ҳодисасига асосланиб махсус оптик асбоблар – интерферометрлар ясалган.

ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

Ёруғликни фазода тарқалишини кузатиб, ёруғлик тўғри чизик бўйлаб тарқалади деган хулосага келамиз. Ҳақиқатда бирор тешикдан ёруғлик ўтса, у узун нур конусини ҳосил қилади. Агар шу тешикни яна кичрайтурсак, уҳолда ёруғлик тешикдан сфера бўйлаб тарфалувчан бўлади. Бу ҳодисани биринчи бўлиб итальян олими Гримальди кузатган ва уни ёруғлик дифракцияси деб атаган. Умуман, ёруғлик дифракцияси деб ёруғликни тор тешиклардан ва тўсиқ четидан ўтганда тўғри чизикли тарқалишини бузилишига айтилади. Гюйгенс ёруғликни тарқалиш жараёнини тушунтириш учун бир принципни баён этди. Бу принципни маъноси шундай: ёруғлик тўлқини келиб тебратган ҳар бир нуқта ўз навбатида манба бўлиб, элементар ёруғлик тўлқинларини тарқатади. Гюйгенс принципини камчилиги шундаки, элементар тўлқинларни қўшганда уларни фазаларини ҳисобга олмайди, холбуки бу тўлқинларнинг фазалари ҳар хил бўлади. Бу камчиликни Френель тўлдирди ва элементар тўлқинларнинг фазаларини ҳисобга олди. Натижада Гюйгенс – Френель принципи вужудга келди, уни маъноси қуйидагича:

Чегараланган ёруғлик тўлқинлари фронти тарқалганда ҳамма нуқталардан чиқаётган элементар тўлқинлар интерференция натижасида бирбири билан қиришиб кетган фазонинг қисмида қоронғулик кузатилади.

Френель ёруғлик дифракциясини тушунтириш учун ўтаётган тўлқин фронтини элементар тўлқинлар манбаи бўлган зоналарга ажратди ва уларнинг бирор нуқтадаги таъсирини кўриб чиқди. Оптикада бу зоналар Френель зоналари деб аталади. Френель шу усул билан ёруғликни тўғри чизик бўйлаб тарқалишини ҳам тушунтирди. Дифракцион ҳодисалар ўз характерига қараб икки синфга бўлинади. Биринчи синфга кузатувчи нуқта экран (тўсиқ)дан маълум масофада жойлашган ҳолдаги дифракцион ҳодисалар киради. Бу хил дифракцион ҳодисалар биринчи марта Френель томонидан ўрганилган бўлгани учун бу хил дифракцияни Френель дифракцияси дейилади. Иккинчи синфга экран (тўсиқ) кузатувчи нуқтадан чеексиз масофада бўлган хол, яъни параллел нурлардаги дифракцион ҳодисалар киради. Бу хил дифракцион ҳодисаларни биринчи марта Фраунгофер ўрганган. Шу сабабли бундай дифракцияларни Фраунгофер дифракцияси дейилади.

Френель дифракциясини доиравий тешидан ёруғлик ўтганда кўрамиз. Доиравий тешикни френель зоналарига бўламиз. Маслан, доиравий тешикда 3 та зона жойлашган. А нуқтада дифракцион манзарани кузатамиз. Бунда умумий қоида шундай. Агар доиравий тешикда жуфт зоналар жойлашса, А нуқтада (марказда) қоронғулик бўлади. Агар доиравий зонада тоқ нуқталар жойлашса, А нуқтада (марказда) ёруғлик бўлади. Дифракцион ҳодисага асосланиб, махсус асбоблар ясалган. Шундай қурилмалардан бирини дифракцион панжара дейилади. Дифракцион панжара деб бир – биридан тенг масофаларда турган кўп тирқишлардан

тузилган асбобга айтилади. Дифракцион панжарадаги параллел жойлашган тирқишлардан ёруғлик ўтганда Фраунгофер дифракцияси кузатилади. Дифракцион панжарадаги битта тирқишни эни d бўлса, икки тирқиш орасидаги тўсиқ эни a бўлса, уларнинг йиғиндисига дифракцион панжара доимийси ёки даври b дейилади.

$$a + d = b$$

Тирқишлар сони N , панжара эни D ва панжара доимийси b ўзаро шундай боғланган:

$$D = Nb$$

Икки қўшни тирқишдан ўтган ёруғлик тўлқинларининг ўзаро йўл фарқи

$$\Delta = b \sin \varphi$$

бу ерда φ дифракция бурчаги

Дифракцион панжара учун φ йўналишда ёруғлик кучайиши, яъни максимум шарти қуйидагича бўлади:

$$b \sin \varphi = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Дифракцион панжара учун минимумлар шарти қуйидагича:

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Дифракцион панжара ҳосил қилган манзарада яна қўшимча минимумлар ва улар орасида иккиламчи максимумлар ҳам кузатилади.

ЁРУҒЛИКНИНГ ҚУТБЛАНИШИ

Ёруғликнинг электромагнит назариясига кўра ёруғлик тўлқинлари кўндаланг тўлқинлардир. Шу сабабли ёруғлик тўлқинининг электр E ва магнит B векторлари нур йўналишига нисбатан ҳар хил ориентацияда бўлиши мумкин. Оптикада бундай ёруғликни *табiiй ёруғлик* дейилади. Лекин ёруғлик тўлқинида тебранишлар йўналиши бирор тарзда тартибланган бўлиши ҳам мумкин. Оптикада бундай ёруғликни *қутбланган ёруғлик* дейилади. Агар ёруғлик векторининг тебранишлари фақат битта текисликда юз бераётган бўлса, бундай ёруғликни *ясси ёруғлик* дейилади. Унга тик бўлган текисликка қутбланиш текислиги дейилади. Ясси қутбланган ёруғликни табiiй ёруғликдан қутблагич ёки поляризаторлар деб аталувчи асбоблар ёрдамида ҳосил қилинади. Қутблагичга, яъни поляризаторга мисол қилиб махсус қирқилган турмалин кристаллини кўрсатиш мумкин. Ҳосил қилинган қутбланган ёруғликни анализаторлар деб аталувчи асбоблар ёрдамида текширилади.

Икки қутбловчи асбобдан ўтган ёруғлик интенсивлиги J шу асбоблар текисликлари орасидаги φ бурчагининг косинуси квадратига пропорционал бўлади.

$$J = \cos^2 \varphi$$

Бу конун Малюс қонуни дейилади. Тажриба шуни кўрсатадики, ёруғлик қайтганда ва синганда ҳам қутбланар экан. Ёруғлик қайтганда шундай φ_0 бурчак борки унинг учун

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = n_{12}$$

бажарилса, қайтган ёруғлик тўла қутбланган бўлади. Бу ифодада n_{12} – икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи. Бу қонунни Брюстер қонуни дейилади. Тўлиқ қутбланиш φ_0 бурчакда қайтган ёки синган нурлар ўзаро тўғри бурчак ҳосил этадилар.

ГЕОМЕТРИК ОПТИКА ТУШУНЧАЛАРИ

Ёруғлик тўлқинлари тарқалганда Пойнтинг вектори йўналиши бўйича тарқаладилар. Бу йўналиш одатда ёруғлик нури деб аталади. Шу ёруғлик нури ҳақидаги тушунчага асосланиб, кўп оптик ходисаларни кўриб чиқиш мумкин. Оптиканинг бу тушунчага асосланган бўлими геометрик оптика дейилади. Геометрик оптика принциплари асосида линзалар, кўзгулардан тузилган оптик асбобларда нурни йўли математик равишда ҳисобланади. Мисол сифатида юпқа линзада тасвирни яшаш ва уни фокус масофасини келтирамиз:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Бу ерда f – фокус масофаси.

Линзалар учун линзанинг оптик кучи D тушунчаси киритилган. Линзанинг оптик кучи (ҳавода)

$$D = \frac{1}{f}$$

бўлади. Линза оптик кучининг бирлиги 1 диоптрия бўлиб, у фокус масофаси 1 метр бўлган линзанинг оптик кучига тенг.

Микроскоп.

Микроскоп икки оптик асбоб-объектив ва окулярдан тузилган. Қисқа фокусли линза объектив ролини ўйнайди. Иккинчи қисқа фокусли линза окуляр ролини ўйнайди. Микроскопни катталаштириш шундай ифодаланади:

$$N = 25 \frac{\Delta}{f_1 f_{c2}}$$

Бу ерда Δ – объективдан тасвиргача бўлган масофа.

f_1 – объектив фокус масофаси

f_2 – окуляр фокус масофаси

25 – энг яхши кўриш масофаси (см).

Ҳозирги вақтда жуда кўп оптик асбоблар ясалган ва улар жуда кўп соҳаларда ишлатилади. Мисол сифатида геодезияда ишлатиладиган оптик асбобларни номларини келтирамиз: нивелир, теодолит, фототеодолит ва бошқалар. Нивелир ёрдамида ер сиртидаги бирор нукта баландлигини бошқа аниқ нукта ёки бошланғич нукта баландлигига ёки денгиз сатҳига нисбатан аниқланади.

ЁРУҒЛИК ОҚИМИ ВА ФОТОМЕТРИК КАТТАЛИКЛАР

Энди ёруғлик оқими тушунчасини кўрамиз. Фотометрияда ёруғлик интенсивлигини кўриш сезги уйғотиш хусусияти билан боғлаб характерлаш учун ёруғлик оқими тушунчаси киритилади. Тўла ёруғлик оқими қуйидагича аниқланади:

$$\Phi = \int_0^{\infty} v(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda$$

Бу ерда: $v(\lambda)$ – кўринувчанлик функцияси

$\varphi(\lambda)$ – таксимот функцияси

Кўринувчанлик функцияси ўлчамсиз катталиқ, шу сабабли ёруғлик оқимини ўлчами энергия оқимини ўлчаш билан бир ҳил бўлади. Демак, ёруғлик оқимини кўриш сезгиси бўйича баҳоланадиган нури энергия оқими тарзида аниқлаш мумкин.

Ёруғлик кучи. Фазовий бурчак бирлигига тўғри келган ёруғлик оқими катталиги ёруғлик кучи дейилади. Уни J харфи билан белгиланади. Агар Φ оқим манбадан барча йўналишлар бўйича бир текис юборилаётган бўлса, у ҳолда

$$J = \frac{\Phi}{4\pi}$$

Бундан тула ёруғлик оқими учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\Phi = 4\pi J$$

Халқаро СИ бирликлар ситемасида ёруғлик кучини бирлиги бир кандела деб аталади. Ёруғлик оқимининг бирлиги 1 люмен бўлиб, у 1 кандела ёруғлик кучига эга бўлган манбанинг 1 стерadian базавий бурчак ичига юбориладиган ёруғлик оқимига тенг бўлади.

Ёритилганлик. Ёритилганлик E деб, жисмининг бурчак юзига тушувчи ёруғлик оқимига айтилади. Масалан, σ юзани ёритилганлига қуйидагига тенг.

$$E = \frac{d\Phi}{\sigma} = \frac{J d\Omega}{\sigma} = \frac{J \cos \alpha}{R^2}$$

Бу ерда: J – ёруғлик кучи

R – манбадан жисмгача бўлган масофа

Ёритилганлик бирлиги 1 люкс. $1 \text{ люкс} = 1 \text{ лм} / 1 \text{ м}^2$

Ёритувчанлик. Ёритувчанлик S деб жисмининг бирлик сиртидан барча йўналишлари бўйича ташқарига юбориётган тўла ёруғлик оқимига айтилади.

$$S = \frac{\Phi}{\sigma}$$

Ёритувчанлик ҳам $1 \text{ лм} / 1 \text{ м}^2$ ҳисобида ўлчанади.

Равшанлик. Маълум ўлчамга эга бўлган ёруғлик манбалари учун равшанлик тушунчаси киритилади. Равшанлик бирор йўналиш учун кўрилади. Шу сабабли уни B_φ белгиланади. Маълум бир йўналишдаги равшанлик деб қўпинча сирт бирлигининг уша йўналишида бирлик фазовий бурчак ичига юбораётган оқимига айтилади. Равшанлик бирлиги деб:

$$1 = \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$$

ЁРУҒЛИК ДИСПЕРСИЯСИ

Ёруғлик дисперсияси деб модданинг синдириш кўрсаткичини ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлигидан юз берадиган ҳодисаларга айтилади. Ёруғликни дисперсиясини математик равишда шундай ёзиш мумкин:

$$n = f(\lambda)$$

Ёруғлик дисперсиясини биринчи марта 1672 йилда инглиз олими И. Ньютон кузатган. У шиша призмадан оқ ёруғлик ўтганда рангли спектр ҳосил бўлишини аниқлаган. Ёруғлик дисперсиясини синдириш кўрсаткичини аниқлайдиган ҳар қандай усул билан кузатиш мумкин. Масалан, призмалардан ёруғлик ўтганда, тўла ички қайтиш ҳодисаси рўй берганда, интерференцион асбоблар ёрдамида.

Умумий ҳолда, ёруғлик дисперсияси рўй берганда тўлқин узунлигини камайиши билан синдириш кўрсаткичи орта боради. Бунга нормал дисперсия дейилади. Лекин шундай ҳоллар ҳам кузатиладики, бунда тўлқин узунлигини камайиши билан синдириш кўрсаткичи ҳам камаяди. Бундай дисперсияга аномал дисперсия дейилади. Одатда аномал дисперсия ёруғликни ютилиш соҳасида кузатилади.

Дисперсия сабабли оқ ёруғлик синдирувчи муҳитдан ўтганда турли тўлқин узунликли монохроматик нурларга ажралади. Агарда бу ҳодисани экранда кузатсак, турли рангдаги йўллар – яъни дисперсия спектрини ёки оптик спектрни кўрамиз. Одатда оптик спектрлар махсус асбоблар – спектрометр ва спектографларда ҳосил қилинади. Спектрларнинг ташқи кўриниши ёруғлик манбаининг хоссаларига боғлиқ бўлади.

Оптик спектрлар 3 турга бўлинади:

1. Туташ спектрлар.
2. Чизиқли спектрлар.
3. Йўл – йўл спектрлар.

Ёруғликни манбаи чўғланган қаттиқ ва суюқ жисмлар, сиқилган газларда иборат бўлса, кузатиладиган спектр туташ спектрдан иборат бўлади. Чизиқли спектрларни уйғонган алоҳида атомлар, йўл – йўл спектрларни уйғонган алоҳида молекулалар чиқаради. Оптик спектрлар ёрдамида моддаларни анализ қилиш, атом ва молекулалар тузилишини ўрганиш, ва бошқа кўп илмий ишлар қилиш мумкин. Бу соҳа спектрал анализ дейилади. Ҳозирги вақтда ёруғлик дисперсиясини квант механикаси асосида тушунтирилади.

ЁРУҒЛИКНИНГ КВАНТ НАЗАРИЯСИ. ФОТОНЛАР

Ҳозирги вақтда кўп оптик ҳодисаларни фақат ёруғликни квант назарияси асосида тушунтириш мумкин. Масалан, абсолют қора жисмнинг нурланиши, фотоэффект, Комптон эффект ва бошқалар. Ёруғликни квант назариясини яратишда А.Эйнштейннинг “ёруғлик квантлари” мавжуд деган ғояси роль ўйнади, шунга кўра ёруғликни элементар заррачалар – фотонлар оқимидан иборат деб қаралди. Эйнштейннинг гипотезаси қатор тажрибаларда тасдиқланди. Ёруғлик зарралари – фотонларнинг мавжудлиги тажрибаларда тасдиқлангандан сўнг, ёруғликни фотон назарияси ёки квант назарияси вужудга келди. Бу назария оптика тарихида бўлган

корпускуляр назарияни эслатади. Бу ёруғликнинг квант назариясига кўра битта фотон куйидаги энергияга эга бўлади:

$$W = h\nu$$

Бунда h — Планк доимийси

ν — ёруғлик частотаси

Фотон массаси учун шундай формула мавжуд:

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2}$$

Бу ерда c — ёруғлик тезлиги.

Бу формула ҳаракатдаги фотон массаси учун ўринли. Демак фотон тинчликдаги массага эга эмас. Фотон ютилган унинг массаси ва энергияси модданинг зарраларига берилади. Фотон импульси куйидагига тенг:

$$P_{\phi} = \frac{h\nu}{c}$$

Фотон заряди $e = 0$ магнит моменти $\mu_+ = 0$. Фотоннинг вакуумдаги тезлиги $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{с}}$. Демак, ёруғликга ҳам тўлқин, ҳам заррача сифатида қараш мумкин. Оптикада бунини дуализм дейилади.

ЛАЗЕРЛАР ҲАҚИДА

Моддадан ёруғлик ўтганда у ютилади ва сочилади. Бу ҳодисалар оптикада жуда яхши ўрганилган. Ҳозир бу жараёнларга тесқари бўлган ҳодиса, яъни моддада ёруғлик ўтганида унинг кучайиши ҳам рўй бериши аниқланди. Бундай асбоблар лазерлар деб аталади. Бундай жараённи амалга ошириш мумкинлигини биринчи марта 1915 йилда Эйнштейн айтган. А. Эйнштейн (ўз - ўзидан) спонтан нурланиш билан бирга индукцияланган ёки мажбурий нурланишни бўлиши мумкинлиги ҳақида башорат қилган. Лазерда ёруғликнинг кучайиши моддадан ўтаётган ёруғлик томонидан индукцияланган нурланиш таъсирида юз беради. Оптик лазерлар биринчи марта 1960 йилда қурилган. Ҳозирги вақтда лазерлар жуда кенг частоталар соҳасида (кўзга кўринадиган соҳалардан миллиметр тўлқинларгача) ишлаб чиқилган. Лазерларда актив муҳит сифатида юзлаб моддалар (газлар — гелий ва неон аралашмаси, қаттиқ жисмлар — ёқут ва ҳ.к.) қўлланилади. Агарда лазерда ишчи модда сифатида ёқут (рубин) ишлатилса, у импульс режимда ишлайди ва қисқа вақтда катта қувват беради. Масалан, 10^{-8} секундда 10 Бундай импульсларда энергия оқимининг зичлиги 1 см^2 да 10^9 ватт бўлади. Бундай лазерлар билан ўта қаттиқ металлларни, олмосларни тешиш мумкин. Ҳозир лазерлар жуда кўп соҳаларда, масалан, илмий ишларда, медицинада, алоқа хизматида, қурилиш ва ҳарбий соҳаларда ишлатилади.

АТОМ ФИЗИКАСИ

АТОМ ТУЗИЛИШИ. РЕЗЕРФОРД ТАЖРИБАЛАРИ

Атомдаги заряд ва масса тақсимотини инглиз олими Э. Резерфорд текширишга муваффақ бўлди. Бунинг учун у оғир элементларнинг, хусусан олтин, мис ва бошқа модда атомларини α – заррачалари билан бомбардимон қилди.

Тажрибанинг кўрсатишича α – заррачалар юпқа пластинкадан бемалол ўтган, баъзилари эса маълум бурчакка оғиб ўтган. Лекин камдан кам заррачалар 90° дан катта бурчакка, ҳатто 180° га ҳам оғганлиги аниқланган.

Резерфорд турли бурчак остида сочилган α – заррачаларини санаб, *атом ядроси ҳақидаги гоёни* илгари сурди. Бу гоёга биноан, *атомнинг массаси ва заряди атомнинг марказида жойлашган жуда кичик ўлчамли ядрода мужассамлашган.*

Резерфорд ҳисоблашича, ядронинг ўлчами (диаметри) $10^{-12} - 10^{-13}$ см тартибда экан.

АТОМНИНГ ПЛАНЕТАР МОДЕЛИ ВА УНИНГ КАМЧИЛИГИ

1911 йилда Резерфорд кўпгина тажриба натижаларини таҳлил қилиб, атомнинг планетар моделини яратди. Бу моделга мувофиқ атомнинг марказида бутун массаси йиғилган мусбат зарядли ядро жойлашган бўлиб, унинг атрофида электронлар худди Қуёш планеталари каби аниқ орбиталар бўйлаб ҳаракатланади.

Резерфорднинг атом планетар модели атомнинг барқарорлигини ва унинг атоми чизиқли спектр нурланиш қонуниятини тушунтиришга ожизлик қилди. Бундай атом нурланиши билан атомнинг планетар тузилиши ўртасидаги зиддиятдан иборат муаммони биринчи бўлиб даниялик буюк физик Нильс Бор ечишга муваффақ бўлди.

БОР ПОСТУЛАТЛАРИ

Нильс Бор 1913 йилда атомнинг барқарорлигига ва ютиш ҳамда чиқариш спектрал чизиқларининг мавжудлигига асосланиб, ядро атрофида электроннинг динамик ҳаракатини *дискрет стационар* ҳолатда юз беради деб фараз қилди. Бор атомнинг квантлар тузилишининг квантлар назарияси асосига ўзининг учта постулатларини киритди.

Борнинг биринчи (стационар ҳолат) постулати: *Электронлар атом ядроси атрофида, фақат мумкин бўлган муайян E_n энергияли стационар ҳолатларидан бирига мос келган орбиталар бўйлаб ҳаракатланиши мумкин.*

Борнинг иккинчи (орбитани квантлаш) постулати: *электрон стационар оорбитада ҳаракатланаётганда импульс моменти $m_0 v_n r_n$ қиррали $\frac{h}{2\pi}$ га тенг бўлиб квантланган бўлади, яъни:*

$$m_0 v_n r_n = n \frac{h}{2\pi}$$

Бунда n – орбита тартиб номерини ифодалайди, m_0 – электрон массаси, v_n – унинг тезлиги, r_n – орбитанинг радиуси.

Шундай қилиб, Бор классик физика қонунларини атомга тадбиқ қишни рад этмади, фақат уларга чекланишлар киритди. Бу чекланишлар орбитани квантлаш ва атомнинг барқарорлигидан иборатдир.

Борнинг учинчи (частота қоида) постулати: электрон бир стационар орбитадан бошқасига ўтганда, атом ўзидан ёруғлик кванти – фотоннинг энергияси $h\nu_{mn}$ ни чиқаради ва ютади.

Бор постулатидан атом бир стационар ҳолатдан бошқасига ўтишда чиқараётган ёки ютаётган ёруғлик квантининг $h\nu_{mn}$ энергияси, атомнинг бу икки ҳолатдаги энергияларининг фарқига тенгдир:

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n$$

ВОДОРОД АТОМИ УЧУН БОР НАЗАРИЯСИ

Бор постулатларини энг содда атом бўлган водород атомга қўллаш муҳим натижалар беради. Водород атомидаги ядро (протон) ва электрон ўзаро таъсир кучи билан боғлиқ бўлган потенциал энергияси E_n ва электроннинг орбитал ҳаракатдаги кинетик энергияси E_k данташқил топган тўлиқ энергияси E қуйидагига тенг экан:

$$E = E_n + E_k = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} \quad (1)$$

Бунда e – электрон заряди, r_n – электрон n – орбитасининг радиуси, ϵ_0 – электр доимийси, “–” таъсирлашаётган зарядлар ишораси карама – қаршилигидан келиб чиқади. Борнинг биринчи постулатига кўра, водород атоми энергияси ихтиёрий қийматга эга бўлмай, балки бир неча стационар ҳолатга тегишли бўлган дискрет қийматларга эга бўлар экан. Демак, атомнинг радиуси ҳам маълум дискрет қийматларга эга бўлади. Борнинг квантлаш қоидаига асосан орбиталарнинг мумкин бўлган радиуслари қуйидаги формуладан аниқланади:

$$r_n = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} = n^2 \frac{4\pi\epsilon_0 h^2}{m_e e^2} \quad (2)$$

Бунда $n = 1, 2, 3, \dots$ қийматларни олади, унга бош квант сон дейилади. $n = \frac{h}{2\pi} = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$ ҳам Планк доимийси дейилади, e – элементар заряд, m_e – электроннинг массаси. (2) формула Бор орбиталари деб аталувчи, стационар орбиталарнинг радиусларини ҳисоблашга имкон беради. (2) формула асосида $n = 1$ га мос келувчи энг кичик орбитанинг r_1 радиуси қуйидагига тенглиги келиб чиқади:

$$r_1 = 1 \cdot \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ м}$$

Бу қиймат тажриба йўли билан топилган натижага мос келади.

(2) формуладан орбита радиуси r_n нинг ифодасини (1) га қўйилса, электроннинг n – стационар ҳолатдаги энергияси келиб чиқади:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

Бу ифодадан атомдаги электроннинг тўлиқ энергияси дискрет эканлиги ва квант сони деб аталувчи n сонга боғлиқлигини кўриш мумкин.

Стационар орбитада бўлган электроннинг тилиқ энергия катталигига атомнинг энергетик сатхи дейилади.

Бироқ даврий системада водород атомидан кейинги ўринда турган кўп электронли атомлар учун Бор постулатлари ёрдамида миқдорий назария яратиб бўлмаслиги маълум бўлди. Ундан ташқари бу назария атом чиқараётган спектрнинг интенсивлиги тушунтирибберишда ожизлик қилди. Бинобарин, Бор назариясининг максимал эмаслиги ва унда ички зиддиятларнинг мавжудлигидир. Бунга сабаб Бор назарияси ярим классик, ярим квант назариясидан иборат эканлигидир.

АТОМ ЯДРО ФИЗИКАСИ

РАДИОАКТИВЛИКНИНГ КАШФ ЭТИЛИШИ

1896 йилда франсуз олими А. Беккерель уран тузларидан бири табиати номаълум бўлган нурланиш манбаи эканлигини фотопластинкалар ёрдамида аниқлади.

Ташқи омиллар (температура, босим ва бошқа)нинг таъсирисиз уран атомлари ўз – ўзидан нурланар экан. Уларнинг бундай нурланишига *радиоактив нурланиш* дейилиб, ҳодисага эса *радиоактивлик* дейилади.

Инглиз олими Э. Резерфорд тажриба асосида радиоактив нурнинг таркиби уч хил эканлигини аниқлади.

Альфа – нурлар. α – нурлар электр ва магнит майдонларда мусбат зарядланган заррачалар сингари оғиши аниқланди. Бу нурлар α – заррачалар деб аталадиган, гелий (${}^4_2\text{He}$) атоми ядролари оқимидан иборат бўлиб, радиоактив элементар ядроларидан 1400 м/с дан 20000 м/с гача тезликда учиб чиқади.

Бета – нурлар. β – нурлар электр ва магнит майдонларида манфий зарядланган заррачалар сингари оғиши маълум бўлди. Улар тез ҳаракатланувчи электронлар оқимидан иборат бўлиб, β – заррачалар деб аталади.

Гамма – нурлар. γ – нурлар тўлқин узунлиги жуда қисқа 10^{-10}м дан 10^{-13}м гача электромагнит тўлқинлар, яъни фотонлар оқимидан иборат. Уларнинг энергияси 1МэВ ва ундан ортиқ.

НЕЙТРОННИНГ КАШФ ЭТИЛИШИ. ЯДРОНИНГ ТУЗИЛИШИ

Д. Чедвик бериллий нурлари массаси протон массасига яқин нейтрал заррачалар оқимидан иборат деган фаразни ўртага ташлаган эди. Кейинги текширишларда Чедвик фикри тасдиқланди. Шундай қилиб янги заррача – *нейтрон* кашф қилинди. Нейтроннинг тинчликдаги массаси протоннинг массасидан биров каттароқдир.

Нейтронни кашф қилиниши, совет олими Д. Д. Иваненко ва немис олими В. Гайзенберглар *ядронинг протон – нейтронли моделини* яратишларига сабаб бўлди. Бу моделга кўра ядролар икки нав элементар заррачалардан: бири бирлик мусбат зарядли протон ва нейтрал заррача – *нейтронлардан* ташкил топган

Ядронинг протон – нейтронли назарияси ҳозирги вақтда бутун дунёда тан олинган ягона назария бўлиб қолди.

Протон мусбат зарядга эга бўлиб, унинг заряди электроннинг зарядига, яъни элементар заряд $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Клга тенг ва тинч ҳолатдаги масса $m_p = 1.6724 \cdot 10^{-27}$ кг, нейтроннинг тинчликдаги массаси эса $m_n = 1.6748 \cdot 10^{-27}$ кг га тенг. Протонни P харфи билан, нейтронни n харфи билан белгилаш қабул қилинган. Ядро заррачалари – протон ва нейтронлар нуклонлар деб аталади.

Ядродаги протонлар сони ҳар бир атом учун муайян ва атом қобиғидаги электронлар сонига тенг, чунки атом нейтралдир. Атом ядросидаги протонлар сони элементнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номери Z га тенг. Ядродаги Z протонлар ва N нейтронлар йиғиндиси $A = Z + N$ га масса сони дейилиб, у ядрода заррачалар – нуклонлар сонини ифодалайди. Агар бирор элемент атомининг ядросини X билан белгилаб, унинг пастки чап томонига протон сони Z ни, юқори томонига эса ядродаги нуклонлар сони A кўйилса, у вақтда бирор элемент атом ядроси A_ZX симболи кўринишида белгиланади.

РАДИОАКТИВЛИК ЕМИРИЛИШИНING СИЛЖИШ ҚОИДАЛАРИ

Радиоактив нурунишда элемент атомининг ядросидан α – заррача, яъни гелий атомининг ядроси ${}^4_2\text{He}$ электрон $(-1e)$ учиб чиққанлиги учун ядро таркиби ўзгара бориб, бошқа элементга айлана боради. Шундай қилиб, вақт ўтиши билан радиоактив модда атомлари камая боради, бинобарин, радиоактив модда емирила боради. Бир хил химиявий элемент атомининг бошқа элемент атомига айланиши учун атом ядросининг заряди ўзгариши керак.

α – силжиш қондаси. α емирилишда элемент атомининг ядросидан гелий атомининг ядроси ${}^4_2\text{He}$ учиб чиқиши сабабли ядронинг Z заряди 2 бирликка ва масса сони A эса 4 бирликка камайиб, элемент даврий системанинг иккита олдинги катагига силжийди, яъни



Бунда A_ZX – бошланғич ядронинг, ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ – эса ${}^4_2\text{He}$ емирилишидан кейинги ҳосил бўлган ядронинг химиявий символик белгиси.

Масалан,



β – силжиш қондаси. β – емирилишда ядродан электрон (${}_{-1}^0e$) учиб чиққанлиги сабабли, ядронинг Z заряди бир бирликка ортиб, масса сони A эса ўзгармай қолади ва элемент даврий системанинг кейинги катагига силжийди, яъни:



Масалан,



Бу ерда символ электронни билдиради, у β – символик кўринишда ҳам ифодаланади. ${}_{-1}^0e$ символнинг юқоридаги “0” индекс электроннинг массаси атом масса бирлигиганисбатан назарга олмаслик даражада кичик эканини билдиради.

γ – нурланишга келганда, у одатда α ва β – нурланиш бўлганидан кейин ҳосил бўлади. Атом ядроси α ёки β – заррачалар чиқаргандан сўнг кўпинча уйғотилган ҳолатда бўлади, яъни ортиқ энергияга эга бўлади ва пастроқ энергетик сатҳ – нормал ҳолатга ўтаётганда γ – квант чиқаради.

РАДИОАКТИВ ЕМИРИЛИШ ҚОНУНИ. ЯРИМ ЕМИРИЛИШ ДАВРИ

Радиоактив емирилиши элементлар атоми ядроларининг ачта секин камайишига олиб келади. Агар бошланғич $t = 0$ моментда мавжуд бўлган атом сони N_0 га тенг бўлса, t вақт ўтгандан кейин ядролар сони N куйидаги формуладан аниқланади:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 2^{-\frac{t}{T}} \quad (3)$$

Бу формула радиоактив емирилиш қонунининг математик ифодаси дейилади. Бунда λ – радиоактив емирилиш доимийси дейилади. Кўпинча λ ўрнига ярим емирилиш даври ($T_{1/2}$) деб аталадиган катталиқдан фойдаланилади. $T_{1/2}$ ва λ лар орасида куйидаги боғланиш мавжуддир:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (4)$$

Радиоактив изотопнинг ярим емирилиш даври ($T_{1/2}$) деб, бошланғич мавжуд радиоактив ядроларнинг ярим емирилиши учун кетган вақтга айтилади.

Радиоактив атомлар ўртача яшаш вақти (τ) билан характерланади. Радиоактив атомларнинг ўртача яшаш вақти радиоактив емирилиш доимийси λ нинг тескари ифодасига тенг:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{0.693}$$

ЯДРО КУЧЛАРИ

Атом ядросининг ўз барқарорлиги ядро ичида тортишиш характериға эга бўлган кудратли ядро кучлари билан тушунтирилади. Ядро кучларининг хусусиятлари тажрибада яхши ўрганилган бўлиб, улар куйидагилардан иборат:

- 1) Нуклонлар орасидаги масофа $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$ м оралиғида ядро кучлари мавжуд бўлиб, $r > 3 \cdot 10^{-15}$ бўлганда амалда ядро кучлари нолга тенг бўлади.
- 2) Ядро кучлари таъсир ядросининг кичик бўлиши, нуклонлар фақат қўшни нуклонлар билан ўзаро таъсирлаша олишини билдиради.
- 3) Ядродаги нуклонлар ўзаро жуда яқин жойлашганлиги учун, енгил ва оғир ядро моддасининг зичлиги деярлибир хил бўлиб, $\rho = 10^{17}$ кг/м³ га тенг.
- 4) Ядро кучлари квант характериға эға бўлиб, нуклонлар ўзаро π – мезонлар деб аталувчи учинчи зарралар билан боғланган.бу заррачаларни нуклонлар доим алмаштириб туради.

АТОМ ЯДРОЛАРИНИНГ МАССА ДЕФЕКТИ. ЯДРОНИНГ БОҒЛАНИШ ЭНЕРГИЯСИ

Ядрони ташкил қилган нуклонларни бутунлай ажратиш учун зарур бўлган энергияға *ядронинг боғланиш энергияси* дейилади. Ядронинг боғланиш энергияси канча катта бўлса, ядро шунча барқарор бўлади.

Агар протонлар ва нейтронлар бирикиб ядро ҳосил қилса, уларнинг ўзаро боғланишиға эквивалент бўлган энергия ажралади. Бинобарин, Эйнштейннинг махсус нисбийлик назариясига биноан атом ядросининг массаси уни ҳосил қилган эркин протонлар ва нейтронлар массаларининг йиғиндисидан кичикроқ бўлиши керак, яъни:

$$M_s < (Zm_p + Nm_n) \quad (6)$$

Бунда Z – протонлар сони, N – нейтронлар сони, m_p – протон массаси, m_n – нейтрон массаси.

(6) дан массалар айирмаси:

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - M_s \quad (6a)$$

Бу Δm катталиққа *ядро массаси дефекти* (массанинг етишмаслиги) деб аталади. Бу ядронинг масса дефекти Δm га мос келган W_δ боғланиш энергияси Эйнштейн тенгламаси билан аниқланади.

$$W_\delta = \Delta mc^2 = [(Zm_p + Nm_n) - M_s]c^2 \quad (7)$$

Бундаги нейтронлар сони $N = A - Z$ бўлгани учун (7) ни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W_\delta = [(Zm_p + (A - Z)m_n) - M_s]c^2 \quad (7a)$$

Бунда A ядронинг масса сони, яъни ядродаги нуклонлар сони. Атом ядросининг W_δ боғланиш энергияси нуклонлар сони A га пропорционал равишда оша бориб, ядронинг барқарорлигини характерлаб бера олмайди. Ядронинг битта нуклонига мос келган боғланиш энергиясига *ядронинг солиштирма боғланиш энергияси* дейилиб, у қуйидагига тенг:

$$\varepsilon = \frac{W_\delta}{A} \quad (8)$$

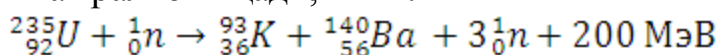
ЯДРОНИНГ БЎЛИНИШИ. ЗАНЖИР РЕАКЦИЯ

Радио реакцияларини ўрганиш ва шу мақсадда ўтказилган жуда кўп тажрибалар фан учун ғоят қимматли натижалар берди. Шулардан бири, оғир атом ядроларини, масалан уран $^{235}_{92}\text{U}$ ядросини нейтронлар билан бомбардимон қилганда, нейтронларнинг ютилиши, нейтронларнинг учиб чиқиши билан янги ядроларнинг ҳосил бўлиш реакциялари катта аҳамиятга эга.

Даниялик физиклар Л. Майер ва О. Фриш бу янги элемент ядроларининг ҳосил бўлишини уран ядроларининг тахминан тенг икки қисмга бўлиниши деб тушундилар. Бу ҳодисани ядронинг бўлиниши деб, ҳосил бўлган ядрони эса *бўлиниш парчалари* деб атадилар. Ядро бўлиниши реакциясининг бўлиш эҳтимоллиги нейтронларнинг энергиясига боғлиқдир.

Нейтронларнинг энергияси ($0 \div 10$) МэВ ораликда ётади, уларнинг кўпчилиги ($1 - 2$) МэВ энергияга эга бўлади. Энергияси 1,5 МэВ дан катта бўлган нейтронларга *тез нейтронлар*, энергияси 1,5 МэВ дан кичик бўлган нейтронларга *секин нейтронлар* ва энергияси 0,025 МэВ бўлган нейтронларга эса *иссиқлик нейтронлари* дейилади.

Мисол учун уран ядросининг бўлиш реакциясини кўриб чиқайлик. Уран $^{235}_{92}\text{U}$ ядроси секин нейтрон билан бомбардимон қилинганда, ядродан учта нейтрон чиқиб, криптон $^{93}_{36}\text{K}$ ва барий $^{140}_{56}\text{Ba}$ изотопларининг ядролари ҳосил бўлади ва 200 МэВ энергия ажралиб чиқади, яъни:



Текширишлардан маълум бўлдики, уран $^{235}_{92}\text{U}$ изотопи фақат секин нейтрон билан бўлиниши, оғирроқ изотопи $^{238}_{92}\text{U}$ эса нейтронни ютиб қолишини ва бўлинмаслиги аниқланди.

$^{238}_{92}\text{U}$ ядролари ҳам бўлинар экан, бунинг учун нейтроннинг энергияси 1,5 МэВ дан катта бўлган, тез нейтронлар керак экан.

Ядронинг бўлиниш реакциясида икки ёки уч нейтрон учиб чиққан хол муҳим аҳамиятга эга, чунки бу нейтронлар уран массасида ўз – ўзидан давом этадиган реакцияни амалга оширишга имконият яратиб беради. Ҳақиқатан ҳам, уран $^{235}_{92}\text{U}$ ядросининг бўлинишидан ажралиб чиққан 2 – 3 та нейтронларнинг ҳар бири ураннинг ядросини парчалайди, бунда ҳар бир парчаланишдан яна 2 – 3 нейтрон ажралиб чиқади, бу нейтронлар ҳам ядронинг бўлинишига ва янги нейтронлар ажралиб чиқишига сабабчи бўлади. Шу тариқа бўлинаётган ядролар ва бунинг натижасида вужудга келган нейтронлар сони геометрик прогрессия бўйича ўса боради. Бинобарин, ядроларнинг ўз – ўзидан ривожлантирувчи бўлиниш реакциясига *занжир реакция* дейилади.

Ядронинг занжир реакциясида актив иштирок қилувчи нейтронлар сонини камайтирувчи реал сабаблар ҳам мавжуддир.

Занжир реакциянинг бориши ёки кучайиши нейтронларнинг кўпайиш коэффициенти K билан характерланади. Бу коэффициент реакциянинг бирорта босқичида ядронинг бўлинишидан ҳосил бўлган нейтронлар сони N_i нинг бундан олдинги босқичдаги нейтронлар сони N_{i-1} га нисбати билан ўлчанади:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}$$

Агар $K < 1$ бўлса, иккиламчи нейтронлар сони бирламчи нейтронлар сонидан камайиб боради, ташки нейтронлар манбаисиз бўлиниш реакцияси тез сўниб қолади.

Агар $K = 1$ бўлса, бўлиниш реакцияси бир хил даражада сақланади. Занжир реакцияни ўз – ўзидан қувватлантирувчи, бундай режимга *критик режим* дейилади. Критик режим ядро реакторида ҳосил қилинади.

Агар $K > 1$ бўлса, занжир реакция бошқариб бўлмайдиган даражада авж олади ва портлаш рўй беради. Портлашда жуда кўп микдода энергия ажралади ва атроф – муҳитнинг температураси ўн миллион градусгача кўтарилади. Атом бомба портлаганда шундай зарнжир реакция содир бўлади.

ЯДРО РЕАКТОРИ

Саноат учун ядро энергиясини олишда бўлиниш занжир реакцияни амалга ошириши ва уни бошқариш зарур.

Ядро реактори (қозони) деб, ядронинг бўлиниш занжир реакцияси бошқариладиган қурилмага айтилади.

Замонавий реакторларда бўлинувчи модда сифатида $^{235}_{92}\text{U}$ изотоп билан бойитилган урандан фойдаланилади. Бўлиниш реакциясидан вужудга келган тез нейтронларни секинлаштириш йўли билан иссиқлик нейтронларига айлантиради. Одатда реактордаги секинлаштиргичлар графит ёки оғир сув (D_2O)дан, баъзан эса оддий сув (H_2O) дан фойдаланилади.

Реакторнинг асосий қисми актив хонасидаги ядро ёқилғисидан бўлиниш занжирли реакцияси бўлиб, бунда энергия ажралади. Нейтронларнинг сочилишини камайитириш учун актив зона нейтрон қайтаргич билан ўралган. Кадмий ёки бор элементидан ясалган бошқарувчи стерженлар ёрдамида реакция бошқарилади. Чунки кадмий ёки бор элементлари нейтронларни интенсив ютиш хусусиятига эга. Атом реакторлари турли туман илмий тадқиқот мақсадларида, шунингдек атом электрон станцияларида энергия манбалари сифатида ишлатилади.

ТЕРМОЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Енгил ядролар қўшилиб битта ядро ҳосил қилиши учун ядролар бир бирига ниҳоятда яқин масофага ($\sim 10^{-15}$ м) келиши керак. Ядроларнинг бундай яқин келишига улар орасидаги итарилиш кучлари—Кулон кучлари тўсқинлик қилади. Бу кучни енгиш учун ядролар тахминан бир неча юз миллион температурага мос келадиган тезлик билан ҳаракатланиши керак. Шунинг учун енгил ядролар синтези (бириктириш) процессига *термо ядро реакцияси* дейилади.

Термо ядро реакциялари натижасида жуда кўп энергия ажралади. Синтез реакциялари натижасида гелий ядроси ^4_2He ни ҳосил қилувчи термо ядро реакцияси энергия ажралиши нуқтаи назаридан диққатга сазовор. Жадвалда енгил элементлар (водород изотоплари – водород ^2_1H дейтерий, ^3_1H третий, ^7_3Li литий, ^9_4Be бериллий ва

$^{15}_7\text{N}$ азот) ядроларнинг ўта юқори температурадаги синтез бирикиш реакцияси ва бу реакцияда ажралган энергия келтирилган

Жадвал

Баъзи термоядро реакциялари

№	Реакция	Ажралган энергия, МэВ
1.	$^1_1\text{H} + ^1_1\text{H} \rightarrow ^2_1\text{H} + ^0_1e + \nu$	2.2
2.	$^1_1\text{H} + ^2_1\text{H} \rightarrow ^3_2\text{He} + \gamma$	5.5
3.	$^2_1\text{H} + ^2_1\text{H} \rightarrow ^3_2\text{He} + n$	3.3
4.	$^2_1\text{H} + ^3_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He} + n$	17.6
5.	$^3_1\text{H} + ^3_1\text{H} \rightarrow ^4_2\text{He} + 2n$	11.3
6.	$^2_1\text{H} + ^3_2\text{He} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^1_1\text{H}$	18.4
7.	$^1_1\text{H} + ^7_3\text{Li} \rightarrow 2^4_2\text{He} + \gamma$	17.3
8.	$^1_1\text{H} + ^9_4\text{Be} \rightarrow 2^4_2\text{He} + n$	0.56
9.	$^1_1\text{H} + ^{11}_5\text{B} \rightarrow 3^4_2\text{He}$	8.7
10.	$^1_1\text{H} + ^{15}_7\text{N} \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^4_2\text{He}$	5.0

Олимлар сунъий равишда термоядро реакциясини амалга ошириш усулини топдилар. Бунинг учун ^2_1H ва ^3_1H аралашмаси ичида атом бомбаси портлатилди. Атом бомба портлаганда температура тахминан ўн миллион градусга етиб, дейтерий ва тритий бирикади, бунда энергия ажралиб чиқиши янада кучлироқ портлаш тарзида намоён бўлади. Бундай қуролга водород бомба деб ном берилди. Шундай қилиб, биринчи термоядро синтези водород қуролининг портлашидан олинди.

Илмий тадқиқот ишларидан маълум бўлдики, қуёш ва юлдузларда 15 – 20 млн. Градус температурада тўла ионлашган, яъни плазма ҳолдаги моддасида термоядро реакцияси содир бўлиши сабабли жуда катта микдорда энергия ажралиб туради. Масалан, Қуёш ҳар секундда $4 \cdot 10^{26}$ Ж га яқин энергия чиқариб туради.

Синтез (бирикиш) реакцияси вақтида ажралиб чиққан энергиядан тинчлик мақсадларида фойдаланиш учун одам томонидан бошқариладиган термоядро реакцияни ҳосил қилиш керак. Бунинг учун, “термоядро ёнилғи” дан иборат плазма ҳолатидаги моддани $\sim 10^8$ К гача қиздириш ва плазмани бирор муддат давомида сақлаб туриш муаммосини ҳал қилиш керак. Ҳозирги кунда махсус қурилмалар ёрдамида концентрацияси $n = 10^{19}$ заррача/м³ ва температураси 2 – 3 млн. бўлган плазма олинган.

ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЧАЛАРИ

Ҳозирги вақтда стабил (барқарор) бўлган ва ўртача яшаш вақти 10^{-17} секунддан кам бўлмаган стабил бўлган 35та элементар заррача мавжуд. Булардан ташқари, ўртача яшаш вақти $10^{-22} \div 10^{-23}$ секунд бўлган *резонанслар* деб аталадиган 100 дан ортиқ зарралар ҳам мавжуд.

Барча элементар зарралар тинч ҳолатдаги массаси, электр заряди, ўртача яшаш вақти ва бошқа баъзи физик катталиклари билан характерланади.

Элементар зарраларни уларнинг тинч ҳолатдаги массаларига кўра 4 синфга ажратиш мумкин:

- 1) Фотонлар ($m_0 = 0$)
- 2) Лептонлар ёки енгил зарралар ($0 < m_0 < m_e$)
- 3) Мезонлар ёки оғирликдаги зарралар ($m_e < m_0 < m_p$)
- 4) Барионлар ёки оғир зарралар ($m_e < m_p < m_d$)

Бу ерда m_e, m_p ва m_d) мос равишда электрон, протон ва дейтрон (оғир водород ядроси)нинг тинч ҳолатдаги массалари. Барионлар ўз навбатида яна нуклонлар ва *гипертонларга* бўлинади.

Қуйидаги жадвалда барча маълум зарралар (резонанслардан ташқари) келтирилган ва уларнинг баъзи характеристикалари берилган, зарраларнинг массаси электроннинг тинч ҳолатдаги массасида, электр заряди элементар зарядларда ифодаланган.

Зарралар номи		Символи		Массас и МэВ	Электр заряди	Яшаш вақти, с	
		заррача	антизар рача				
Лептонлар	Фотон	γ	γ	0	0	стабил	
	Электрон нейтриноси	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	стабил	
	Мюон нейтриноси	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	стабил	
	Тау – лептон нейтриноси	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	стабил	
	Электрон	${}^0_{-1}e$	${}^0_{+1}e$	0.51	± 1	стабил	
	Мюон	μ^-	μ^+	105.66	± 1	$2.2 \cdot 10^{-6}$	
	Тау – лептон	τ^-	τ^+	1782.0	± 1	$3.4 \cdot 10^{-12}$	
Мезонлар	Пи – мезонлар	π^0	π^0	134.96	0	$8.3 \cdot 10^{-17}$	
	Пионлар	π^+	π^-	139.57	± 1	$2.6 \cdot 10^{-8}$	
	Ка – мезонлар	K^+	K^-	493.67	± 1	$8.9 \cdot 10^{-11}$	
	Каонлар	$\bar{K}^0$	$\bar{K}^0$	497.70	0	$5.18 \cdot 10^{-8}$	
Эта – ноль – мезон		η^0	$\bar{\eta}^0$	548.8	0	$7 \cdot 10^{-19}$	
Нуклонлар	Протон нейтрон	p	$\bar{p}$	938.28	1	Стабил 10^3	
		n	$\bar{n}$	939.57	0		
Барионлар	Гиперонлар	Лямбда – гиперон	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	1115.6	0	$2.63 \cdot 10^{-10}$
		Сигма – гиперон	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189.37	1	$8 \cdot 10^{-11}$
			Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192.48	0	$5.8 \cdot 10^{-20}$
			Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197.35	-1	$1.48 \cdot 10^{-10}$
		Кси – перон	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1314.9	0	$2.9 \cdot 10^{-10}$
			Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321.3	-1	$1.64 \cdot 10^{-10}$
		Омега – минус гиперон	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672.2	-1	$8.2 \cdot 10^{-11}$

Элементар зарралардан фақат учтаси электрон, протон ва нейтронлар асосийдир, атомлар ван ниҳоят, бизни ўраб олган бутун олам шу зарралардан ташкил топган.

Ҳозирги вақтда ядро нейтронларидан бирининг протонга айланиши натижасида электронлар сочилиши аниқланган:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \bar{\nu} \quad (1)$$

Бунда яна ${}^0_{-1}e$ ва $\bar{\nu}$ антинейтрино ҳосил бўлади (нейтрино ва антинейтринонинг тинчликдаги массаси $m_\nu = 0$, заряди $q_\nu = 0$).

Иккинчи томондан, атом ядросидаги протон позитрон ва нейтрино чиқариб, нейтронга айланиши мумкин:

$${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e + \nu \quad (1a)$$

Заррача антизаррача билан тўқнашганда бошқа элементар заррачаларга айланишини ҳам экспериментал кашф этилган. Бунда уларнинг иккаласи ҳам аввалги ҳолдаги мавжудлигини йўқотади, бу процесс *жуфтлар аннигиляцияси* деб юритилади.

Масалан, жуфтлар аннигиляциясига протон ва антипротоннинг пиноль – мезонга айланиши қуйидагичадир:

$${}^1_1p + {}^1_{-1}\bar{p} \rightarrow 2\pi^0 \quad (2)$$

Электрон ва позитроннинг фотонларга айланиши

$${}^0_{-1}e + {}^0_{+1}e \rightarrow 2\gamma \quad (3)$$

мисол бўла олади.

Аннигиляцияга тескари процесслар ҳам учрайди, бундай процесслар натижасида зарралар ва уларга мос антизарралар пайдо бўлади. Бу процесс *жуфтларнинг ҳосил бўлиши* деб аталади. Жуфтларнинг ҳосил бўлишига фотоннинг электрон ва позитронга айланиши мисол бўла олади:

$$\gamma \rightarrow {}^0_{-1}e + {}^0_{+1}e \quad (4)$$

Шундай қилиб, бир – бирига айлана олиш элементар зарраларнинг энг характерли белгисидир. Элементар зарралар бўлинмайди, лекин улар бир – бирига айланиш хусусиятига эга.

Фойдаланиладиган асосий дарсликлар ва ўқув қўлланмалар рўйхати
Раҳбарий 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. Metodik kўrsatma. 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.utoronto.ca>. ва [html,http://tical.ua.es](http://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 - "Молекулярная физика на компьютере"
7. [www.cultinfo./fulltext/1/008/077/561/htm](http://www.cultinfo.ru/fulltext/1/008/077/561/htm)
8. www.en/edu.ru. Портал

