

М. ИСМОИЛОВ, П. ҲАБИБУЛЛАЕВ, М. ХАЛИУЛИН

ФИЗИКА КУРСИ

МЕХАНИКА, ЭЛЕКТР, ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

*Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим
вазирлиги техника ва педагогика олий ўқув юртлари
талабалари учун ўқув қўлланма сифатида тавсия этган*

ТОШКЕНТ
«ЎЗБЕКИСТОН»
2000

22.3
И 81

Такризчилар:
Педагогика фанлари доктори, профессор
Б. М. Мирзааҳмедов,
ЎзФА мухбир аъзоси, физика-математика фанлари
доктори **А. Т. Мамалалимов,**
физика-математика фанлари доктори, профессор
М. А. Тоиров

Муҳаррирлар:
М. САЪДУЛЛАЕВ, Ю. МУЗАФФАРХЎЖАЕВ

ISBN 5-640-01230-0

И 1604000000-146 2000
М351(04)99

© «ЎЗБЕКИСТОН» нашриёти, 2000 й.

СЎЗ БОШИ

Мазкур дарслик ҳозирги кунда мавжуд бўлган, эски дастур асосида ёзилган ва нашр қилинган физика дарсликларидан фарқли ўлароқ, Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан тасдиқланган янги ўқув дастури асосида ёзилган бўлиб, унда муаллифларнинг олийгоҳларда узоқ йиллар ўқиган маърузалари ҳамда тўплаган тажрибаларидан кенг фойдаланилган.

Қўлланмада физика курсининг механика, электр ва электромагнетизм бўлимларига тегишли материаллар халқаро бирликлар системаси (СИ) да баён қилинган.

Ушбу китобнинг мақсади талабаларни физиканинг асосий гоя ва усуллари билан таништириб, физика қонун-қоидаларидан онгли равишда фойдаланишга ҳамда келгусида физикага асосланган фанларни яхши ўзлаштиришга қаратилган. Талабалар ўзлаштирган билимларини текшириш учун ҳар бир бобнинг охирида такрорлаш саволлари келтирилган.

Ўқув қўлланма алоқа техника билим юртларининг муҳандис-техник ихтисоси бўйича ўқувчи талабаларга мўлжалланган ягона қўлланмадир. Ундан педагогика олийгоҳлари талабалари ва физика ўқитувчилари ҳам фойдаланишлари мумкин.

Муаллифлар китоб қўлёзмасини янада мукаммаллаштириш мақсадида фойдали маслаҳатлари учун физика-математика фанлари доктори, профессор Б. Мирзааҳмедовга ва ЎзФА академиги Р. Бекжоновга чуқур миннатдорчилик билдирадилар. Шунингдек, дарслик сифатини яхшилашга қаратилган барча танқидий фикр-мулоҳазаларни миннатдорчилик билан қабул қиладилар.

КИРИШ

Физика (юнонча physis—табиат)—табиат ҳақидаги умумий фандир. Физика ўрганадиган объектлар тарихий ривожланиш жараёнининг турли даврларида турлича бўлган. Айниқса, ҳозирги замон физикаси мураккаб ва кўп тармоқли фан бўлиб, у материя тузилишини, ҳаракатининг турли шаклларини, уларнинг бир-бирига айланишини, шунингдек модда ва майлон хоссаларини ўрганади.

Физика фани экспериментал ва назарий физикага бўлинади. Экспериментал физика тажрибалар асосида янги маълумотлар олади ва қабул қилинган қонунларни текширади. Назарий физика табиат қонунларини таърифлайди, ўрганиладиган ҳодисаларни тушунтиради ва юз бериши мумкин бўлган ҳодисаларни олдиндан айтиб беради. Замонавий физика бир-бири билан ўзаро боғлиқ бўлган механика ва акустика, молекуляр физика, электр, магнетизм, оптика, атом ва ядро физикаси каби бўлимларни ўз ичига олади.

Физиканинг ривожланиши ҳамма вақт бошқа табиий фанлар билан чамбарчас боғлиқ бўлиб келган. Унинг ривожланиши биофизика, кимёвий физика, астрофизика, геофизика ва бошқа фанлар яратилишига олиб келди. Электрон микроскоп, рентгеноструктура анализ қурилмаларидан фойдаланиш биология ва кимёда молекула ҳамда ҳужайраларни визуал кузатиш, кристалларнинг тузилиши, мураккаб биологик системаларни ўрганишда қимматбаҳо маълумотларни олишга ёрдам берди.

Ҳозирги кунда Республикамиз Фанлар академияси қошидаги физика-техника илмий тадқиқот институти, Ядро физикаси институти, У. О. Орифов номидаги Электроника

илмий тадқиқот институти, бошқа қатор илмий текшириш институтлари ва олийгоҳларда физиканинг турли муаммоларини ҳал қилишга оид илмий ишлар олиб борилмоқда. Ўзбек олимлари физикага оид дарсликлар, илмий оммабоп асарлар, атамалар луғати ва бошқа адабиётлар яратдилар. Республикамизда физика фанини ривожлантиришда У. О. Орифов, С. А. Азимов, С. У. Умаров, Ф. Е. Умаров, М. С. Саидов, М. М. Мўминов, Р. Х. Маллин, А. Қ. Отахўжасв, Р. Б. Бекжонов ва бошқа олимларнинг хизматлари катта.

Физика фанининг тараққиёти билан барабар қадам ташлаётган техника олийгоҳлари талабалари физиканинг асосий қонунларига оид билимларни пухта эгаллашлари шарт. Мазкур қўлланма бунга маълум даражада ҳисса қўшади, деб умид қиламиз.

БИРИНЧИ ҚИСМ

МЕХАНИКА

1-БОБ

МЕХАНИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

1.1. ҲОДИСАЛАРНИНГ ЎЗАРО БОҒЛАНИШИ ВА УЛАРНИНГ МОДЕЛИ

Ўрганилаётган ҳодисалар тўғри моделлаштирилган-
на механиканинг аниқ қонунлари жисм ҳаракатининг
даг икки манзарасини аниқ ифодалаб, тўғри натижага олиб
ҳақ ади. Агар ҳодисаларнинг ҳақиқий манзараси бузиб
кел еллаштирилса, у ҳодисани таҳлил қилувчи математик
мод ҳар қанча мукамал бўлишига қарамадан, чиқарилган
усул дрий хулосалар қўпол хатоликларга олиб келади.
наз: Ҳодисанинг тўғри модели унинг билан бошқа ҳодисалар
идаги барча мавжуд бўлган ички боғланишни узиб
ора майди, ҳодисалар орасидаги муҳим боғланишларни
қўй тиб олади ва шу тариха ҳодисанинг моделини яратиб
ажр ади. Агар ҳодисанинг моделини ишлаб чиқишда
бер салар орасидаги асосий боғланиш потўғри аниқланса,
ҳол хатога йўл қўйилади ва бундай моделга асосланган
қўп ҳазалар яроқсиз бўлиб қолади.
муд масалан, артиллерия снаряди ҳаракатидаги ҳодисалар
араси ҳақидаги масалага мурожаат қилайлик. Артил-
ман я снаряди учаётганда **снаряднинг траекторияси** порох
лар ининг сифати ва миқдорига, тўғрининг тузилишига,
заряднинг ўлчамларига, ҳавонинг қаршилигига, шамол-
сна йўналишига, снаряднинг шаклига, снаряднинг ўз ўқи
нини да айланиш тезлигига ва шу каби кўрсаткичларга
атр ақ бўлади.
боғ: у ҳодисанинг бошланғич элементар моделида снаряд-
ни моддий нукта» деб олинса, снаряд траекторияси
пар боладан иборатлиги келиб чиқади.
нин тар бу ҳодисанинг аниқроқ моделини тузишда ҳаво-
пар қаршилиги ҳисобга олинса, снаряднинг траекторияси
нин боладан фарқли эканлиги келиб чиқади.

Тўп стволда снаряднинг винт чизиғи бўйлаб айланма ҳаракати ҳам назарга олинса, ҳодисанинг аниқроқ модели ҳосил бўлади ва ҳисоблаш мураккаблаша боради.

Янада мураккаб, бироқ анчагина аниқроқ моделга мурожаат қилинганда, снаряднинг бошланғич тезлиги билан порохнинг миқдори ҳамда сифати, стволнинг узунлиги ва бошқа катталиклар орасидаги боғланишлар эътиборга олинади. Бунда механика қонунларидан ташқари бошқа қонушлардан ҳам фойдаланишга тўғри келади.

Шундай қилиб, снаряд учаётганда солир бўладиган ҳодисаларнинг ҳақиқий модели жуда мураккабдир. Бу айтилганлардан қуйидаги хулоса келиб чиқади: ҳодисанинг ҳақиқатга яқин моделини ҳосил қилишнинг бирдан-бир йўли ўрганилаётган моделни кетма-кет мураккаблаштириб боришдан иборат.

Ҳаракатни сабабсиз текширадиган механиканинг бўлимига *кинematика* дейилиб, сабабияти билан текширадиган бўлимига эса *динамика* дейилади. Ҳаракатнинг сабаби маълум бўлса, текшириладиган жисмлар қандай мувозанат ҳолатида бўлишини олдиндан айтиб бериш мумкин. Жисмларнинг мувозанатда бўлишини текширадиган механиканинг бўлимига *статика* дейилади.

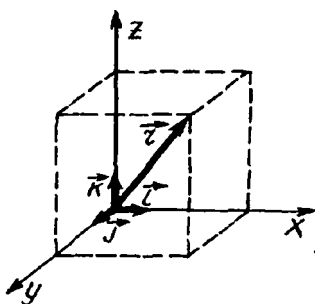
1.2. САНОҚ СИСТЕМАСИ. МОДДИЙ НУҚТА ВА УНИНГ КЎЧИШИ

Вақт ўтиши билан жисмнинг фазодаги вазиятининг бошқа жисмларга нисбатан ўзгариши жисмларнинг механик ҳаракати деб айтилади.

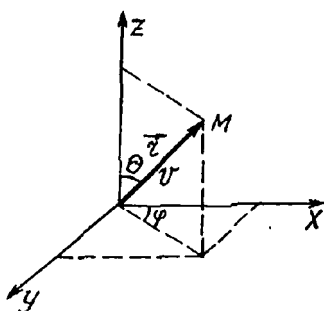
Жисмларнинг ҳаракатини текширишда, унинг вазиятини бошқа жисмларга ёки ҳеч бўлмаганда, шартли равишда кўзгалмас деб қабул қилинган битта жисмнинг вазиятига нисбатан аниқлаш керак.

Жисмларнинг фазодаги вазиятини аниқлашга имкон берадиган кўзгалмас жисм билан боғланган координат системасига *фазовий саноқ системаси* дейилади. Танлаб олинган фазовий саноқ системасидаги ҳар бир нуқтанинг ўрнини учта X, Y, Z *координата* орқали ифодалаш мумкин (1.1-расм). Координата бошидан нуқтагача йўналтирилган кесмага *радиус-вектор* дейилади. Радиус-вектор \vec{r} нинг координаталари X, Y, Z ўқлардаги проекцияларидан иборат, яъни:

$$\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z. \quad (1.1)$$



1.1-расм



1.2-расм

бунда $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — координата ўқлари (X, Y, Z лар) бўйлаб йўналган бирлик векторлар бўлиб, улар координата ортлари дейилади (1.1-расм).

Радиус-вектор \vec{r} нинг модулини r кесма билан, йўналишини эса ν ва φ бурчаклар билан ифодалаш мумкин. Шундай қилиб, жисмнинг вазиятини ифодаловчи \vec{r}, ν, φ ларга *кутб координаталар системаси* дейилади (1.2-расм).

Кутб координаталар системасидан (1.2-расм) декарт координаталар системасига қуйидаги ифодалардан фойдаланиб ўтиш мумкин.

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin \nu \cos \varphi, \\ y &= r \sin \nu \sin \varphi, \\ z &= r \cos \nu. \end{aligned} \right\} \quad (1.2.)$$

Декарт координаталар системасидан кутб координаталар системасига қуйидаги ифодалардан фойдаланиб ўтиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \\ \cos \nu &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \\ \operatorname{tg} \varphi &= y / x. \end{aligned} \right\} \quad (1.3.)$$

Вақт ўтиши билан содир бўладиган ҳаракатни, шунингдек исталган физик ҳодисани ифодалаш учун фазовий санок системаларининг ўзи етарли эмас. Бинобарин,

жисмнинг ҳаракати яна бир физик катталиқ—вақт билан ифодаланади.

Вақтни ўлчайдиган асбоб—соат билан жиҳозланган саноқ системасига *фазо-вақт саноқ системаси* дейилади.

Умумий ҳолда релятивистик, яъни катта тезликли механикада узунлик ҳам, вақт оралиғи ҳам нисбийдир. Классик механикада узунлик ва вақт оралиқлари абсолют катталиқдир.

1.3 ҲАРАКАТНИ КИНЕМАТИК ИФОДАЛАШ. МОДДИЙ НУҚТА

Классик механикада ўрганиладиган энг содда объект моддий нуқта ҳисобланади. *Моддий нуқта деб, текшири-лаётган масофага нисбатан ўлчами жуда кичик бўлган моддий жисмга айтилади.* Табиатда моддий нуқталар мавжуд эмасдир. Моддий нуқта—реал жисмларнинг идеаллашган шаклидир. Шундай қилиб, моддий нуқта нисбий тушунчадир. Масалан, Ернинг Күёш атрофидаги ҳаракатида уни моддий нуқта деб олиш мумкин. Бунда ернинг бугун массаси шу геометрик нуқтада мужассамлашган деб қараш мумкин. Лекин ернинг ўз ўқи атрофидаги айланма ҳаракати уни моддий нуқта деб бўлмайди, чунки бу ҳолда айланма ҳаракат маънога эга бўлмайди.

Агар M моддий нуқтанинг бирор саноқ системасидаги радиус-вектори \vec{r} бўлса, унинг координаталари X , Y , Z вақт t нинг функцияси кўринишида ифодаланади:

$$\vec{r} = \vec{r}(t); \quad x = x(t); \quad y = y(t); \quad z = z(t). \quad (1.3)$$

Ҳар қандай ҳаракатни ўрганиш учун турли саноқ системаларини танлаб олиш мумкин. Шун қайд этиш керакки, турли саноқ системаларида айти бир жисмнинг ҳаракати турлича бўлади, лекин саноқ системаси шароитга қараб танланади. Масалан, жисмларнинг ҳаракатини Ер билан боғланган саноқ системаси ёрдамида ўрганилади. Ернинг суғий йўлдошлари, космик кемаларнинг ҳаракати эса күёш билан боғлиқ бўлган гелио саноқ системасида текширилади.

1.4. НУҚТАНИНГ КЎЧИШИ. ВЕКТОРЛАР ВА СКАЛЯР КАТТАЛИКЛАР

Моддий нуқтанинг ҳаракат давомида қолдирган изига *траектория* дейилади. Траекториясининг шаклига қараб, ҳаракат *тўғри чизиқли, айланма, эгри чизиқли* ва ҳоказо



1.3-расм

ҳаракатларга бўлинади. Моддий нуқтанинг ҳаракат траекторияси номатълум бўлган ҳолларда, унинг бошланғич тезлиги ва ўтадиган йўлнинг узунлиги маълум бўлса ҳам бу йўлнинг охириги вазиятини, яъни координатасини аниқлаб бўлмайди. Бу ҳолда моддий нуқтанинг вазияти **кўчиш** деб аталадиган r катталиқ билан ифодаланади.

Фараз қилайлик моддий нуқта бирор траектория бўйлаб 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчган бўлсин (1.3-расм). Траектория бўйлаб 1 нуқтадан 2 нуқтагача бўлган масофа S ўтилган йўлдан иборат скаляр катталиқдир. 1 нуқтадан 2 нуқтагача ўтказилган тўғри чизиқли кесма r_{12} (1.3.-расм) кўчиш-вектор катталиқдир.

Моддий нуқтанинг бошланғич вазияти билан кейинги вазиятини туташтирувчи йўналишли кесмага нуқтанинг кўчиши дейилади. Кўчишга ўхшаш катталиқлар, яъни ҳам миқдори, ҳам йўналиши билан тавсифланувчи катталиқларга **вектор катталиқлар** дейилади. Тезлик, тезланиш, куч, импульс ва шу кабилар вектор катталиқлар ҳисобланади. Векторлар босмада йўгон ҳарф билан (масалан, \vec{r}_{12}) белгиланади. Ёзувда эса векторлар устига стрелка қўйилган ҳарфлар билан (масалан, r_{12}) белгиланади. Оддий шрифт билан ёзилган айнан r_{12} шу ҳарф векторининг модули (катталиги ёки қиймати)ни ифодалайди. Модулни ифодалаш учун иккита вертикал чизиқ орасига олинган вектор симболидан фойдаланилади, яъни: $|\vec{r}_{12}| = r_{12}$.

Векторнинг модули r_{12} скаляр катталиқ бўлиб, у ҳар доим мусбат бўлади. Чизмаларда векторлар стрелкали тўғри чизиқли кесмалар кўринишида тасвирланади, унинг узунлиги масштабда векторнинг модулини ифодалайди. Фақат сон қийматлари билан характерланадиган катталиқларга скаляр катталиқлар дейилади. Скаляр катталиқларга йўл, вақт, масса, иш, қувват ва бошқалар мисол бўла олади.

1.5. ТЎҒРИ ЧИЗИҚЛИ ҲАРАКАТДА ТЕЗЛИК ВА ТЕЗЛАНИШ

Моддий нуқтанинг тўғри чизиқли ҳаракати $\langle \vec{v} \rangle$ ўртача тезлик ва \bar{v} оний тезлик билан тавсифланади.

Моддий нуқта ҳаракатининг Δt вақт оралигидаги ўртача тезлик вектори $\langle \vec{v} \rangle$ кўчиш $\Delta \vec{r}$ нинг кўчиш вақти Δt га бўлган нисбатига тенг:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

Бу $\langle \vec{v} \rangle$ вектор кўчиш $\Delta \vec{r}$ бўйлаб йўналган.

Моддий нуқтанинг ўртача тезлиги деб, вақт бирлиги ичидаги кўчишга миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Моддий нуқтанинг t моментдаги \vec{v} оний (ҳақиқий) тезлиги вақт оралиги Δt нолга интилгандаги (1.4) ифода-нинг лимитига тенг бўлган физик катталиқдир:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.5)$$

Бир томонга йўналган, тўғри чизиқли ҳаракатда $\Delta \vec{r}$ кўчиш ва босиб ўтилган йўл Δs устма-уст тушали. Бунда $\Delta \vec{r}$ вектор, Δs эса скаляр катталиқ.

Моддий нуқтанинг оний тезлиги (қисқача моддий нуқтанинг тезлиги) деб кўчишдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиллага тенг бўлган физик катталиқка айтилади. Унинг модули эса йўлдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиллага тенг, яъни:

$$v = |\vec{v}| = \frac{|d\vec{r}|}{dt} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.6)$$

(1.6) га асосан тўғри чизиқли ихтиёрий ҳаракатда ўтилган йўл S қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$s = \int_0^t v(t) dt. \quad (1.7)$$

Агар вақт ўтиши билан моддий нуқтанинг тезлик вектори ўзгармас, яъни $\vec{v} = \text{const}$ бўлса, ҳаракат тўғри чизиқли текис ҳаракатдан иборат бўлади. У ҳолда (1.7) дан тўғри чизиқли текис ҳаракатнинг тенгламаси келиб чиқади:

$$s = \int_0^t v dt = vt. \text{ бундан } v = \frac{s}{t}. \quad (1.8)$$

Тезлик «СИ» бирликлар системасида—метр тақсим секундада ўлчанади, яъни:

$$|v| = \left| \frac{s}{t} \right| = \text{м/с}.$$

Асосий бирликларнинг ўзгариши ҳосилавий бирликларнинг ўзгаришига олиб келади. Бинобарин, асосий бирликлар ўзгарганда бирор ҳосилавий бирликнинг қандай ўзгаришини кўрсатувчи муносабатга шу катталиқнинг ўлчамлиги (dimension) дейилади. Исталган физик катталиқнинг ўлчамлигини кўрсатиш учун унинг ҳарф белгиси квадрат қавслар ичига олинади ёки «dim» билан ёзилади. Ихтиёрий ҳосилавий физик катталиқнинг ўлчамлиги 7 та асосий физик катталиқ ёрдамида аниқланади. Асосий физик катталиқларнинг қабул қилинган Халқаро стандарт ўлчамликлари: узунлик— L , масса— M , вақт— T , ток кучи— I температура— θ , ёруғлик кучи— J ва модда миқдори— N билан белгилангани учун бирор X ҳосилавий физик катталиқнинг ўлчамлиги қуйидаги формула кўринишида бўлади:

$$\dim X = L^\alpha M^\beta T^\vartheta I^\delta \theta^\rho J^\mu N^\nu.$$

Бунда асосий физик катталиқ ўлчамлигининг даражалари: $\alpha, \beta, \vartheta, \delta, \rho, \mu, \nu$ мусбат ёки манфий, бутун ёки улушли бўлиши мумкин.

Масалан, тезлик $v = \frac{s}{t}$ нинг ўлчамлиги (dim) йўл ва вақт ўлчамлиги нисбатига тенг:

$$\dim v = \frac{\dim s}{\dim t} = \frac{L}{T} = LT^{-1}.$$

Моддий нуқтанинг тезлиги вақт ўтиши билан ўзгара борса ($\vec{v} \text{ const}$ бўлса), моддий нуқтанинг ҳаракати ўзгарувчан ҳаракат бўлади. Бундай ўзгарувчан ҳаракатда тезлиқнинг ўзгариши ўртача тезланиш $\langle \vec{a} \rangle$ ва оний тезланиш \vec{a} билан тавсифланади. Моддий нуқта ҳаракатининг Δt вақт оралиғидаги ўртача тезланиш вектори $\langle \vec{a} \rangle$ тезлик ўзгариши $\Delta \vec{v}$ нинг Δt вақтга бўлган нисбатига тенгдир, яъни:

$$\langle \vec{a} \rangle = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}. \quad (1.9)$$

Моддий нуқтанинг ўртача тезланиши деб, вақт бирлиги ичида тезлик векторининг ўзгаришига миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталikka айтилади.

Моддий нуқтанинг t моментдаги \vec{a} оний тезланиши (ёки соддагина тезланиши) вақт оралиғи Δt нолга интилгандаги (1.9) ифоданинг лимитига тенгдир:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (1.10)$$

ёки

$$\vec{a} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right) = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}. \quad (1.10a)$$

Шундай қилиб, *оний тезланиш вектори тезлик векторидан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила ёки кўчиш векторидан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосиладан иборатдир.*

(1.10) ва (1.10a) ифодалар скаляр кўринишида ёзилса, қуйидаги кўринишга келади:

$$\vec{a} = |\vec{a}| = \frac{|d\vec{v}|}{dt} = \frac{d^1 v}{dt} = \frac{d^2 s}{dt^2}. \quad (1.11)$$

Агар тезланиш вақт t нинг функцияси $a(t)$ сифатида берилган ва бошланғич момент ($t = 0$) даги тезлиги v_0 маълум бўлса, у ҳолда вақтнинг ихтиёрий t моментдаги v_t тезлиги (1.11) даги ифодадан қуйидагига тенг бўлади:

$$v_t = v_0 + \int_0^t a(t) dt. \quad (1.12)$$

Агар тезланиш ўзгармас, яъни $\vec{a} = \text{const}$ бўлса, бундай ҳаракат текис ўзгарувчан ҳаракат бўлади. Текис ўзгарувчан ҳаракатда (1.12) формула ўринли бўлиб, ундаги $a = \text{const}$ бўлгани сабабли қуйидагига эга бўламиз:

$$v_t = v + at. \quad (1.13)$$

Тезликнинг вақт t га боғланиш функцияси (1.13)ни (1.7)га қўйиб, нолдан t вақт оралиғигача интеграллаб, текис ўзгарувчан ҳаракатда ўтилган йўл учун формулани топамиз:

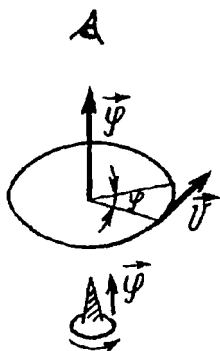
$$s = \int_0^t v_t dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2}. \quad (1.14)$$

Агар $a > 0$ бўлса, ҳаракат текис тезланувчан бўлади, $a < 0$ бўлганда эса текис секинланувчан бўлади.

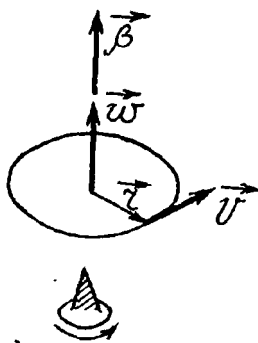
1.6. АЙЛАНМА ҲАРАКАТ КИНЕМАТИКАСИ

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати эгри чизикли ҳаракатнинг энг оддий турларига киради. Айлана бўйлаб ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг оний вазиятини \vec{r} радиус векторнинг бирор ўзгармас OX йўналиш билан ҳосил қилган φ бурчаги орқали аниқлаш қулайдир (1.4-расм). Бу ҳолда моддий нуқта айланма ҳаракатининг кинематик тенгламаси бурилиш бурчаги φ нинг вақт t бўйича функциясида иборатдир, яъни: $\varphi = \varphi(t)$.

Моддий нуқтанинг айланма бўйлаб ҳаракатини тўлиқ ифодалаш учун буралиш бурчаги φ нинг сон қиймати билан айланиш ўқини ва шу ўқ атрофидаги айланиш йўналишини ҳам кўрсатиш керак. Шу сабаби φ бурчакни унга миқдор жиҳатидан тенг айланиш ўқи бўйлаб, яъни моддий айланаётган текисликка тик йўналган $\vec{\varphi}$ вектор кўринишда ифодалаш мумкин. Бунда $\vec{\varphi}$ вектор бўйлаб қаралганда (1.4-расм) моддий нуқтанинг айланиши соат стрелкасининг қарши йўналиши билан мос тушиши керак. Радиус-вектор буралиш бурчаги вектори $\vec{\varphi}$ нинг йўналишини яна парма



1.4-расм



1.5-расм

қоидаси асосида ҳам аниқлаш мумкин: *парма дастасининг айланма ҳаракати моддий нуқта айланма ҳаракати билан мос тушса, унинг илгариланма ҳаракати йўналиши эса $\vec{\omega}$ векторнинг йўналишини кўрсатади* (1.5-расм).

Моддий нуқта айлана бўйлаб ҳаракатининг бурчак тезлик вектори $\vec{\omega}$ радиус-векторнинг буралиш бурчак вектори $\vec{\phi}$ дан вақт t бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиласига тенг:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\phi}}{dt}. \quad \text{ёки} \quad \omega = \frac{d\phi}{dt}. \quad (1.15)$$

Бурчак тезлик ($\vec{\omega}$) айланма ҳаракатнинг жадаллигини ва унинг йўналишини тавсифлайди. Бурчак тезлик вектори $\vec{\omega}$ нинг йўналиши ҳам $\vec{\phi}$ нинг йўналиши билан бир хил бўлиб, у ҳам парма қоидаси асосида аниқланади (1.5-расм).

Агар $\vec{\omega} = const$ бўлса, моддий нуқтанинг ҳаракати текис айланма ҳаракат бўлади. Бу ҳолда (1.5) дифференциал кўринишдаги интеграл кўринишга келади:

$$\omega = \frac{\phi}{t}. \quad \phi = \omega t. \quad (1.16)$$

Текис айланма ҳаракатнинг бурчак тезлиги деб, вақт бирлиги ичида радиус-векторнинг бурчагига миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Бурчак тезликнинг «СИ» даги бирлиги рад/с бўлиб, ўлчамлиги эса T^{-1} га тенг, яъни:

$$\dim \omega = \frac{\dim \varphi}{\dim t} = \frac{1}{T} = T^{-1}$$

Ҳар қандай текис айланма ҳаракат айланиш даври T , айланиш частотаси ν билан тавсифланади.

Айланиш даври деб, бир марта тўлиқ айланиш вақтига тенг бўлган физик катталиқка айтилади. Агар t вақтда N марта тўлиқ айланса, айланиш даври T таърифга биноан қуйидагига тенг бўлади:

$$T = \frac{t}{N}. \quad (1.17)$$

Айланиш частотаси деб, вақт бирлиги ичидаги айланишлар сонига тенг бўлган физик катталиқка айтилади:

$$\nu = \frac{N}{t}. \quad (1.17a)$$

(1.17) ва (1.17a) дан кўринадики, давр T ва частота ν тескари муносабатдадир:

$$T = \frac{1}{\nu}. \quad \text{ёки} \quad \nu = \frac{1}{T}. \quad (1.17b)$$

Агар (1.16)да $t = T = 1/\nu$ бўлса, $\varphi = 2\pi$ бўлади. У вақтда текис айланма ҳаракатнинг бурчакли тезлиги ω давр T ёки частота ν орқали қуйидагича ифолаланади:

$$\omega = 2\pi / T = 2\pi\nu. \quad (1.18)$$

Бурчак тезлиги ўзгармас бўлмаган ($\ddot{\omega} \neq const$), яъни ўзгарувчан айланма ҳаракат оний бурчак тезлиги $\ddot{\omega}$ билан бир қаторда оний бурчак тезланиш $\ddot{\beta}$ билан ҳам тавсифланади.

Оний бурчак тезланиш $\ddot{\beta}$ деб, бурчак тезлик $\ddot{\omega}$ дан вақт t бўйича олинган биринчи тартибли ёки бурчакли бурчаги $\ddot{\varphi}$ дан вақт t бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосиллага тенг бўлган физик катталиқка айтилади, яъни:

$$\ddot{\beta} = \frac{d\ddot{\omega}}{dt} = \frac{d^2\ddot{\varphi}}{dt^2}. \quad (1.19)$$

ски скаляр кўринишда:

$$\bar{\beta} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (1.19a)$$

Бундай ҳаракатда t вақт оралиғида радиус-векторнинг бурилиш бурчаги (1.15) дан:

$$\varphi = \int_0^t \omega(t) dt. \quad (1.20)$$

Бу ҳаракатнинг бурчак тезланиши вақтнинг функцияси $\beta(t)$ дан иборат бўлиб, бошланғич момент ($t = 0$) даги бурчак тезлик ω_0 маълум бўлганда, t вақтдан кейинги оний бурчак тезлик ω_t (1.19a) дан аниқланса, қуйидагига тенг бўлади:

$$\omega_t = \omega_0 + \int_0^t \beta(t) dt. \quad (1.21)$$

Агар айланма ҳаракатда бурчак тезланиши ўзгармас ($\bar{\beta} = \text{const}$) бўлса, ҳаракат текис ўзгарувчан айланма ҳаракатдан иборат бўлиб, ҳаракатнинг t вақтдан кейинги ω_t бурчак тезлиги (1.21)дан қуйидагига тенг бўлади:

$$\omega_t = \omega_0 + \beta t. \quad (1.22)$$

Бундан бурчак тезланиши:

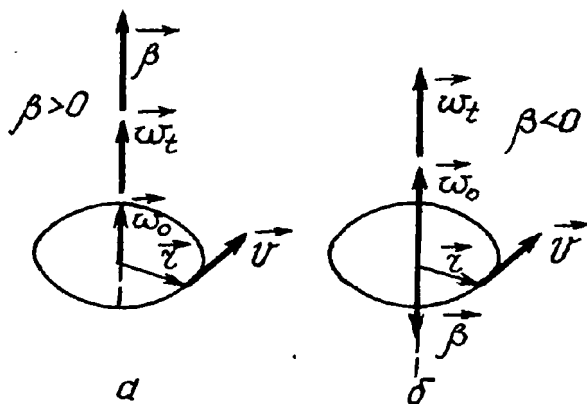
$$\beta = \frac{\omega_t - \omega_0}{t}. \quad (1.23)$$

Текис ўзгарувчан айланма ҳаракатнинг бурчак тезланиши деб, вақт бирлиги ичида бурчак тезликнинг ўзгаришига миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Бурчак тезланиш β нинг «СИ»даги бирлиги рад/с² бўлиб, ўлчамлиги эса T^{-2} га тенг:

$$|\beta| = \left| \frac{\omega_t}{t} \right| = \frac{\text{рад/с}}{с} = \frac{\text{рад}}{с^2}; \quad \dim \beta = \dim \left| \frac{\omega t}{t} \right| = T^{-2}.$$

Оний бурчак тезлик ω_t нинг (1.22) ифодасини (1.20) га қўйиб, нолдан t гача вақт оралиғида интеграллаш амали



1.6-расм

бажарилса, текис ўзгарувчан айланма ҳаракатда бурилиш бурчаги φ ни ифодаловчи қуйидаги формула келиб чиқади:

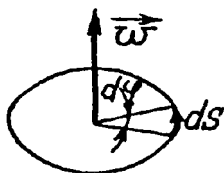
$$\varphi = \int_0^t \omega_t dt = \int_0^t (\omega_0 + \beta t) dt = \omega_0 t + \frac{\beta t^2}{2}. \quad (1.24)$$

Агар $\beta > 0$ бўлса, ҳаракат текис тезланувчан айланма ҳаракат бўлиб, $\beta < 0$ бўлганда эса текис секинланувчан бўлади (1.6-расм).

Бу (1.24) формула ёрдамида, ҳаракатнинг йўналиши, яъни бурчакли тезлик $\bar{\omega}$ нинг ишораси ўзгармагандагина радиус-векторнинг бурилиш бурчагини аниқлаш мумкин.

Айлана бўйлаб ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг чизикли тезлиги \bar{v} айланага ўтказилган уринма бўйлаб йўналган бўлиб, ўз йўналишини узлуксиз ўзгартириб боради.

Нуқта тезлиги \bar{v} нинг катталиги бурчак тезлик $\bar{\omega}$ га ва нуқтанинг айланиш радиуси \bar{r} га боғлиқ.



1.7-расм

Фараз қилайлик, моддий нуқта dt вақт оралиғидаги кўчиш масофаси—ёйининг узунлиги ds бўлиб, \bar{r} радиус-векторнинг бурилиш бурчаги $d\varphi$ га тенг бўлсин (1.7-расм). Бунда ds ёйининг

узунлиги айланиш радиуси r ва унинг марказий бурчаги $d\phi$ орқали $ds = r d\phi$ тарзида боғланган.

У вақтда моддий нуқтанинг оний чизиқли тезлиги:

$$v = \frac{ds}{dt} = \frac{r d\phi}{dt} = r \omega.$$

яъни:

$$v = r \omega. \quad (1.25)$$

Шундай қилиб, моддий нуқта айланиш ўқидан қанча узоқда ётса, шунча каттароқ чизиқли тезлик билан ҳаракатланар экан. (1.25) формула \vec{v} , \vec{r} ва $\vec{\omega}$ векторларнинг модулини бир-бирига боғлайди.

Моддий нуқта 1.5-расмда тасвирлангандек, бир ўқ агрофица айлана бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин, чизмадан кўринадики, $\vec{\omega}$ ва \vec{r} нинг вектор кўпайтмасининг йўналиши \vec{v} вектор билан бир хил бўлган ва модули $|\vec{\omega} \cdot \vec{r}| = r \omega \sin \alpha$ га, яъни v га тенг вектордан иборатдир:

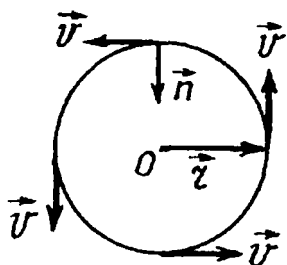
$$\vec{v} = [\vec{\omega} \cdot \vec{r}] \quad \text{ёки} \quad v = r \omega \sin \alpha, \quad (1.26)$$

бунда α бурчак \vec{r} ва $\vec{\omega}$ векторлар орасидаги бурчак. Шундай қилиб, $[\vec{\omega} \cdot \vec{r}]$ кўпайтма йўналиш ва модул жиҳатидан \vec{v} векторга тенг. Агар $\alpha = 90^\circ$ бўлса, (1.25) ифодадан $v = \omega r$ келиб чиқади.

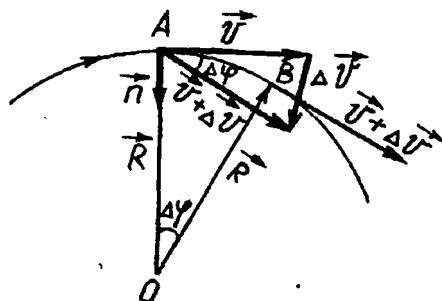
Моддий нуқта r радиусли айлана бўйлаб, миқдор жиҳатидан ўзгармас $[\vec{v}] = \text{const}$ тезлик билан ҳаракатланганда, йўналиши айлана нуқталарига ўтказилган уринма бўйлаб йўналган ҳолда ўзгара боради (1.8-расм).

Фараз қилайлик, текшириляётган моддий нуқта Δt вақт оралиғида A ҳолатдан B ҳолатга ўтиб, AB ёйдан иборат Δs масофани ўтсин (1.9-расм). В нуқтада моддий нуқта $\Delta \vec{v}^*$ тезлик орттирмасини олади ва тезлик вектори катталиқ жиҳатидан ўзгармас-текис айланма ҳаракатда $[\vec{v}] = \text{const}$

*) Δv кўринишда ёзиш мумкин эмас, чунки текис айланма ҳаракатда $\Delta \vec{v} = 0$ бўлади.



1.8-расм



1.9-расм

бўлиб, $\Delta\phi$ бурчакка бурилади: бу бурчакнинг катталиги Δs узунлигидаги ёйга таянган марказий бурчакка тенгдир:

$$\Delta\phi = \frac{\Delta s}{r}, \quad (1.27)$$

бунда r —нуқта айланма ҳаракат траекториясининг эгрилик радиуси.

Тезлик векторининг ортгирмаси $\Delta\vec{v}$ ни топиш учун B нуқтадаги векторнинг бошини A нуқтага кўчирилса, учигадаги бурчаги $\Delta\phi$ га тенг бўлган тенг ёнли учбурчак ҳосил бўлади. Агар $\Delta\phi$ бурчак жуда кичик бўлса,

$$|\Delta\vec{v}| \cong v\Delta\phi \quad (1.27a)$$

тенгликни ёзиш мумкин (1.27)ни (1.27 а)га қўйилса,

$$|\Delta\vec{v}| \cong v \frac{\Delta s}{r}. \quad (1.27б)$$

ҳосил бўлади. Агар $\Delta\vec{v}$ бўйлаб йўналган бирлик векторни \vec{n}' деб белгиланса, $\Delta\vec{v}$ векторнинг модули $|\Delta\vec{v}|$ орқали қуйидагича ёзилади:

$$\Delta\vec{v} = |\Delta\vec{v}|\vec{n}' = v \frac{\Delta s}{r} \vec{n}' \quad (1.27в)$$

Текис айланма ҳаракатда \vec{v} тезликнинг йўналишини ўзгартирувчи катталик бўлгани учун \vec{a} тезланиш мавжуд бўлиб, у $\Delta\vec{v}$ нинг Δt га тақсимотидан олинган лимитга тенг:

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v}{r} \frac{\Delta s}{\Delta t} \vec{n}' = \frac{v}{r} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{n}'$$

Бунда v, r —ўзгармас катталиқлар; $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = v$ ва

$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{n}' = \vec{n}$ — бирлик вектор A нуқтага қўйилган нормал бўлиб, марказга томон йўналган. Шунинг учун:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n}. \quad (1.28)$$

Бу \vec{a}_n тезланиш траекторияга ўтказилган \vec{n} нормал бўйича марказга томон йўналгани учун, унга нормал ёки марказга интилма тезланиш дейилади. Унинг модули эса қуйидагига тенг бўлади.

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n}. \quad (1.28a)$$

(1.28) га v нинг ифодасини (1.27) дан олиб келиб қўйилса,

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \omega^2 r = \frac{4\pi^2}{T^2} r = 4\pi^2 v^2 r. \quad (1.29)$$

га эга бўламиз.

Шундай қилиб, текис айланма ҳаракат ($\ddot{\omega} = \text{const}$) да нормал-марказга интилма тезланиш айланиш радиуси r га пропорционалдир.

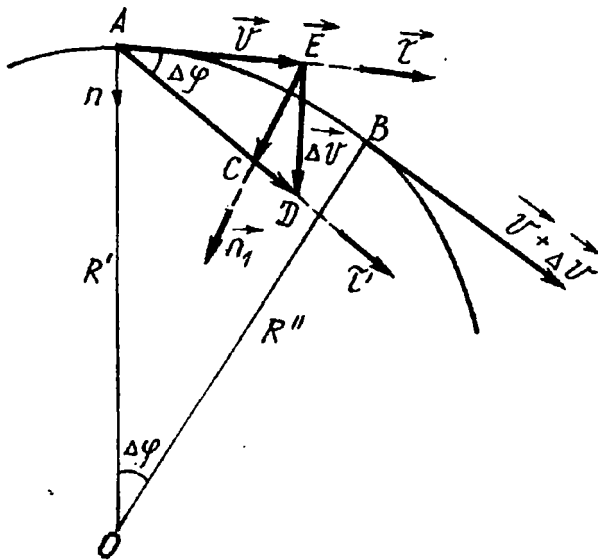
1.19-расмдан кўринадики, бирлик вектор $\vec{n} = -\frac{\vec{r}}{r}$ бўлгани учун (1.28)ни яна қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n} = -\frac{v^2}{r} \frac{\vec{r}}{r} = -r^2 \vec{r}, \quad (1.30)$$

бунда минус ишора нормал тезланишнинг \vec{r} радиус-векторга қарама-қарши йўналганлигининг математик ифодасидир.

1.7. ЭГРИ ЧИЗИҚЛИ ҲАРАКАТДА ТАНГЕНЦИАЛ ВА НОРМАЛ ТЕЗЛАНИШЛАР

Эгри чизикли ҳаракатларни текширишда кўпинча нуқтанинг тезланиш векторини иккита геометрик ташкил этувчиларга: нуқта траекториясига ўтказилган уринма бўйлаб йўналган тангенциал ҳамда нормал бўйлаб йўналган—марказга интилма тезланишларга ажратиш ниҳоятда қулайлик туғдиради.



1.10- расм

Фараз қилайлик, моддий нуқта эгри чизикли траектория бўйлаб текис ўзгарувчан ҳаракат қилаётган бўлсин (1.10-расм).

Энди текис ўзгарувчан эгри чизикли ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг тезланиши \vec{a} ни топишга киришайлик. Моддий нуқтанинг Δt вақт оралиғида A нуқтадан B нуқтагача кўчишида тезлигининг орттирмаси $\Delta \vec{v}$ ни иккита $\Delta \vec{v}_\tau$ ва $\Delta \vec{v}_n$ ташкил этувчиларга ажратамиз (1.10-расм):

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n. \quad (1.31)$$

Бу $\Delta \vec{v}_\tau$ ва $\Delta \vec{v}_n$ векторнинг йўналишига мос келган бирлик векторларни эса $\vec{\tau}'$ ва \vec{n}' билан белгилаймиз. Бу ташкил этувчилар шундай ҳосил қилиндикки, A нуқтадан Δv_n векторнинг охиригача бўлган масофа бошланғич тезлик \vec{v} нинг модулига тенг бўлсин. У ҳолда, $\Delta \vec{v}_\tau$ векторнинг модули тезлик модули орттирмасига тенг бўлади:

$$|\Delta \vec{v}_\tau| = \Delta |\vec{v}| = \Delta v.$$

Бу ифодани $\vec{\tau}'$ бирлик вектор орқали қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta \vec{v}_\tau = \Delta v \cdot \vec{\tau}' \quad (1.32)$$

Тезлик орттирмасининг нормал ташкил этувчиси $\Delta \vec{v}_n$ эса (1.27в) ифода билан аниқланади, яъни:

$$\Delta \vec{v}_n = v \frac{\Delta s}{r} \vec{n}'. \quad (1.32a)$$

(1.32) ва (1.32a)ни (1.31) га қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\Delta \vec{v} = \Delta v \vec{\tau}' + v \frac{\Delta s}{r} \vec{n}'. \quad (1.33)$$

Моддий нуқта эгри чизикли ҳаракатининг тўла тезланиши тезлик орттирмаси $\Delta \vec{v}$ нинг Δt га бўлган нисбати билан $\Delta t \rightarrow 0$ даги лимитига тенгдир:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}. \quad (1.34)$$

Бундаги қўшилувчи биринчи лимитни \vec{a}_τ билан белгилаб, (1.32)ни ҳисобга олинса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} \vec{\tau}' = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{\tau}',$$

бунда $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt}$ ва $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{\tau}' = \vec{\tau}$ бўлгани учун:

$$\vec{a}_\tau = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} \quad \text{ёки} \quad a_\tau = \frac{dv}{dt}. \quad (1.35)$$

Бу \vec{a}_τ тезланиш моддий нуқта траекториясининг ихтиёрий нуқтасида уринма бўйлаб йўналгани учун унга тангенциал тезланиш дейилади.

(1.34)даги иккинчи лимит ифода эса нормал тезланиш деб аталувчи \vec{a}_n тезланишдан иборат бўлиб, (1.33)га биноан қуйидагига тенг:

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v}{r} \frac{\Delta s}{\Delta t} \vec{n}' = \frac{v}{r} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{n}'.$$

Бу ерда $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \vec{v}$ ва $\lim_{\Delta \rightarrow 0} \vec{n}' = \vec{n}$ бўлгани учун нормал тезланиш қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n} \text{ ёки } a_n = \frac{v^2}{r} \quad (1.36)$$

(1.35) ва (1.36)ни (1.34)га қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

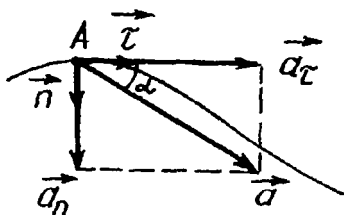
$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{r} \vec{n} \quad (1.37)$$

Шундай қилиб, тўлиқ тезланиш вектори \vec{a} икки \vec{a}_τ тангенциал ва \vec{a}_n нормал тезланиш векторларининг йиғиндисига тенг экан. Бу векторни бири (\vec{a}_τ) траекторияга ўтказилган уринма бўйлаб йўналган ва иккинчиси (\vec{a}_n) эса v тезлик векторига перпендикуляр, траектория эгрилик марказига йўналгандир. (1.11-расм).

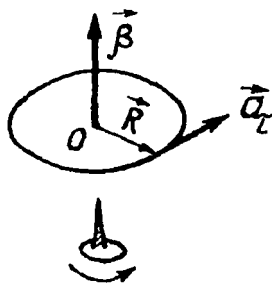
Умумий ҳолда, 1.11-расмдан тўла тезланишнинг модули:

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{r}\right)^2}. \quad (1.38)$$

Эгри чизикли текис ўзгарувчан ҳаракат \vec{a}_τ ва \vec{a}_n векторлар орасидаги α бурчак, тўла тезланиш \vec{a} нинг йўналишини ифодалайди 1.11-расмдан α бурчак $\cos \alpha = \frac{a_\tau}{a}$ га тенг бўлади, бундан



1.11-расм



1.12-расм

$$\alpha = \arccos \frac{a_t}{a}, \quad (1.39)$$

ёки $\operatorname{tg} \alpha = \frac{a_n}{a_t}$, бундан

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{a_n}{a_t} \quad (1.39a)$$

Хусусий ҳоллар:

1. Агар $r = \text{const}$ бўлса, моддий нуқта айлана бўйлаб текис ўзгарувчан ҳаракатда бўлиб, тангенциал (a_t) ва нормал (a_n) тезланишлар β бурчак тезланиш ва ω бурчак тезликлар билан қуйидаги боғланишга эга бўлади:

$$a_t = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega r) = r \frac{d\omega}{dt} = r\beta; \quad (1.40)$$

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \omega^2 r = \frac{4\pi^2}{T^2} r = 4\pi^2 \nu^2 r. \quad (1.41)$$

1.12-расмдан ва (1.40) дан кўринадики, \vec{a}_t тангенциал тезланиш вектори β бурчак тезланиш векторининг r радиус-векторга — вектор кўпайтмасига тенг, яъни:

$$\vec{a}_t = [\vec{\beta}, \vec{r}]. \quad (1.42)$$

\vec{a}_n нормал-марказга интилма тезланиш вектори \vec{r} радиус-векторига қарама-қарши йўналганлиги учун уни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\vec{a}_n = -a_n \frac{\vec{r}}{r} = -\frac{v^2}{r^2} \vec{r} = -\omega^2 \vec{r}. \quad (1.43)$$

2. Агар $\vec{r} = \text{const}$, $a_t = 0$ бўлса, моддий нуқта ўзгармас тезлик ($|\vec{v}| = \text{const}$) билан айлана бўйлаб ҳаракатланади. Бунда моддий нуқтага тезланишлардан фақат нормал марказга

интилма $a_n = \frac{v^2}{r}$ тезланиш таъсир қилади, яъни тўла тезланиш нормал тезланишдан иборат бўлади:

$$\vec{a} = \vec{a}_n = -\frac{v^2}{r} \vec{r} = -\omega^2 \vec{r}. \quad (1.44)$$

3. Агар чизиқли тезлик \vec{v} нинг йўналиши ўзгармас бўлса, ҳаракат тўғри чизиқли траектория бўйлаб содир бўлади. Маълумки, тўғри чизиқнинг эгрилик радиуси $r = \infty$ бўлганлиги учун $a_n = \frac{v^2}{r} = 0$ бўлади. Бинобарин, ҳаракатнинг тўла тезланиши фақат тангенциал тезланишдан иборат бўлиб қолади, яъни:

$$\vec{a} = \vec{a}_t = \frac{v_t - v_e}{t} \quad (1.45)$$

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Механика деб нимага айтилади? Механик ҳаракат нима?
2. Моддий нуқта деб нимага айтилади?
3. Саноқ чизмаси деб нимага айтилади?
4. Траектория, кўчиш ва йўл деб нимага айтилади?
5. Қандай ҳаракатга илгариланма ҳаракат дейилади? Айланма ҳаракат деб нимага айтилади?
6. Ўртача тезлик векторини ва ўртача тезланиш векторини, оний тезликни ва оний тезланишни таърифланг. Улар қандай йўналган?
7. Текис айланма ҳаракат деб қандай ҳаракатга айтилади? Текис ўзгарувчан айланма ҳаракат деб-чи?
8. Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш деб нимага айтилади? Бурчак тезлик ва бурчак тезланиш вектори қандай йўналган? Уларнинг йўналишини аниқловчи парма қондасини таърифланг.
9. Чизиқли тезлик, тезланиш ва бурчак тезлик, тезланишлар ўзаро қандай боғланган? Уларнинг СИ системасидаги ўлчов бирликлари қандай?
10. Эгри чизиқли ҳаракатда тангенциал ва нормал тезланишлар нимани ифодалайди? Улар қандай йўналган? Уларнинг математик ифодалари ёзилсин.
11. Эгри чизиқли ҳаракатда тўлиқ тезланишнинг вектор ва скаляр кўринишдаги математик ифодалари ёзилсин.

ДИНАМИКАНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

2.1. КЛАССИК МЕХАНИКА ВА УНИНГ ҚЎЛЛАНИШ ЧЕГАРАСИ

Динамика механиканинг бир қисми бўлиб, моддий пуқта ёки жисмларнинг механик ҳаракатини уни юзага келтирувчи ва ўзлаштирувчи физик сабаби билан боғланган ҳолда ўргатади.

Классик (ёки Ньютон) механикасига Ньютон кашф қилган учта қонун асос қилиб олинган. Ньютон қонунлари, барча физик қонунлар сингари тажриба натижаларини умумлаштириш асосида майдонга келган.

Ньютон механикаси ўз даврида шундай катта муваффақиятларга эришдики, исталган физик ҳодисани Ньютон қонунлари асосида тушунтириш мумкин деб ҳисоблар эдилар. Бироқ фаннинг ривожланиши натижасида классик механика асосида тушунтириб бўлмайдиган ҳодисалар аниқланди. Бу ҳодисаларни янги назарияга асосланган релятивистик (катта тезликли) механика ва квант механикаси тушунтириб бера олади.

Релятивистик механика тенгламалари лимитда, яъни ёруғлик тезлиги $c = 3 \cdot 10^8$ м/с дан кичик тезликлар $v \ll c$ учун классик механика тенгламаларига айланади. Худди шунингдек лимитда, яъни атом массаларидан катта массалар учун квант механика тенгламалари ҳам классик механика тенгламаларига айланади.

Шундай қилиб, релятивистик ва квант механикалар классик механикани йўққа чиқармасдан, фақат унинг қўлланиш чегараси чекланганлигини кўрсатди. Бинобарин, Ньютон қонунларига асосланган классик механика кичик тезликли ва катта массали жисмлар механикасидир.

Куйида Ньютон қонунларининг мазмуни ва улар билан боғлиқ бўлган тушунчаларни батафсил қараб чиқамиз.

2.2. НЬЮТОННИНГ БИРИНЧИ—ИНЕРЦИЯ ҚОНУНИ. ИНЕРЦИАЛ САНОҚ ТИЗМАСИ

Ньютон Галилей инерция принципига ва ўз тажриба натижаларига асосланиб, динамиканинг биринчи қонунини қуйидагича таърифлайди:

Агар жисмга бошқа жисм таъсир этмаса, у ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизикли текис ҳаракат ҳолатини сақлашига интилади.

Жисмнинг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаш хусусиятига жисмнинг инерцияси дейилади, Инерция материянинг энг умумий хусусиятларидан биридир. Барча жисмлар қаерда бўлишидан қатъи назар, инерцияга эга бўлади. Шунинг учун ҳам Ньютоннинг биринчи қонунига инерция қонуни дейилади. Ньютоннинг биринчи қонунини яна қуйидагича таърифлаш мумкин:

Агар жисмга бошқа жисм таъсир қилмаса, у ўзининг инерциал ҳолатини сақлайди.

Физикада таъсир кучни ифодалайди. Бинобарин, динамиканинг биринчи қонунига биноан куч таъсир этмаса ($\vec{F} = 0$), жисм ўзининг тинч ($\vec{v} = 0$) ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат ($\vec{v} = \text{const}$) ҳолатини сақлайди, яъни:

$$F = 0 \begin{cases} \vec{v} = 0; \\ \vec{v} = \text{const}. \end{cases} \quad (2.1)$$

Бу формула Ньютон биринчи қонунининг математик ифодасидир.

Ньютоннинг биринчи қонуни жисмга бошқа жисм ёки куч таъсир этмаган ҳолда бажарилади.

Ньютоннинг биринчи қонуни намойиш бўладиган жисмга эркин жисм деб, унинг ҳаракатига эса эркин ҳаракат ёки инерция бўйича ҳаракат деб аталади.

Қатъий қилиб айтганда, эркин жисмлар мавжуд эмас. Шунинг учун, улар физик абстракция ҳисобланади. Лекин жисмни ташқи таъсир изоляцияланган ёки таъсирлар ўзаро компенцияланган ҳолдагина эркин жисм ва эркин ёки инерцион ҳаракат ҳақида тасаввур қилиш мумкин.

Ньютоннинг биринчи қонунини тажрибада бевосита текшириш мумкин эмас, чунки атрофдаги барча жисмларнинг таъсирини тўла бартараф қилиш мумкин эмас. Айниқса бир жисмнинг иккинчи жисмга ишқаланишини бартараф қилиш жуда қийин.

Жисмнинг инерцияси етарлича кучли бўлгандагина инерция ҳодисаси ҳамма вақт намоён бўлади. Масалан, ҳаракатланаётган трамвайнинг тезлиги тўсатдан ўзгарганда йўловчилар ўзларининг инерция ҳолатини сақлашга интилади: агар тезлик камайса—олдинга, тезлик ортса—орқага, трамвай чапга бурилса—ўнг томонга оғадилар. Бу ҳолда йўловчилар

тўғри чизиқли текис ҳаракат ҳолатини сақлайди. Инертлик сабабли жисмнинг ҳаракат тезлигини бир онда ўзгартириб бўлмайди.

Кинематикада саноқ системасини танлашнинг аҳамияти йўқ эди, чунки барча саноқ системалари кинематик эквивалент ҳисобланади. Динамикада аҳвол тамоман бошқача. Агар бирор саноқ системасида жисм тўғри чизиқли текис ҳаракатланса, у саноқ системага нисбатан тезланишли ҳаракат қилаётган системада эса тўғри чизиқли текис ҳаракатлана олмайди. Бинобарин, инерция қонунилари барча инерциал саноқ системаларида бир хил бажарилмас экан.

Инерция қонунилари тўла бажариладиган барча саноқ системаларига инерциал саноқ системалари дейилади.

Инерциал саноқ системаси тушунчасини мисол билан тушунтирайлик. Вагондаги ҳаракатни текшириш учун вагон ва Ер билан боғланган иккита координаталар системалари берилган бўлсин, дейлик. Агар вагон тинч турган бўлса, вагон ичида ташланган жисм иккала координата системаларига нисбатан бир хил ҳаракатланади. Агар вагон тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётган бўлса, вагон ичидаги кузатувчи вагондаги ҳамма жисмлар инерциясига биноан тинч турган деб ҳисоблайди; юқорига отилган жисм эса кузатувчига вертикал бўйлаб кўтарилиб, қайтиб тушгандек туюлади. Темир йўл ёқасида турган кузатувчи эса вагон ичидаги нарсалар ҳам, юқорига отилган жисм ҳам ўз инерцияси билан ҳаракатланаётганини айтади. Шундай қилиб, инерция қонуни тинч турган вагонда ҳам, тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётганда ҳам бир хил бажарилади.

Агар вагон тезланувчан ёки секинланувчан ёки эгри чизиқли ҳаракатланаётган бўлса, аҳвол тамоман бошқача бўлади: вагон тезланувчан ҳаракатланаётганда вертикал отилган жисм ҳаракатнинг орқа томонига тушади; секинланувчан ҳаракатланаётганда эса олд томонга тушади ва эгри чизиқли ҳаракатланганда эса ён томонга тушади. Бу ҳолларда инерция қонуни нотўғри бўлиб чиқади. Дарҳақиқат, левор ва полга нисбатан тинч турган буюмлар вагон кескин тормозланганда, уларга таниқ куч таъсир этмаса ҳам, тўсатдан вагонга нисбатан тезланиш билан ҳаракатланади, яъни инерция қонуни бузилади.

Бу мисолдан қуйидаги хулоса келиб чиқади.

Инерциал саноқ системасига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётган ҳар қандай саноқ системаси ҳам инерциал саноқ системаси бўла олади.

Аксинча, инерциал саноқ тизмасига нисбатан ўзгарувчан тўғри чизиқли ёки эгри чизиқли ҳаракатланаётган ҳар қандай саноқ системалари эса ноинерциал саноқ системалари бўлади. Бошқача қилиб айтганда, инерция қонуни бажарилмайдиган саноқ системалари ноинерциал саноқ системаларидан иборат бўлади.

Шуни қайд қилиш керакки, қайси саноқ тизмалари инерциал, қайсилари ноинерциал эканлигини фақат тажриба йўли билан аниқланади.

Текшириш масалаларининг табиатига қараб инерциал саноқ системалари танлаб олинади. Масалан, Г. Галилей Ер билан боғланган саноқ системасини абсолют инерциал ҳисоблаган. Кейинроқ француз физиги Фуко ўз маятникги билан Ернинг ўз ўқи атрофида айланишини аниқлаб «Ер» саноқ системасининг ноинерциал эканини исботлади. Ҳақиқатан ҳам текширишдан маълум бўлдики, юлдузларнинг эркин ҳаракати Ер билан боғлиқ бўлган системада айланма ҳаракатдан иборат бўлгани учун у инерция қонунига бўйсунмайди. Шунинг учун ҳам ер саноқ системаси юлдузларга нисбатан ноинерциал системадир. Ундан ташқари Ер саноқ системасининг инерциал эмаслиги Ернинг ўз ўқи атрофида ва Қуёш атрофидаги, яъни Коперник (Қуёш) системасига нисбатан тезланишли ҳаракати билан тушунтирилади. Бироқ Ер ўзининг Қуёш атрофидаги ҳаракатида $t = 30$ мин. ичида $\varphi = 1^\circ$ дан биров ортиқроқ ёй чизади. Бу эса Ер орбитасининг эгрилиги $\left(\frac{1}{R}\right)$ нақадар кичик эканлигини кўрсатади. Шунинг учун Ер билан боғлиқ бўлмаган координаталар системасининг инерциал хусусиятларига Ернинг ҳаракати эгри чизиқли бўлса-да, Ер билан боғлиқ бўлган саноқ системаси жула кўп ҳодисаларга нисбатан ўзини амалда инерциал система каби тутати. Бинобарин, динамиканинг асосий қонунларини текширишда, Ерни тахминан инерциал саноқ системаси деб қабул қилиш мумкин.

Агар Коперник (Қуёш) системасида координата ўқлари Галактикамиздаги учта юлдузга йўналганлиги сабабли, Галактика ўлчамига нисбатан бундай система ҳам тахминан инерциал саноқ системаси бўлиши мумкин. Лекин бутун Галактика ёки бир нечта галактикаларнинг ҳаракатини қараб чиқишда бундай бўлмайди, яъни ноинерциал саноқ системасига айланиб қолади. У вақтда тўртта астрономик объектлардан фойдаланиш мумкин, объектдан биринини марказини координата боши деб қабул қилиш, бошқа учта

объектдан эса координата ўқларининг йўналишини белгилаш учун фойдаланилади.

Шундай қилиб, инерциал санок системаси эталони тўғрисида гапирилганда, у билан боғланган ҳақиқий физик объектларни кўрсатиш керак.

Ҳозирги замон инерциал санок системаси эталони сифатида (қолдиқ) нурланиш ($T=2,7\text{ K}$) мос келган коинот электромагнит нурланиши—изотроп бўлган санок системаси қабул қилинган. Аммо, келажакда инерциал санок системасининг бошқа эталонлари пайдо бўлиш-бўлмаслиги номаълум.

2.3. НЬЮТОННИНГ ИККИНЧИ ҚОНУНИ. КУЧ ВА МАССА ТУШУНЧАСИ

Ньютоннинг иккинчи қонунда иккита янги физик катталиқ—куч ва масса иштирок этади. Куч берилган жисмга бошқа жисмлар томонидан кўрсатилаётган таъсирнинг миқдори ва йўналишини ифодалайди.

Куч. Кузатишларнинг кўрсатишича, жисмга кўрсатилаётган таъсир бу жисмнинг тезланиш олиши тарзидагина эмас, балки жисмнинг деформацияланиши шаклида ҳам намоён бўлиши мумкин. Бинобарин, кучни қуйидагича таърифлаш мумкин.

Куч деб, жисмга тезланиш бера оладиган ёки деформациялайдиган физик катталиқка айтилади. Табиатда фақат жисмларнинг ўзаро таъсири мавжуддир, лекин барча ҳолатларда бир жисм иккинчи жисмга таъсир қилади ва унинг ҳолатини ўзгартиради дейиш ўрнига, соддагина қилиб, жисмга куч таъсир қилди, дейилди.

Жисмларнинг бир-бирига кўрсатадиган таъсирининг турлари жуда кўп бўлганидан кучларнинг ҳам турлари жуда кўп бўлиб кўринали. Лекин ҳақиқатда эса, табиатдаги барча кучлар икки хил электромагнит кучлар ва бутун олам тортишиш кучларидан иборат. Шундай қилиб, барча кучлар, масалан, эластик куч, ишқаланиш кучи, электр кучи, магнит кучи ва ҳоказо кучлар, шу икки асосий кучларнинг турлича намоён бўлишидир.

Жисмга таъсир қилаётган куч тўғрисида тасаввурга эга бўлиш учун:

- 1) кучнинг қандай катталиқда эканини;
- 2) кучнинг қандай йўналишида таъсир этишини;
- 3) куч жисмнинг қайси нуқтасига қўйилишини билиш керак.

Шундай қилиб, куч вектор катталиқдир. Жисмнинг фақат битта куч таъсиридаги ҳаракати камдан-кам учрайди. Кўпчилик ҳолларда жисмга бир вақтнинг ўзида бир неча куч таъсир қилади. Бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси векторларнинг қўшиш амаллари асосида аниқланади.

Шуни алоҳида қайд этиш керакки, кучлар ҳаракатнинг бирламчи сабабчиси эмас, балки ҳаракатни бир жисмдан иккинчи жисмга узатувчи воситадир.

Кучнинг қиймати тўғрисида пружинанинг абсолют деформацияси катталигига қараб ҳукм чиқариш мумкин. Гук қонунига биноан пружинанинг деформацияси—чўзилиш таъсир қилаётган кучга пропорционал бўлади. Бу пружинанинг чўзилишини куч бирлигида даражалаб, ундан кучни ўлчовчи асбоб—динамометрда фойдаланилади.

Масса. Тажрибадан маълум бўлдики, бир хил куч таъсирида турли хил жисмлар ўз тезликларини турлича ўзгартирар экан. Бошқача қилиб айтганда, аynи бир хил куч турлича жисмларга ҳар хил тезланиш беради. Бунга қуйидаги мисолда ишонч ҳосил қилиш мумкин.

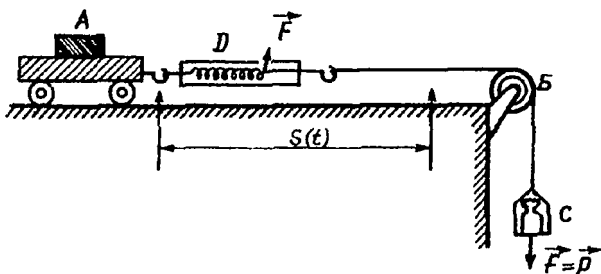
Бир хил тезлик билан ҳаракатланиб келаётган юкли ва юксиз иккита автомобиль бир вақтда тормозланганда, юкли автомобиль ўз ҳаракатини юксиз автомобилга нисбатан узоқроқ давом эттиришини, бинобарин, камроқ тезланиш билан ҳаракатланганлигини кузатамиз. Демак, жисм олган тезланишининг катталиги таъсир қилувчи кучга эмас, шу билан бирга жисмларнинг баъзи хоссасига ҳам боғлиқ бўлар экан. Жисм тезлигининг ўзгаришига қаршилиқ кўрсатадиган бу хоссасига инертлик дейилади. Жисм инертлигининг ўлчовига масса дейилиб, m ҳарфи билан белгиланади.

Ўзгармас куч таъсирида кичикроқ тезланиш жисмнинг инертлиги, яъни массаси каттароқ ва аксинча, каттароқ тезланиш олган жисмнинг массаси кичикроқ бўлади. Бинобарин, массаси каттароқ бўлган жисм инертроқ дейилади.

Шундай қилиб, жисмнинг массаси унинг ўзаро таъсирланишига ва қандай ҳаракатланишига боғлиқ бўлмаган хоссаси инертлигини ифодалайди.

Турли жисмларнинг массаларини таққослаш учун модданинг зичлиги деб аталувчи физик катталиқдан фойдаланилади.

Модданинг зичлиги деб, ҳажм бирлигига мос келган массасига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади.



2.1-расм

Агар жисмнинг массаси m , ҳажми v бўлса, у ҳолда жисм моддасининг зичлиги ρ таърифга биноан қуйидагига тенг бўлади:

$$\rho = \frac{m}{v}. \quad (2.2)$$

Ньютоннинг иккинчи қонуни. Ньютон бу қонунининг математик ифодасини топишда қуйидаги тажрибаларни ўтказиб, ўлчашлар олиб борди: у силлиқ горизонтал стол устида ҳаракатланадиган аравачадан фойдаланди (2.1-расм). Аравача A га динамометр маҳкамланган, динамометрнинг иккинчи учига B блокдан ўтказилган ипнинг бир учи уланган бўлиб, ипнинг иккинчи учига эса юкли C паллача осилган. Аравачага таъсир қилаётган F кучнинг катталиги D динамометр ёрдамида ўлчанади. Аравачанинг m массаси эса шайинли тарози ёрдамида ўлчанади. Агар аравачага F ўзгармас куч таъсир қилса, у текис тезланувчан ҳаракатланиб, унинг тезланиши

$$a = \frac{2S}{t^2} \quad (2.3)$$

формуладан аниқланади, бунда S —ўтилган йўл, t —ҳаракат вақти.

Ньютон ўз тажрибаларида аввал аравачанинг массасини ўзгармас қилиб олди ва унга ҳар хил миқдордаги F куч (юк) лар таъсир этиб, аравачанинг олган тезланиши a ни (2.3) формула асосида аниқлагандан сўнг, таъсир этувчи куч (юк) F ни ўзгармас сақлаб, аравачанинг массаси m ни ўзгартириб аравачанинг олган тезланиши a ни яна аниқлади. Кўплаб ўтказилган тажрибалар асосида Ньютон қуйидаги хулосаларни чиқарди:

1. Ҳар қандай жисм ўзгармас куч таъсирида ўзгармас тезланиш билан ҳаракатланади.

2. Ўзгармас массали ($m = \text{const}$) жисмнинг олган тезланиши таъсир қилувчи куч F га пропорционал: яъни

$$a \sim F$$

3. Ўзгармас куч ($F = \text{const}$) таъсирида жисмнинг олган тезланиши жисм массаси m га тескари пропорционал:

$$a \sim \frac{1}{m}$$

Бу хулосаларга асосан Ньютон динамиканинг иккинчи қонунини бундай таърифлади;

Куч таъсирида жисмнинг олган тезланиши кучга тўғри пропорционал бўлиб, жисмнинг массасига тескари пропорционалдир, яъни:

$$a = \frac{F}{m}. \quad (2.4)$$

Бу ифодада куч ва тезланиш вектор катталиқ бўлгани учун тезланишнинг йўналиши кучнинг йўналиши билан мос тушганлигидан (2.4)ни вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$\ddot{a} = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (2.4a)$$

Бу муносабатдан жисмга таъсир қилувчи куч аниқланса, у

$$\vec{F} = m\ddot{a}. \quad (2.4б)$$

бўлади. Бу ифода ҳам Ньютоннинг иккинчи қонуни математик ифодаси бўлиб уни бундай таърифлаш мумкин.

Жисмга таъсир қилувчи куч жисм массаси билан олган тезланишининг кўпайтмасига тенг.

Ньютоннинг иккинчи қонуни ҳам худди биринчи қонуни каби фақат инерциал саноқ системалардагина ўринли бўлади.

Амалда жисмга бир вақтнинг ўзида бир нечта куч таъсир этиши мумкин. Кучлар таъсирининг мустақиллик принципига асосан кучларнинг ҳар бири бошқаларига боғлиқ бўлмаган ҳолда жисмга таъсир кўрсатади ва ҳар бир куч таъсирида жисм Ньютоннинг иккинчи қонуни билан аниқланадиган тезланиш олади. У вақтда векторларни қўшиш қонунига биноан, қуйидагига эга бўламиз:

$$\ddot{a} = \ddot{a}_1 + \ddot{a}_2 + \dots + \ddot{a}_n = \frac{\vec{F}_1}{m} + \frac{\vec{F}_2}{m} + \dots + \frac{\vec{F}_n}{m} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{F}_i}{m} = \frac{\vec{F}}{m}$$

Шундай қилиб,

$$\bar{a} = \sum_{i=1}^n \bar{a}_i = \frac{\sum_{i=1}^n \bar{F}_i}{m} = \frac{\bar{F}}{m} \quad (2.5)$$

бунда $\bar{a} = \sum_{i=1}^n \bar{a}_i$ — кучлар таъсирида жисмнинг олган натижа-

вий тезланиши, $\bar{F} = \sum_{i=1}^n \bar{F}_i$ эса жисмга таъсир қилувчи кучларнинг тенг таъсир этувчисидир. Агар жисмга ҳеч қандай куч таъсир этмаса ($\bar{F} = 0$), тезланиш полга тенг ($\bar{a} = 0$) бўлиб, $v = 0$ ёки $\bar{v} = \text{const}$ бўлади, яъни Ньютоннинг биринчи қонуни келиб чиқади. Шундай қилиб, Ньютоннинг биринчи қонуни иккинчи қонунининг хусусий ҳолидир.

2.4. МАССА, ЗИЧЛИК, КУЧНИНГ ЎЛЧОВ БИРЛИКЛАРИ ВА ЎЛЧАМЛИКЛАРИ

Масса асосий физик катталиклардан бири бўлиб, халқаро келишувга мувофиқ масса бирлиги қилиб «СИ» да килограмм (кг) қабул қилинган. Массанинг ўлчамлиги M ҳарфи билан ифодаланади, яъни:

$$|m|_{\text{cu}} = 1 \text{ кг}; \quad \dim|m| = M.$$

(2.2) формуладан зичлик ρ нинг «СИ» даги ўлчов бирлиги ва ўлчамлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$|\rho| = \left| \frac{m}{V} \right| = 1 \text{ кг}^3 / \text{м}^3; \quad \dim|\rho| = \dim \left| \frac{m}{V} \right| = ML^{-3}.$$

Ньютоннинг иккинчи қонуни (2.4 б) ифодасидан куч F нинг «СИ» даги ўлчов бирлиги ва ўлчамлиги қуйидагига тенг бўлади.

$$|F| = |ma| = 1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ м} / \text{с}^2 = 1 \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{с}^2 = 1 \text{ Н};$$

$$\dim|F| = \dim|ma| = MLT^{-2}.$$

1 Н (Ньютон) деб, 1 кг массали жисмга 1 м/с² тезланиш бера оладиган кучга айтилади.

Амалда кучнинг қуйидаги каррали ва улушли бирлик-ларидан ҳам фойдаланилади:

$$1 \text{ МН (меганьютон)} = 10^6 \text{ Н};$$

$$1 \text{ кН (килоньютон)} = 10^3 \text{ Н};$$

$$1 \text{ мН (миллиньютон)} = 10^{-3} \text{ Н};$$

$$1 \text{ мкН (микроньютон)} = 10^{-6} \text{ Н}.$$

2.5. ИМПУЛЬС ВА ИМПУЛЬСНИНГ ЎЗГАРИШ ҚОНУНИ. КУЧ ИМПУЛЬСИ

Ньютоннинг иккинчи қонунини яна бошқа кўринишда ифодалашда жисмнинг импульси ва куч импульси деб аталувчи физик катталиклар орасидаги боғланишдан фойдаланилади.

Жисмнинг импульси деб, жисм массасини унинг тезлигига кўпайтмаси билан ифодаланадиган $m\vec{v}$ векторга айтилади ва у \vec{p} ҳарфи билан белгиланади;

$$\vec{p} = m\vec{v}. \quad (2.6)$$

Куч импульси деб, жисмга таъсир қилаётган кучнинг таъсир вақтига кўпайтмасига тенг $\vec{F}dt$ вектор катталикка айтилади.

Жисм импульси ва куч импульси орасидаги боғланишни аниқлаш учун, Ньютоннинг иккинчи қонуни ифодасидаги тезланишни тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиласи $\left(\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}\right)$ билан алмаштирилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

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

Классик механикада масса ўзгармас бўлгани сабабли уни дифференциал белгиси остига киритиш мумкин:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}, \quad (2.7)$$

бунда $m\vec{v} = \vec{p}$ – импульсдан иборат бўлгани учун:

$$\frac{dp}{dt} = \bar{F}. \quad (2.7a)$$

Шундай қилиб, *жисм импульсининг вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиласи унга таъсир қилаётган кучга тенг*. Бу қонун ҳам Ньютоннинг иккинчи қонунидан иборат. Бу қонунни ифодаловчи (2.7) ёки (2.7a) тенглама жисмнинг ҳаракатланиш тенгламаси дейилади.

(2.7a) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$d\bar{p} = \bar{F}dt. \quad (2.8)$$

бу тенглик моддий нуқта (жисм) учун импульс ўзгариш қонунининг ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

Жисм импульсининг ўзгариши куч импульсига тенг.

Куч таъсирида t_1 дан t_2 гача ўтган вақт оралиғидаги импульс ўзгариши $(\bar{p}_2 - \bar{p}_1)$ ни топиш учун (2.8) ни интеграллаймиз:

$$\bar{p}_2 - \bar{p}_1 = \int_{\bar{p}_1}^{\bar{p}_2} d\bar{p} = \int_{t_1}^{t_2} \bar{F}dt. \quad (2.9)$$

Агар жисмга таъсир қилаётган куч миқдор ва йўналиш бўйича ўзгармас ($\bar{F} = \text{const}$) бўлса, (2.9)дан

$$\bar{p}_2 - \bar{p}_1 = \bar{F}(t_2 - t_1) \quad (2.9a)$$

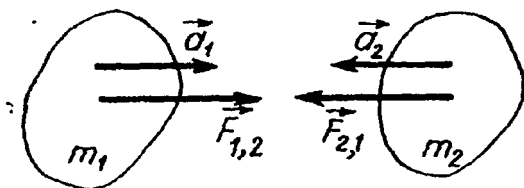
келиб чиқади. Демак, *ўзгармас куч таъсирида жисм импульсининг ўзгариши шу куч импульсига тенгдир*.

2.6. НЬЮТОННИНГ УЧИНЧИ—АКС ТАЪСИРЛАР ҚОНУНИ

Ньютоннинг учинчи қонуни ҳаракатнинг кучлар таъсири остида юз берувчи ҳар қандай ўзгаришларида, шунингдек кучларнинг статик намоён бўлишида икки ёки ўндан ортиқ жисмларнинг ўзаро таъсирлашуви содир бўлишини кўрсатади.

Ньютон учинчи қонунини таърифлашдан олдин жисмларнинг ўзаро таъсирини ифодаловчи тажрибалар асосида қуйидаги хулосаларни чиқарди:

1. Икки жисмнинг ўзаро таъсирлашишида намоён бўлаган икки куч шу жисмларга қўйилган (2.2-расм).



2.2-расм

2. Бу кучлар бир тўғри чизиқ устида ётади ва қарама-қарши томонга йўналган.

3. Бу кучларнинг абсолют қиймати тенгдир.

Мисолни қараб чиқайлик. Массалари m_1 ва m_2 бўлган, ташқи таъсирдан изоляцияланган икки жисм (масалан, ҳар хил ишорали зарядлангани сабабли) бир-бирини ўзаро тортишсин (2.2-расм). Биринчи ва иккинчи жисмлар \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} кучлар таъсирида мос равишда \vec{a}_1 ва \vec{a}_2 тезланишлар олади. Бу тезланишнинг катталиги жисмларнинг

массалари m_1 ва m_2 га тескари пропорционалдир: $\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}$.

Бундан қуйидаги тенгликлар келиб чиқади:

$$m_1 a_1 = |m_2 a_2| \quad \text{ёки} \quad F_{12} = F_{21}. \quad (2.10)$$

чизмадан кўринадикки, \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} кучларнинг йўналиши қарама-қаршидир. Ана шу тажриба хулосаларини умумлаштириб, (2.12) назарга олган ҳолда Ньютон динамикасининг учинчи қонунини қуйидагича таърифлайди:

Ўзаро таъсирланувчи икки жисм миқдор жиҳатдан тенг ва қарама-қарши йўналган кучлар билан таъсирланади, яъни:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}. \quad (2.11)$$

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

Ньютон кучлардан бири \vec{F}_{12} ни таъсир деб, иккинчиси \vec{F}_{21} ни акс таъсир деб атади ва динамика учинчи қонуни (2.11) ни яна бундай таърифлади:

Икки жисмнинг ўзаро таъсир ва акс таъсир кучлари миқдор жиҳатидан тенг бўлиб, жисмларни бирлаштирувчи тўғри чизик бўйлаб қарама-қарши йўналгандир.

Шуни таъкидлаш керакки, бу икки куч \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} иккита алоҳида жисмга қўйилгани учун уларни кучларни қўшиш қондаси асосида қўшиш мумкин эмас, бинобарин, уларни бир-бирини мувозанатлайдиган кучлар деб бўлмайди.

Ньютоннинг иккинчи қонунига биноан биринчи ва иккинчи жисмнинг олган тезланишлари мос равишда

$\vec{a}_1 = \frac{\vec{F}_{12}}{m_1}$ ва $\vec{a}_2 = \frac{\vec{F}_{21}}{m_2}$ бўлади. Бу ифодаларни (2.11) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{\vec{a}_1}{\vec{a}_2} = -\frac{m_2}{m_1}. \quad (2.12)$$

Демак, ўзаро таъсирланувчи икки жисм қарама-қарши томонга йўналган ва ўзларининг массаларига тескари пропорционал бўлган тезланишлар олар экан. Бундан шу нарса келиб чиқадики, таъсир ва акс таъсирлар кучи иқкала жисмни бир хил йўналишда ҳаракатлантира олмайди. Ўзаро таъсирлашаётган икки жисм бир йўналишда ҳаракатланиши учун улар ёки улардан бири учинчи жисм билан ўзаро таъсирланиши керак. Масалан, поезд вагонлар билан ўзаро таъсирланиши сабабли эмас, балки ўзининг рельс-таянч билан таъсиридан юзага келадиган ишқаланиш кучи туфайли вагонларни тортади.

2.7. МОДДИЙ НУҚТАЛАР СИСТЕМАСИ ВА ИМПУЛЬСНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Шу вақтгача моддий нуқта деб ҳисобланиши мумкин бўлган жисмнинг ҳаракати қараб чиқилди, энди n та моддий нуқтадан ташкил топган системани (уни соддалик учун жисмлар системаси деб атаймиз) қараб чиқайлик.

Кучлар таъсирида системадаги ҳар бир моддий нуқта ўз ҳаракатини ўзгартиради. Бинобарин, системанинг ҳаракатини текшириш учун, системадаги ҳар бир моддий нуқта учун тизилган ҳаракат тенгламалар системасини ечиш керак. Бу математик амал анча мураккабдир. Бундай масалани, моддий нуқталар система ҳаракатини бутунлигича текшириб ҳал қилиш мумкин. Бунинг учун, моддий нуқталар системасини характерловчи янги тушунчалар киритамиз:

1. Моддий нуқталар системасининг массаси (m_c) деб, системадаги моддий нуқталар массалари m_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) нинг алгебрικ йиғиндисига айтилади:

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i. \quad (2.13)$$

2. Моддий нуқталар системасининг масса маркази (ёки инерция маркази) деб мазкур нуқтанинг вазиятини координата бошига нисбатан қуйидаги радиус-вектор билан аниқланадиган нуқтага айтилади:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \dots + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i\vec{r}_i}{\sum_{i=1}^n m_i} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i\vec{r}_i}{m_c}. \quad (2.14)$$

Система инерция маркази радиус-вектори \vec{r}_c нинг декарт координата ўқларига проскциялари эса қуйидагиларга тенг бўлади:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{m_c}; \quad y_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{m_c}; \quad z_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{m_c}. \quad (2.14a)$$

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, системанинг инерция маркази унинг оғирлик маркази билан устма-уст тушади.

3. Моддий нуқталар системаси инерция марказининг \vec{r}_0 радиус-векторидан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олинса, инерция марказининг тезлиги келиб чиқади:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i}{m_c}. \quad (2.15)$$

Бу ерда $m_i \vec{v}_i = \vec{p}_i$ эканини ҳисобга олинса, (2.15) ифода

$$\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_i}{m_c} = \frac{P_c}{m_c}, \quad (2.16)$$

кўринишга келади, бунда \vec{p}_c — системанинг импульси бўлиб, системадаги моддий нуқталар импульсларининг геометрик (вектор) йиғиндисига тенг:

$$\vec{p}_c = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \quad (2.17)$$

(2.16) дан моддий нуқталар системасининг \vec{p}_c импульси:

$$\vec{p}_c = m_c \vec{v}_c. \quad (2.18)$$

Бундан ниҳоятда катта аҳамиятга эга бўлган хулосани таърифлаш мумкин. *Системанинг ҳамма массалари унинг инерция марказига тўпланган ҳолда ҳаракатланганда унинг умумий импульси қандай бўлса, системанинг тўла импульси ҳам шундай бўлади.*

Шунинг учун ҳам системанинг импульсига унинг инерция марказининг импульси ҳам дейилади. Система инерция марказининг импульсини (2.18) га асосан қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\vec{p}_c = m_c \vec{v}_c = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i, \quad (2.18a)$$

бунда m_c — системанинг тўлиқ массаси; \vec{v}_c — унинг инерция маркази тезлиги; m_1, m_2, \dots, m_n — уларнинг тезликлари.

4. Системадаги моддий нуқталар орасидаги ўзаро таъсир ва акс таъсир кучларини ички кучлар деб аталади. Масалан, системадаги 1-жисмга 2-жисмнинг таъсир кучини \vec{F}_{12} , 2-жисмга 1-жисмнинг акс таъсир кучини эса \vec{F}_{21} билан белгилаймиз, шу билан бирга Ньютоннинг учинчи қонунига мувофиқ $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ ёки $\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21} = 0$ бўлади.

5. Системадан 1-, 2- ва ҳоказо n та моддий нуқта (жисм) ларга таъсир қилувчи ташқи кучларни эса битта индекс билан, яъни $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ билан белгилаймиз.

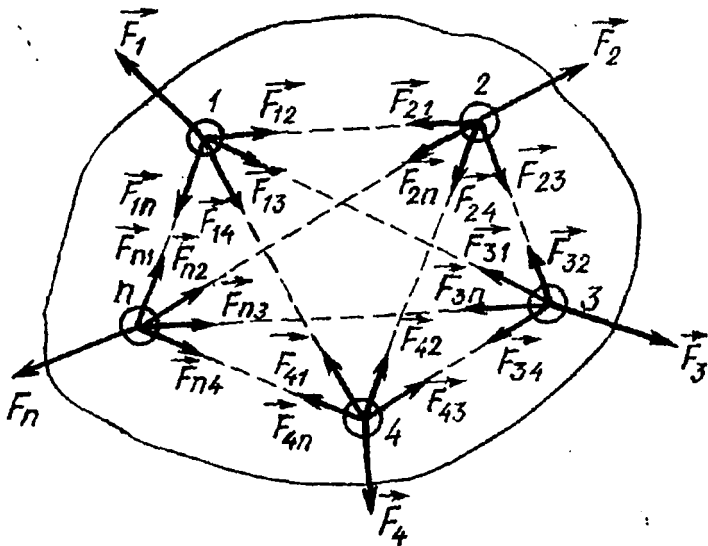
6. Энди моддий нуқтали механик система учун импульснинг ўзгариш ва сақланиш қонунини қараб чиқайлик. Фараз қилайлик, механик система n та моддий нуқталардан иборат

бўлсин (2.3-расм). Механик системадаги n та жисмнинг ҳар бири учун (2.7) га биноан ҳаракат тенгласини ёзамиз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_1 \vec{v}_1) &= \vec{F}_{12} + \vec{F}_{19} + \dots + \vec{F}_{1n} + \vec{F}_1, \\ \frac{d}{dt}(m_2 \vec{v}_2) &= \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n} + \vec{F}_2, \\ \frac{d}{dt}(m_n \vec{v}_n) &= \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \dots + \vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_n. \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

Бу тенгламаларни ҳадма-ҳад қўшиб, ички кучлар мос равишда гуруҳланса, қуйидаги кўринишдаги тенглама ҳосил бўлади:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) &= (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21}) + (\vec{F}_{13} + \vec{F}_{31}) + \dots \\ &\dots + (\vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_{n(n-1)}) + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \end{aligned} \quad (2.20)$$



2.3-расм

Ньютоннинг учинчи қонунига асосан ҳар бир қавс ичидаги вектор йиғинди нолга тенг. Демак, система ички кучларининг тўлиқ вектор йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлади. У ҳолда (2.20) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n (m_i \vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (2.20a)$$

Бу ифоданинг чап томонидаги $m_i \vec{v}_i$ кўпайтма импульс \vec{p}_i га тенг бўлиб, $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i$ эса системанинг импульси \vec{p}_c га тенг:

$$\vec{p}_c = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i. \quad (2.21)$$

Унг томондагиси эса механик системага таъсир қилувчи ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчи кучидан иборат:

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i. \quad (2.21a)$$

(2.21) ва (2.21a)ни юқорида ўрнига қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{d\vec{p}_c}{dt} = \vec{F}_c. \quad (2.22)$$

Шундай қилиб, моддий нуқталар системасининг импульсидан вақт бўйича олинган ҳосила системага таъсир қилувчи ташқи кучларнинг геометрик йиғиндисидан иборат бўлган натижаловчи кучга тенг. Демак, *ички кучлар моддий нуқталар системасининг импульсини ўзгартира олмайди* (2.22) тенгламага биноан қуйидаги теоремани ифодалаш мумкин:

Системанинг инерция маркази худди унга системадаги барча жисмлар массаси муъассамлашган ва системадаги жисмларга қўйилган ташқи кучларнинг геометрик йиғиндисига тенг куч таъсир қилгандек ҳаракатланади.

Бу теорема массалар инерция марказининг ҳаракати ҳақидаги теорема деб аталади.

Реактив ҳаракат. Агар кучларнинг таъсир қилиш вақти давомида жисмнинг массаси ўзгармаса, у ҳолда (2.22)

муносабат Ньютоннинг иккинчи қонуни таърифига мувофиқ келади:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a} \quad (2.23)$$

Бироқ тошилан бу муносабат кучнинг юзага келишидаги иккинчи имкониятни ҳам кўрсатади — бу куч жисм массасининг ўзгаришидан ҳам юзага келиши мумкин. Масалан, ракетадан газлар \vec{U} тезлик билан оқиб чиқаётганда газ массасининг ўзгариш тезлиги $\frac{dm}{dt} = M$ бўлсин. У ҳолда газлар импульсининг ўзгариши, газлар томонидан ракетага таъсир қилувчи \vec{F} кучининг пайдо бўлишига сабаб бўлади:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a} \quad (2.24)$$

Бу куч реактив куч, унинг таъсирида содир бўладиган ҳаракат эса реактив ҳаракат дейилади.

1903 йилда рус олими ва ихтирочиси К. Э. Циолковский Петербургда реактив ҳаракат принципига асосланиб қуриладиган учиш аппаратлари — сайёралараро кемалар яратишга бағишланган асарини нашр қилди ва бу асарда Ер атмосфера чегарасидан чиқиб кетаоладиган ягона учиш аппарати—ракета эканлигини исботлаб берди.

Импульснинг сақланиш қонуни. Агар моддий нуқталар системаси таъсир қилаётган кучларнинг геометрик

йиғиндисини нолга тенг, яъни $\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0$ бўлса, (2.22)

ифода $\frac{d\vec{p}_c}{dt} = 0$ кўрнишига келади. Математикадан маълумки, бирор катталиқнинг ҳосиласи нолга тенг бўлса, у ҳолда бу катталиқ ўзгармас бўлади. Шунинг учун (2.23) тенгламадан қуйидаги келиб чиқади.

$$\vec{P}_c = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n = \text{const.} \quad (2.24a)$$

Бу ифода импульс сақланиш қонунининг математик ифодаси бўлиб, қуйидагича таърифланади.

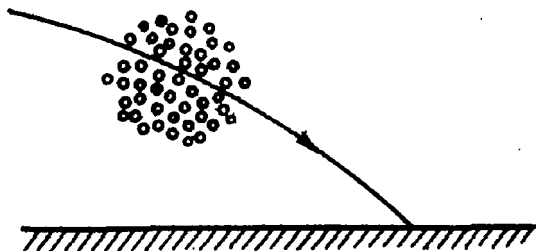
Берк системадаги, яъни ташқи кучлар таъсир қилмайдиган ёки таъсир қилувчи ташқи кучларнинг геометрик йиғиндисини

нолга тенг бўлган системадаги жисмлар импульсларининг геометрик йиғиндиси ўзгармас қолади.

Энди $\vec{F}_0 \neq 0$ бўлиб, унинг бирор йўналишига, масалан, X ўқига проекцияси нолга тенг, яъни $\frac{dp_x}{dt} = 0$ бўлса, $P_x = \text{const}$ бўлиб қолади. Бу ҳолда, системанинг натижаловчи импульси $\vec{P}_c \neq 0$ бўлиб, унинг X ўқига проекцияси эса ўзгармас сақланади. Масалан, жисм эркин тушишда, импульсининг горизонтал X ўқи йўналишидаги ташкил этувчи $P_x = \text{const}$ бўлиб, вертикал Y ўқи йўналишидаги ташкил этувчи P_y эса узлуксиз ўзгара боради.

Импульснинг сақланиш қонунига асосланган ҳодисалар мавжуддир. Масалан, ракеталарнинг ва реактив двигателларнинг ишлаш принципи шунга асосланган, ёнилғи ёнган вақтда ҳосил бўлган газлар оқими ракетанинг соплосидан чиқиши натижасида чиқаётган газлар олган импульсига тенг импульс ракетага узатилади.

Инерция марказлари системаси. Инерция марказига эга бўлган жисмлардан ташкил топган ёриқ система ҳаракатланганда, жисмлар инерция марказ импульсларининг геометрик йиғинди система инерция марказининг импульсига тенглигича қолади. Масалан, ичи питра ўқлар билан тўлдирилган сочма снаряд портлаганда, питра ўқлар ҳар томонга сочилиб кетади, лекин питра ўқларнинг, яъни снаряднинг инерция маркази траектория бўйлаб ҳаракатланади (2.4-расм). Бунда снаряднинг инерция марказининг импульси портлашдан кейинги питра ўқлар инерция марказлари импульсларини геометрик йиғиндисига тенг бўлади.



2.4-расм

2.8. НОИНЕРЦИАЛ САНОҚ СИСТЕМАЛАРИ. ИНЕРЦИЯ КУЧЛАРИ

Шу вақтгача ҳаракатлар чексиз кўп инерциал саноқ системаларнинг бирортасига нисбатан текширилди. Шуни қайд қилиш керакки, Ньютон қонунлари фақат инерциал саноқ системалардагина тўғридир. Барча инерциал системаларга нисбатан бир хил куч таъсирида олган тезланиши \vec{a} бир хил бўлади. Бундай саноқ системаларида жисмларнинг ҳаракат тенгламаси Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодаловчи тенгламадан иборат бўлади:

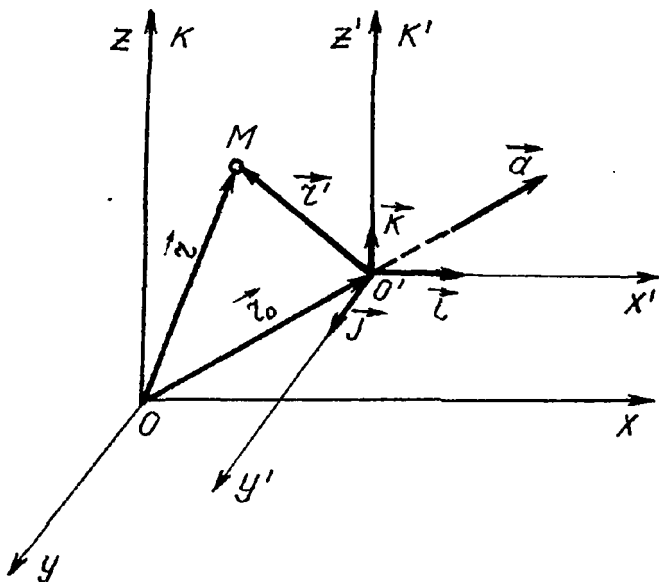
$$m\vec{a}_{abc} = \vec{F}, \quad (2.25)$$

бунда \vec{a}_{abc} —қўзғалмас инерциал системага нисбатан жисмнинг олган тезланиши. Энди ихтиёрий тезланишли саноқ системасида жисмнинг ҳаракат тенгламаси қандай бўлишини қараб чиқамиз. Бу масала классик механикада, яъни норелятивистик (кичик тезликли) механикада соф кинематик масала бўлиб, масофа ва вақт оралиқлари бир инерциал саноқ системасидан бошқа бир поинерциал саноқ системасига ўтишига нисбатан инвариант (бир хил)дир. Ҳар қандай инерциал саноқ системага нисбатан ихтиёрий тезланишли саноқ системасига поинерциал саноқ системаси дейилади.

Жисмнинг ҳаракати поинерциал саноқ системасига нисбатан қаралаётган бўлса, Ньютоннинг биринчи ва иккинчи қонунларини одатдаги кўринишда татбиқ қилиб бўлмайди. Бу масалани ҳал қилиш учун, фараз қилайлик, иккита: қўзғалмас K инерциал саноқ системаси ва тезланишли K' поинерциал саноқ системаси берилган бўлсин (2.5-расм). Биринчи K саноқ системасига абсолют (мутлақ) саноқ системаси дейилиб, унга нисбатан ҳаракатни эса мутлақ ҳаракат дейилади. K' ҳаракатланувчи саноқ системада тинч турган жисм шу системанинг K системага нисбатан ҳаракатида иштирок этади. Жисмнинг ёки K' системанинг бундай ҳаракати кўчирма ҳаракат дейилади. Шундай қилиб, 2.5-расмдаги чизмада M моддий нуқта ҳолатини ифодаловчи радиус-векторларни мос равишда қуйидагича номлаш мумкин:

$\vec{r} = \overline{OM}$ – мутлақ радиус- вектор;

$\vec{r}' = \overline{O'M}$ – нисбий радиус – вектор;



2.5-расм

$\vec{r}_0 = \overline{OO'}$ — кўчирма радиус-вектор;

Бу \vec{r} — абсолют, \vec{r}' — нисбий ва \vec{r}_0 — кўчирма радиус-векторлар вақтининг ҳар бир моментиди

$$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{r}_0 \quad (2.26)$$

боғланишга эга. Бу муносабатдан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олинса:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + \frac{d\vec{r}_0}{dt} \quad (2.27)$$

Бу ифодадаги катталиклар М моддий нуқтанинг ҳаракат тезликлари бўлиб, уларга мос равишда $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{V}_{абс}$ — абсолют, $\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{V}_{нис}$ — нисбий ва $\frac{d\vec{r}_0}{dt} = \vec{V}_{кўч}$ — кўчирма тезликлар дейилади.

Шундай қилиб, M моддий нуқтанинг илгариланма ҳаракатида қуйидаги ўринли бўлади:

$$\vec{V}_{abc} = \vec{V}_{nuc} + \vec{V}_{кўч}. \quad (2.27a)$$

Бундан кўринадики, жисмнинг абсолют ҳаракати нисбий ва кўчирма ҳаракатларнинг йиғиндисига тенг экан.

(2.27a) дан яна бир марта вақт бўйича ҳосила олинса:

$$\frac{d\vec{V}_{abc}}{dt} = \frac{d\vec{V}_{nuc}}{dt} + \frac{d\vec{V}_{кўч}}{dt}. \quad (2.28)$$

ёки

$$\vec{a}_{abc} = \vec{a}_{nuc} + \vec{a}_{кўч}. \quad (2.28a)$$

Абсолют тезланиш \vec{a}_{abc} нинг ифодаси (2.28 а)ни (2.28) га қўйиб, унда $\vec{a}_{кўч}$ иштирок этган ҳадни ўнг томонга ўтказиб юборилса

$$m\vec{a}_{nuc} = \vec{F} - m\vec{a}_{кўч}. \quad (2.29)$$

ҳосил бўлади. Бу муносабат моддий нуқтанинг K' ноинерциал саноқ системасига нисбатан ҳаракат тенгламаси бўлиб, унга моддий нуқта нисбий ҳаракатининг тенгламаси ҳам дейилади.

(2.29) нинг ўнг томонидаги $(\vec{F} - m\vec{a}_{кўч})$ ифодани K' — ноинерциал саноқ системасидаги моддий нуқтага таъсир қилувчи қандайдир «натижавий куч» деб қараш мумкин. Бу «натижавий куч» бир-биридан кескин фарқ қилувчи иккита ташкил этувчидан иборатдир. Биринчи ташкил этувчиси \vec{F} жисмларнинг ўзаро таъсир кучи — «ҳақиқий куч» дир. У бир саноқ системасидан бошқа бир ихтиёрий равишда ҳаракатланувчи саноқ системасига ўтишда ўзгармайди. Бошқача қилиб айтганда \vec{F} куч мана шундай ўтишга нисбатан инвариант (бир хил) дир. Иккинчи ташкил этувчиси « $-m\vec{a}_{кўч}$ » эса бугунлай бошқача характерга эга. Бу « $-m\vec{a}_{кўч}$ » куч жисмларнинг ўзаро таъсири натижасида эмас, балки саноқ системасининг тезланишли ҳаракати натижасида вужудга келади ва бу кучга инерция кучи дейилади. Шундай қилиб,

инерция кучи ҳар қандай тезланишли санок системасида пайдо бўладиган куч бўлиб, тезланишининг йўқолиши билан у ҳам йўқолади. Агар текшириладиган ҳолда K' ноинерциал санок системасидаги жисмга таъсир этувчи «Ҳақиқий кучлар» — Ньютон кучларининг йиғиндиси $\vec{F} \quad \vec{F} = 0$ бўлса, жисмнинг олган тезланиши $\dot{a}_{кўч}$, фақат инерция кучи $\vec{F}_{ин}$ нинг самараси сифатида намоён бўлади:

$$\vec{F}_{ин} = -m\dot{a}_{кўч}. \quad (2.30)$$

Шундай қилиб, тезланишли санок системасидаги ихтиёрий жисмга таъсир қилувчи инерция кучи йўналиши санок система тезланиши ($\dot{a}_{кўч}$) нинг йўналишига тескари, кучнинг модули эса жисм массаси билан санок система тезланишининг кўпайтмасига тенг.

Инерция кучларининг хоссаларини қараб чиқамиз.

1. Санок системаси ўзгармас тезланиш ($\dot{a}_{кўч} = const$) билан ҳаракатланганда, m массали жисмга таъсир қилувчи инерция кучи ҳам ўзгармай қолади.

2. Тезланишлари ҳар хил бўлган бир санок системасидан бошқасига ўтишда инерция кучлари ҳам ўзгаради. Бундай ўтишга нисбатан инерция кучлари инвариант эмас.

3. Инерция кучлари Ньютоннинг учинчи қонуни — таъсир-акс таъсирлар қонунига бўйсунмайди.

4. Инерция кучлари жисмларни ҳаракатлантирувчи системага нисбатан ташқи кучдир.

5. Инерция кучлари қандайдир реал куч майдонлари томонидан жисмларга бериладиган таъсирлардир.

6. Инерция кучлари статик ҳолда босим кучи сифатида намоён бўлади.

Инерция кучларининг намоён бўлишини ҳаракатланаётган поезд мисолида қараб чиқиш мумкин. Поезд a тезланиш билан текис тезланувчан ҳаракатланаётган вагондаги йўловчига поезднинг ҳаракатига қарама-қарши йўналган, поезд текис секинланувчан ҳаракатланганда эса ҳаракат йўналиши бўйича $\vec{F}_{ин} = -m\dot{a}$ инерция кучи таъсир қилади.

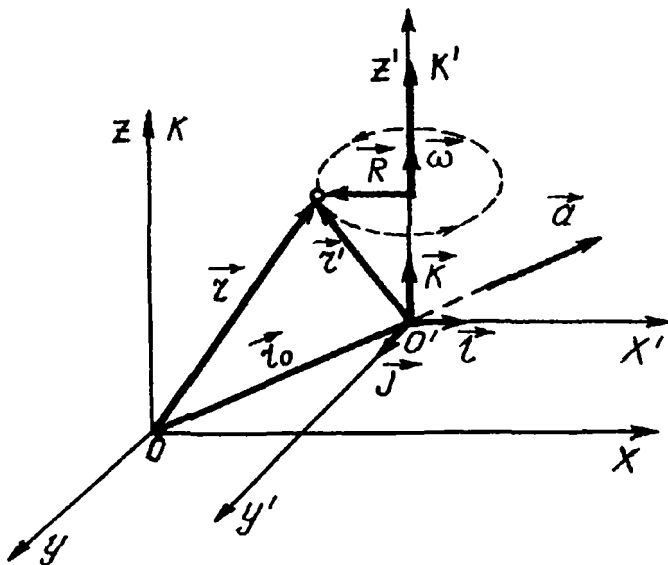
Худди шунга ўхшаш, самолётларнинг катта тезланишлари вақтида ёки космик кемаларнинг учиб вақтида учувчига ёки фазогирга таъсир қиладиган ўта юкланишни инерция кучлари вужудга келтиради.

2.9. ИХТИЁРИЙ ТЕЗЛАНИШЛИ НОИНЕРЦИАЛ САНОҚ СИСТЕМАДАГИ ИНЕРЦИЯ КУЧЛАРИ

Фараз қилайлик, K' ноинерциал саноқ системаси K инерциал саноқ системага нисбатан илгариланма ва z' ўқ атрофида эса айланма ҳаракат қилаётган бўлсин (2.6-расм) Ноинерциал саноқ системанинг бундай ҳаракатини икки хил: координаталар боши O' нинг \vec{V}_0 бошланғич тезликли тезланувчан илгариланма ва координат бошидан ўтувчи оний ўқ атрофидаги айланма ҳаракатларга ажратиб текшириш қулайдир.

Ноинерциал саноқ системасининг бурчакли тезлиги $\vec{\omega}$ ҳам миқдори, ҳам йўналиши ўзгарувчан бўлиб, координат ўқларининг ортлари $\vec{L}, \vec{J}, \vec{K}$ — бирлик векторлар бўлсин.

Бу векторнинг ҳар бири $\vec{\omega}$ бурчакли тезлик билан айланади. Уларнинг вақт бўйича ҳосиласини, кинематикадаги $\vec{V} = \frac{d\vec{r}}{dt} = [\vec{\omega}, \vec{r}]$ формулага биноан қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:



2.6-расм

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = [\vec{\omega}, \vec{k}]; \frac{d\vec{j}}{dt} = [\vec{\omega}, \vec{j}]; \frac{d\vec{k}}{dt} = [\vec{\omega}, \vec{k}] \quad (2.31)$$

Ҳаракатланаётган M моддий нуқтанинг K' система-сидаги нисбий радиус-вектори \vec{r}' ва координаталари x', y', z' бўлсин, у вақтда

$$\vec{r}' = x'\vec{i} + y'\vec{j} + z'\vec{k}. \quad (2.32)$$

Бу ифодадан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олинса, куйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \left(\frac{dx'}{dt} \vec{i} + \frac{dy'}{dt} \vec{j} + \frac{dz'}{dt} \vec{k} \right) + \left(x' \frac{d\vec{i}}{dt} + y' \frac{d\vec{j}}{dt} + z' \frac{d\vec{k}}{dt} \right) \quad (2.32a)$$

Бунда $\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{V}_{кўч}$ — ноинерциал саноқ системасидаги тинч турган M моддий нуқтанинг кўчиш тезлиги бўлиб, $\vec{V}_{инс}$ нисбий тезлиги эса K' система координат боши O' нинг илгариланма ҳаракат тезлиги \vec{V}_0 га тенгдир;

$$\vec{V}_{инс} = \vec{V}_0 = \frac{dx'}{dt} \vec{i} + \frac{dy'}{dt} \vec{j} + \frac{dz'}{dt} \vec{k}. \quad (2.33)$$

Ва ниҳоят, (2.31) дан фойдаланиб, (2.32)ни назарда тутган ҳолда ёзамиз:

$$\begin{aligned} x' \frac{d\vec{i}}{dt} + y' \frac{d\vec{j}}{dt} + z' \frac{d\vec{k}}{dt} &= x' [\vec{\omega}, \vec{i}] + y' [\vec{\omega}, \vec{j}] + z' [\vec{\omega}, \vec{k}] = \\ &= [\vec{\omega} (x'\vec{i} + y'\vec{j} + z'\vec{k})] = [\vec{\omega}, \vec{r}']. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Шундай қилиб, M моддий нуқтанинг кўчирма тезлиги куйидагига тенг бўлади:

$$\vec{V}_{кўч} = \vec{V}_0 + [\vec{\omega}, \vec{r}']. \quad (2.35)$$

M моддий нуқтанинг кўчирма тезлиги $\vec{V}_{кўч}$ икки қисмдан иборат бўлиб, координат боши O' нинг илгариланма ҳаракат тезлиги \vec{V}_0 билан, K' системанинг боши O' атрофидаги айланма ҳаракатнинг чизиқли тезлиги $[\vec{\omega}, \vec{r}']$ дан ташкил топгандир.

У вақтда (2.27а) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{V}_{abc} = \vec{V}_{msc} + \vec{V}_{кўч} = \vec{V}_{msc} + \vec{V}_0 + [\vec{\omega}, \vec{r}'] \quad (2.36)$$

Моддий нуқтанинг абсолют тезланиши \vec{a}_{abc} ни ҳисоблаш тезликни ҳисоблашга нисбатан мураккаброқдир. Абсолют тезланишнинг ифодаси (2.36) дан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олиб топамиз:

$$\frac{d\vec{V}_{abc}}{dt} = \frac{d\vec{V}_{msc}}{dt} + \frac{d\vec{V}_0}{dt} + \left[\vec{\omega}, \frac{d\vec{r}'}{dt} \right] + \left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}, \vec{r}' \right] \quad (2.37)$$

Ноинерциал саноқ системасининг бундай мураккаб ҳаракатида $\frac{d\vec{V}_{msc}}{dt}$ тезланишнинг қиймати (2.32) ифодадан яна бир бор вақт бўйича ҳосила олиш йўли билан топилади. Шунинг учун ҳам (2.36) га ўхшаш қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$\frac{d\vec{V}_{msc}}{dt} = \vec{a}_{msc} + \left[\vec{\omega}, \vec{V}_{msc} \right] \quad (2.38)$$

бу ерда ҳам \vec{a}_{msc} тезланиш (2.33) га ўхшашдир:

$$\vec{a}_{msc} = \frac{d^2x'}{dt^2} \vec{i} + \frac{d^2y'}{dt^2} \vec{j} + \frac{d^2z'}{dt^2} \vec{k}. \quad (2.38a)$$

(2.37) ифодадаги учинчи қўшилувчи $\left[\vec{\omega}, \frac{d\vec{r}'}{dt} \right]$ кўпайтмани ҳисоблаб чиқиш учун (2.36) га асосан $\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{V}_{msc} + [\vec{\omega}, \vec{r}']$ ифодаси ўрнига қўйилса, қуйидагига эга бўламиз;

$$\left[\vec{\omega}, \frac{d\vec{r}'}{dt} \right] = \left[\vec{\omega}, (\vec{V}_{msc} + [\vec{\omega}, \vec{r}']) \right] = \left[\vec{\omega}, \vec{V}_{msc} \right] + \left[\vec{\omega}, [\vec{\omega}, \vec{r}'] \right]. \quad (2.39)$$

(2.38) ва (2.39) лар (2.37) га қўйилса, \vec{a}_{abc} абсолют тезланиш учун қуйидаги ифода келиб чиқади;

$$\vec{a}_{abc} = \vec{a}_{msc} + 2\left[\vec{\omega}, \vec{V}_{msc} \right] + \vec{a}_0 + \left[\vec{\omega}, [\vec{\omega}, \vec{r}'] \right] + \left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}, \vec{r}' \right] \quad (2.40)$$

Бу тезланишлар тавсифига қараб, уч гуруҳга ажратилиб, қуйидаги кўринишда ёзилади;

$$\vec{a}_{abc} = \vec{a}_{msc} + \vec{a}_{кор} + \vec{a}_{кўч}, \quad (2.41)$$

Бу ерда

$$\vec{a}_{кор} = 2\left[\vec{\omega}, \vec{V}_{инс}\right], \quad (2.42)$$

$$\vec{a}_{кўч} = \vec{a}_0 + \left[\vec{\omega}, \left[\vec{\omega}, \vec{r}'\right]\right] + \left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}, \vec{r}'\right]. \quad (2.43)$$

(2.43) да ифодаланган $\vec{a}_{кўч}$ — тезланиш вектори фақатгина K' ноинерциал саноқ системанинг K инерциал саноқ системага нисбатан ҳаракатига боғлиқдир. Агар кузатувчи K' системада тинч турса, у шу системанинг кўчирма ҳаракат тезланишини ҳис қилади. Шунинг учун ҳам $\vec{a}_{кўч}$ га кўчирма тезланиш дейилади.

Ниҳоят, $\vec{a}_{кор} = 2\left[\vec{\omega}, \vec{V}_{инс}\right]$ — тезланиш вектори ҳам, кўчирма ҳаракатга ҳам боғлиқдир. Бу тезланиш тушунчасини биринчи бўлиб, француз олими Кориолис (1792—1843) киритгани учун $\vec{a}_{кор}$ га кориолис тезланиши дейилади.

Юқорида чиқарилган (2.43) формула Кориолис теоремасининг математик ифодаси бўлиб, у бундай таърифланади: *моддий нуқтанинг абсолют тезланиши нисбий, кориолис ва кўчирма тезланишларнинг геометрик (вектор) йиғиндисига тенгдир.*

Кўчирма тезланиш $\vec{a}_{кўч}$ ни таҳлил қилиб чиқайлик. (2.43) формулада \vec{a}_0 — ноинерциал система координат боши O' нинг илгариланма ҳаракат тезланиши. Қолган иккитаси K' системанинг айланишидан вужудга келади.

Улардан $\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}, \vec{r}'\right] = \left[\vec{\beta}, \vec{r}'\right] = \vec{a}_r$ тангенциал тезланиш бўлиб, у текис тезланувчан айланишдан келиб чиқади. Айланиш текис ($\vec{\omega} = const$) бўлганда бу тезланиш бўлмайди. Ниҳоят

$\left[\vec{\omega}, \left[\vec{\omega}, \vec{r}'\right]\right]$ тезланиш марказга қараб йўналгани учун уни $\vec{a}_{мм}$ билан белгилаб, марказга интилма тезланиш дейилади.

Бунинг учун \vec{r} радиус-векторини унга параллел \vec{r}_\parallel ва перпендикуляр \vec{r}_\perp ташкил этувчиларга ажратамиз, яъни $\vec{r} = \vec{r}_\parallel + \vec{r}_\perp$ ҳамда $\left[\vec{\omega}, \vec{r}_\parallel\right] = 0$ ва $\left[\vec{\omega}, \vec{r}_\perp\right] \neq 0$ бўлиши назарга олинса, қуйидаги келиб чиқади.

$$\begin{aligned} \bar{a}_{m,u} &= [\bar{\omega}, [\bar{\omega}, \bar{r}']] = [\bar{\omega} [\bar{\omega} (\bar{r}'_1 + \bar{r}'_2)]] = [\bar{\omega}, [\bar{\omega}, \bar{r}'_1]] + [\bar{\omega}, [\bar{\omega}, \bar{r}'_2]] = \\ &= [\bar{\omega}, [\bar{\omega}, \bar{r}'_1]] = -[(\bar{\omega}, \bar{\omega}) \bar{r}'_1] = -\omega^2 \bar{r}'_1. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Айланма ҳаракат кинематикадан маълумки, бу формула марказга интилма тезланиш формуласидир. Бундаги минус ишора $\bar{a}_{m,u}$ марказга интилма тезланиш вектори \bar{r}'_1 — радиус-векторга тескари йўналганлигини ифодалайди.

Нисбий ҳаракат тенгламаси (2.41) ни (2.25) га қўйилса, нисбий ҳаракат тенгламаси келиб чиқади:

$$m\bar{a}_{muc} = \bar{F} - m\bar{a}_{кор} - m\bar{a}_{кўч} \quad (2.45)$$

(2.42), (2.43) лардан $\bar{a}_{кор}$ ва $\bar{a}_{кўч}$ тезланишларнинг ифодаларини (2.45) га қўйилса, нисбий ҳаракат тенгламаси мукамал кўринишга келади:

$$m\bar{a}_{muc} = \bar{F} - 2m [\bar{\omega}, \bar{V}_{muc}] - m\bar{a}_0 - m[\bar{\omega}[\bar{\omega}, \bar{r}']] - m\left[\frac{d\bar{\omega}}{dt}, \bar{r}'\right] \quad (2.45a)$$

Бунда қўшилувчи кучларни $2m[\bar{\omega}, \bar{V}_{muc}] = -2m[\bar{V}_{muc}, \bar{\omega}]$:
 $[\bar{\omega}, [\bar{\omega}, \bar{r}'_1]] = -\omega^2 \bar{r}'_1$ ва $m\left[\frac{d\bar{\omega}}{dt}, \bar{r}'\right] = m[\bar{\beta}, \bar{r}'] \approx m\bar{a}_\tau$ қулай кўринишга ўзгартириб ўрнига қўйилса, (2.45a) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$m\bar{a}_{muc} = \bar{F} + 2m[\bar{V}_{muc}, \bar{\omega}] - m\bar{a}_0 + m\omega^2 \bar{r}'_1 - m\bar{a}_\tau. \quad (2.46)$$

Шундай қилиб, ноинерциал санок системада ҳаракат тенгламасини ёзиш учун «ҳақиқий» \bar{F} кучга иккита инерция кучи қўшилар экан, яъни Кориолис кучи:

$$\bar{F}_{кор} = -m\bar{a}_{кор} = 2m[\bar{V}_{muc}, \bar{\omega}]. \quad (2.47)$$

ва кўчирма инерция кучи:

$$\bar{F}_{кўч} = -m\bar{a}_{кўч} = -m\bar{a}_0 + m\omega^2 \bar{r}'_1 - m\bar{a}_\tau \quad (2.48)$$

Инерция кучларининг физик маъноси шундаки, улар ноинерциал системага нисбатан текис ёки тўғри чизиқли

ҳаракатланаётган жисмнинг олган тезланиши — саноқ системанинг тезланишли ҳаракати сабабли намоён бўлган тезланиш ҳисобига олади. Шу инерция кучларидан ҳар бирининг табиатини қараб чиқайлик.

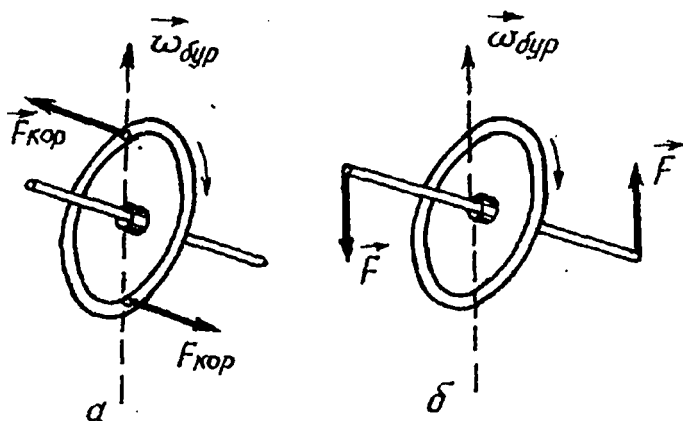
Кўчирма инерция кучи. Кўчирма инерция кучи умумий ҳолда учта: $\vec{F}_{ин} = -m\vec{a}_0$ — илгариланма ҳаракат инерция кучи; $\vec{F}_{м.к} = m\omega^2\vec{r}'_1$ — марказдан қочирма куч ва $\vec{F}_\tau = -m\vec{a}_\tau$ — тезланишли айланма ҳаракатдаги тангенциал инерция кучидан ташкил топган. Ноинерциал системанинг илгариланма ҳаракатида $\vec{F}_{ин} = -m\vec{a}_0$ — инерция кучлари бу саноқ системанинг барча нуқталарида бир хил бўлиб, жисмнинг унга нисбатан ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас.

Кўчирма инерция кучининг иккинчи қўшилувчи $\vec{F}_{м.к} = m\omega^2\vec{r}'_1$ кучга марказдан қочма инерция кучи ёки қисқача марказдан қочма куч деб аталади. Масалан, ҳаракатдаги автобус ичида турган йўловчига автобус бурилган жойдан марказдан қочма куч таъсир қилади.

Марказдан $F_{мк} = -\frac{mV^2}{R}$ қочма кучнинг таъсирига асосланиб, марказдан қочма сув насослари, ювилган қирларни қуритувчи марказдан қочма машиналар, сутнинг қаймоғини ажратувчи қурилма — сепараторлар ясалган.

Кўчирма инерция кучининг учинчи қўшилувчи $\vec{F}_\tau = -m\vec{a}_\tau$, ноинерциал саноқ системасининг текис тезланувчан ҳаракатидан келиб чиқади.

Энди (2.47) кориолис инерция кучини қараб чиқайлик. Кориолис кучи, айланма ҳаракат қилаётган ($\vec{\omega} \neq 0$) K^1 саноқ системасида $\vec{V}_{инс}$ нисбий тезлик билан ҳаракатланаётган моддий нуқтага таъсир қилувчи кучдир. Бинобарин, системанинг айланма ҳаракатининг бурчакли тезлиги $\vec{\omega}$ ёки моддий нуқтанинг нисбий тезлиги $\vec{V}_{инс}$ нолга тенг бўлса, кориолис кучи ҳам нолга тенг бўлади. Кориолис кучи намоён бўладиган айрим мисолларни қараб чиқайлик. Автобус бурилатган вақтда йўловчи автобус бўйлаб $\vec{V}_{инс}$ тезлик билан ҳаракатланаётганда, унга $\vec{F}_{м.к} = m\omega^2\vec{r}'_1$ кучдан ташқари, $\vec{F}_{кор} = 2m[\vec{V}_{инс}, \vec{\omega}]$ кориолис инерция кучи ҳам таъсир қила бошлайди. Шунинг учун ҳам автобус

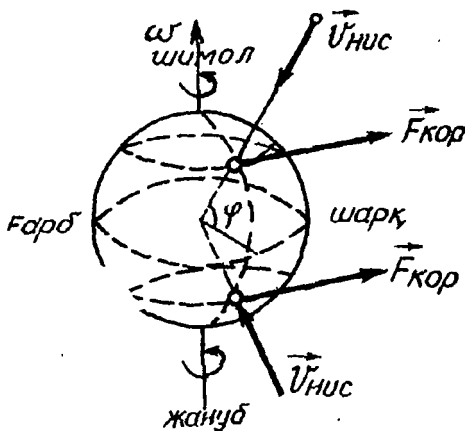


2.7-расм

бурилатганда ичила юриб бораётган одамга нисбатан тинч турган одамнинг ўзини ушлаб туриши осонроқ бўлади.

Гироскопик эффект, яъни айланиш ўқини бурганимизда гироскопнинг кўрсатадиган қаршилиги, гироскоп томонидан юзага чиқарилаётган кориолис инерция кучининг намоён бўлишидир. Агар гироскопнинг симметриклиги назарга олинса, гироскопнинг элементар массалари юзага келтирган кориолис кучларининг йиғиндиси, айланиш ўқидаги элементар массаларнинг инерция кучларига ўхшаш, ориентацияланган жуфт кучни беради (2.7-расм). Бу жуфт куч гироскопнинг ўқини бурмоқчи бўлган қузатувчининг қўлига гироскоп ўқи кўрсатаётган \vec{R} реакция кучидан иборат. Бу реакция кучи гироскоп айланиш ўқини бурилиш ўқи билан устма-уст тушишга интилтиради.

Ернинг ўз ўқи атрофида суткалик айланишидаги кориолис кучлари Ер устида ҳаракат қилгандагина намоён бўлади. Масалан, жисмлар эркин тушаётганда уларга кориолис кучи таъсир қилади, уларни вертикал чизиқдан шарққа қараб оғдиради (2.8-расм). Бу куч экваторда энг катта қийматга эга бўлиб, қутбларда нолга айланади. Худди шунингдек, меридиан бўйлаб учиб бораётган снарядга ёки ҳаракатланаётган жисмга ҳам кориолис кучи таъсир қилади, жумладан у шимолий ярим шарда ҳаракат йўналишига нисбатан ўннга, жанубий ярим шарда эса чапга томон таъсир қилади. Бу ҳолда доим шимолий ярим шарда дарёларнинг ўнг қирғоғи, жанубий ярим шарда эса чап қирғоғи ювилади.



2.8-расм

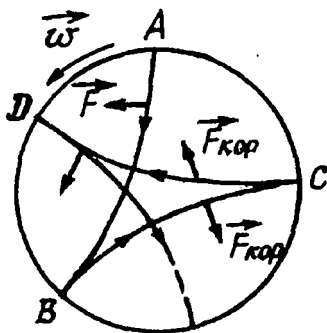
Кориолис инерция кучлари техникада тез айланувчи дисklarда, филдиракларда, маховикларда ва бошқа қурилмаларда маълум роль ўйнайди. Темир йўллarda кориолис кучлари йўлнинг эгри қисmlаридa намoён бўлиб, ташқи изда вертикал босим кучини орттиради ва ички изда эса камайтиради. Натижада ташқи из ичкисига нисбатан кўпроқ емирилади.

Фуко маятниги. Маятникнинг тебраниш вақтида намoён бўладиган кориолис кучини Фуко маятниги мисолида қараб чиқамиз. Фуко маятниги узунлиги $l = 67$ м бўлган илга осилган массаси $m = 28$ кг ли шардан иборатдир. Француз олими Фуко бундай маятник билан 1850 йилда Париж обсерваториясида тажриба ўтказиб, Ернинг ўз ўқи атрофида айланишини биринчи бўлиб исботлади. Агар маятник қутбда тебранаётган бўлса, унинг тебраниш текислиги аста-секин Ернинг айланишига қарама-қарши йўналишда бурила бошлайди. Тажрибанинг кўрсатишича, қутбда маятник тебраниш текисликларининг буралиш бурчакли тезлиги миқдор жиҳатдан Ернинг ўз ўқи атрофидаги айланиш бурчакли тезлиги $\omega = \frac{2\pi}{T} = 15 \frac{\text{град}}{\text{соат}}$ га тенг чиққан, яъни:

$$\omega_k = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} = 15 \frac{\text{град}}{\text{соат}}. \quad (2.49)$$

Агар маятник Ернинг φ географик кенглигида тебранаётган бўлса, унинг бурчакли тезлиги

$$\omega_{\varphi} = \omega_{\kappa} \sin \varphi = 15 \frac{\text{град}}{\text{соат}} \sin \varphi \quad (2.49a)$$



2.9-расм

бўлади. Агар маятник тебранишини Ер билан боғланган санок системасига кўчирилса, тебраниш текислигининг айланиши кориолис кучининг намоён бўлиш натижасидир. Шундай қилиб, Ернинг ўз ўқи атрофида айланиши сабабли намоён бўладиган кориолис кучи маятник ҳаракат траекториясини 2.9-расмда тасвирлангандек буради. Натижада А нуқтадан бошланғич тезликсиз қўйиб юборилган маятник В, С, Д, ... бурилиш

нуқталаридан бурилиб, 2.9-расмда тасвирланган ўхшаш кўп бурчакли мураккаб эгри чизиқ ҳосил қилади. Расмдан кўриниб турибдики, маятникнинг тебраниш текислиги Ерга нисбатан соат стрелкаси бўйлаб бурилади, бунда у бир суткада бир марта айланади. Гелиоцентрик инерциал санок системага нисбатан аҳвол бошқача, маятникнинг тебраниш текислиги ўзгармайди, Ер эса унга нисбатан бурилиб, бир суткада бир марта айланади.

Шундай қилиб, маятник тебраниш текислигининг буралиши Ернинг ўз ўқи атрофида айланишининг исботи экан.

Ернинг ўз ўқи атрофида айланишини исботлашга мўлжалланган маятникларга Фуко маятниги дейилади. Жумладан, С.-Петербургдаги Исакиевский соборининг гумбазига осилган узунлиги $l = 98$ м бўлган Фуко маятникнинг тебраниш текислиги ҳам ҳар бир суткада бир марта тўлиқ айланиб турибди.

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Динамика деб нимага айтилади?
2. Ньютоннинг биринчи қонунини таърифланг.

3. Ньютоннинг биринчи қонуни ифодасини қандай кўринишда ёзиш мумкин?
4. Жисмнинг инерцияси деб нимага айтилади?
5. Нима учун Ньютоннинг биринчи қонуни инерция қонуни деб аталади?
6. Қандай системага инерциал саноқ системаси дейилади?
7. Куч ва масса деб нимага айтилади?
8. Ньютоннинг иккинчи қонунини таърифланг ва унинг формуласини ёзинг.
9. Ньютоннинг учинчи қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг. Таъсир ва аке таъсир нима?
10. Импульс ва импульснинг ўзгариш қонунини таърифланг. Куч импульси нима?
11. Импульс сақланиш қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг.
12. Қандай системага ноинерциал саноқ системалари дейилади?
13. Инерция кучлари деб қандай кучларга айтилади?
14. Инерция кучлари қандай хоссаларга эга?
15. Кўчирма, марказдан қочма ва кориолис инерция кучларининг табиати қандай?

3 - БОБ

ИШ ВА ЭНЕРГИЯ

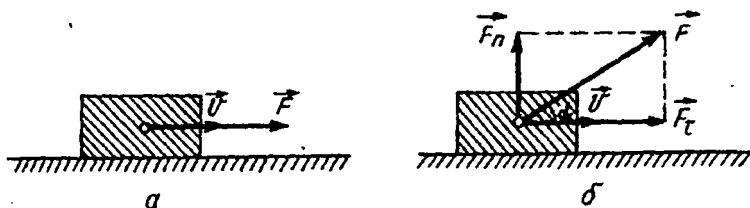
3.1. ИШ, ҚУВВАТ ВА ЭНЕРГИЯ

Ўзгармас кучнинг бажарган иши. Атрофимиздаги барча жисмлар маълум кучлар воситасида ўзаро таъсирлашади. Уларнинг таъсирлашуви натижасида жисмлар кўчиши мумкин. Кучнинг кўчиш билан боғланишини ифодалаш учун механикада иш деб аталувчи физик катталиқ тушунчаси киритилади. Куч таъсирида жисмнинг кўчишида механик иш бажарилади. Турли ҳолларда кучнинг бажарган иши турлича бўлади.

Энг содда ҳолда, ўзгармас куч ($\vec{F} = \text{const}$) таъсирида жисм мазкур куч йўналишида кўчишидаги бажарилган ишнинг катталиги \vec{F} кучни кўчиш масофаси s га кўпайтмасига тенг (3.1а-расм):

$$A = Fs \quad (3.1)$$

Агар \vec{F} куч кўчиш вектори \vec{r} га нисбатан α бурчак остида йўналган бўлса (3.1б-расм), у ҳолда уни икки ташкил этувчига кўчиш йўналиши бўйича $F_s = F \cos \alpha$ тангенциал ташкил этувчига ва кўчиш йўналишига перпендикуляр



3.1-расм

бўйича $F_n = F \sin \alpha$ нормал ташкил этувчига ажратамиз. Бу ҳолда \vec{F} кучнинг бажарган иши тангенциал ташкил этувчиси F_s нинг ўтилган йўл s га кўпайтмасига тенг.

$$A = F_s \cos \alpha \quad (3.2)$$

Бу ҳолда жисм бир тўғри чизиқ бўйлаб силжигани учун кўчиш вектори \vec{r} нинг модули йўлга тенг: $|\vec{r}| = s$. У вақтда (3.2) формулани яна кўчиш вектори \vec{r} орқали қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = F_s r = Fr \cos \alpha. \quad (3.3)$$

Бу ифодадаги $Fr \cos \alpha$ катталиқ \vec{F} ва \vec{r} векторларнинг скаляр кўпайтмаси ($\vec{F} \cdot \vec{r}$) дан иборат бўлгани учун (3.3) одатда қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$A = (\vec{F} \cdot \vec{r}) = Fr \cos \alpha. \quad (3.4)$$

Шундай қилиб, ўзгармас куч \vec{F} нинг жисмни $|\vec{r}| = s$ масофага кўчишда бажарган иши A миқдоран ўша икки векторнинг скаляр кўпайтмасига тенг бўлган скаляр катталиқдир. (3.4) дан бажарилган ишнинг α бурчакка боғлиқлиги кўринади.

1. Агар $\alpha = 0$ бўлса, $\cos \alpha = 1$ бўлиб, куч ва кўчиш йўналишлари устма-уст тушиб, максимал иш бажарилади:

$$A = F|\vec{r}| = Fs \Rightarrow \max.$$

2. Агар $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ бўлса, $\cos \alpha > 0$ бўлади. Бу ҳолда мусбат иш бажарилади, яъни $A \geq 0$ бўлади;

3. Агар $90^\circ < \alpha < 180^\circ$ бўлса, $\cos \alpha < 0$ бўлиб, манфий иш бажарилади, яъни $A < 0$ бўлади. Бу ҳолда A нинг йўналиши кўчиш йўналишига қарама-қарши бўлади. Жумладан, ишқаланиш кучи кўчиш йўналишига қарама-қарши бўлгани учун, у манфий иш бажаради.

4. Агар $\alpha = 90^\circ$ бўлса, $\cos \alpha = 0$ бўлади. Бунда \vec{F} нинг йўналиши кўчиш йўналишига перпендикуляр бўлиб, бажарилган иш нолга тенг, яъни $A = 0$.

Агар жисм бир нечта ўзгармас кучлар таъсирида кўчаётган бўлса, у ҳолда бажарилган иш ҳар бир кучнинг алоҳида бажарган ишларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$A = \sum_{i=1}^n A_i = \sum_{i=1}^n (\vec{F}_i \vec{r}_i) = \sum_{i=1}^n F_i r_i \cos \alpha_i \quad (3.5)$$

Халқаро ўлчов бирликлар системасида иш бирлиги қилиб Жоуль (Ж) қабул қилинган: *1 Жоуль деб, 1 Ньютон куч таъсирида жисмни 1 метр масофага кўчиришда бажарилган ишга айтилади*, яъни:

$$|A| = |Fs| = 1Н \cdot 1м = 1ж.$$

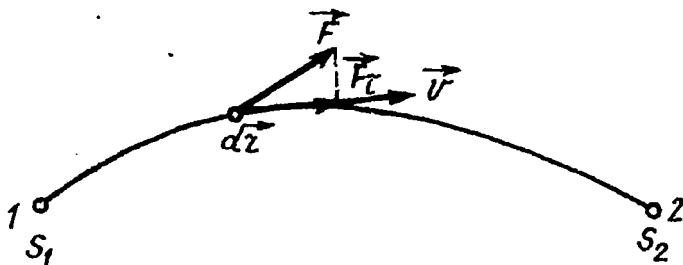
Ишнинг ўлчамлиги эса:

$$\dim|A| = \dim|Fs| = L^2MT^{-2}.$$

Ўзгарувчан куч бажарган иш. Энди ўзгарувчан куч таъсирида жисм эгри чизиқли траектория бўйича ҳаракатланаётган умумий ҳолни қараб чиқамиз. Бу ҳолда жисмга таъсир қилувчи куч ҳам, куч билан кўчиш орасидаги бурчак ҳам ўзгара боради (3.2-расм).

Ўзгарувчан кучнинг бажарган ишини аниқлаш учун ўтилган йўлни хаёлан чексиз кичик (элементар) ds бўлақчаларга ажратамиз. Элементар йўл элементар кўчишнинг модулига тенг бўлади: $|d\vec{r}| = ds$. Ҳар бир элементар кўчиш давомида жисмга таъсир кучини ўзгармас ҳисоблаш мумкин. Бинобарин, элементар кўчишда бажарилган иш кучининг кўчиш йўналишига проекцияси F_s нинг шу кўчиш катталиги $|d\vec{r}| = ds$ га кўпайтмасига тенг, яъни:

$$\delta A = F_s |d\vec{r}| = F_s ds = F ds \cos \alpha. \quad (3.6)$$



3.2-расм

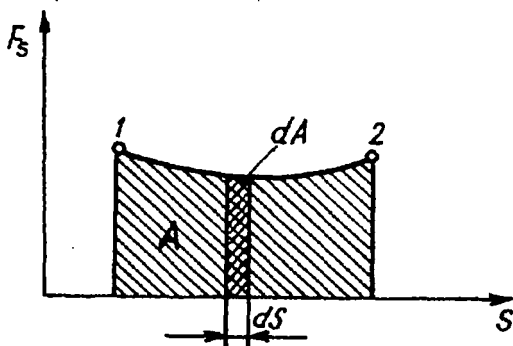
Бу ерда α катталиқ \vec{F} ва $d\vec{r}$ векторлар орасидаги бурчак кўчиш чексиз кичик бўлгани учун δA — элементар иш деб аталади. Агар векторларнинг скаляр кўпайтма тушунчасидан фойдаланилса, δA элементар иш куч \vec{F} нинг кўчиши $d\vec{r}$ скаляр кўпайтмасига тенг:

$$\delta A = (\vec{F}, d\vec{r}) = F_s ds. \quad (3.7)$$

Шуни қайд этиш керакки, жисмга таъсир қилувчи \vec{F} куч учта координаталар X, Y, Z нинг функцияси бўлиб, унинг йўл S га бўлган проекцияси F_s элементар силжиш $d\vec{r}$ нинг йўналишига боғлиқ бўлади. Бу ҳолда F кучнинг элементар ишининг (3.7) ифодаси тўлиқмас дифференциалдан иборат бўлгани учун у δA симболи билан белгиланади ва унга тўлиқмас, яъни хусусий дифференциал дейилади.

Жисмни эгри чизиқли траектория бўйича 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчиришда \vec{F} кучнинг бажарган ишини топиш учун ҳамма элементар ишларни қўшиб, барча элементар кўчиш узунлигини нолга, уларнинг сонини эса чексизликка интилтириб лимитга ўтилса, қуйидаги кўринишдаги интегралга айланади:

$$A = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n (\vec{F}_i, \Delta\vec{r}_i) = \int_1^2 (\vec{F}, d\vec{r}), \quad (3.8)$$



3.3-расм

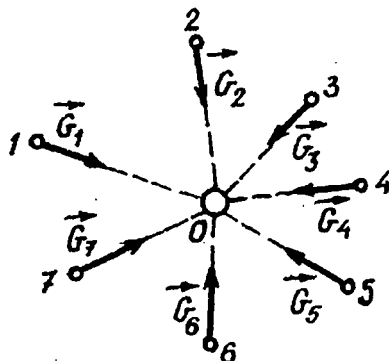
ёки

$$A = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \sum_{i=1}^{\infty} F_s \Delta S = \int_{s_1}^{s_2} F_s ds. \quad (3.8a)$$

Бу интеграл ҳисобланиши учун F_s нинг s га боғлиқлиги маълум бўлиши керак. 3.3-расмда ордината ўқига F_s , абсцисса ўқига эса s йўл қўйилган бўлиб, $F_s = f(s)$ функциянинг графиги тасвирланган. Элементар ΔS йўлда бажарилган $\Delta A = F_s \Delta S$ элементар иш штрихланган вертикал тасманинг юзасига миқдор жиҳатдан тенгдир. Жисмни S_1 масофадан S_2 масофагача кўчиришда бажарилган иш эса шу ораликдаги $F_s = f(v)$ график чизиқнинг абсцисса ўқи билан ҳосил қилган юзига тенг.

3.2. КУЧНИНГ ПОТЕНЦИАЛ МАЙДОНИ КОНСЕРВАТИВ ВА НОКОНСЕРВАТИВ КУЧЛАР

Фазонинг бирор нуктасидаги жисм бошқа жисмлар томонидан маълум қонуният билан ўзгариб турувчи кучлар таъсирида бўлса, жисм кучлар майдонида турибди дейилади. Бинобарин, майдон кучларни узатувчи моддий муҳитдан иборатдир. Масалан, Ер сиртига яқин жойдаги жисмга оғирлик кучи, яъни $\vec{P} = m\vec{g}$ таъсир қилади. Фазонинг ҳар бир нуктасидаги жисмга бирор O марказ томон йўналган



3.4-расм

кучлар таъсир қилса (3.4-расм), бундай кучларга марказий кучлар ва уларни ҳосил қилган майдонни эса марказий майдон дейилади. Марказий кучнинг катталиги фақат радиус-вектор \vec{r} га боғлиқ бўлади, яъни $\vec{F} = f(\vec{r})$.

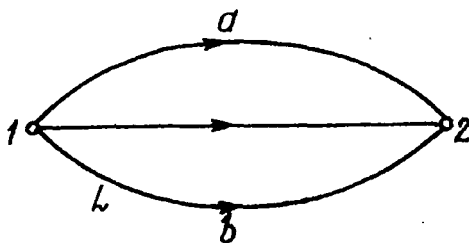
Оғирлик кучининг майдони ҳам кучларнинг марказий майдонига мисол бўлади.

Жисмга таъсир қилувчи марказий кучлар унинг бошқа жисмларга нисбатан фазодаги вазиятига боғлиқ бўлиб, жисмнинг тезлигига боғлиқ эмасдир.

Шуни қайд этиш керакки, фақат жисмнинг вазиятига боғлиқ бўлган марказий кучларнинг бажарган иши, жумладан, оғирлик кучининг бажарган иши йўлнинг кўринишига боғлиқ бўлмасдан, бошланғич ва охири ҳолатига боғлиқдир. Бу ҳолда кучлар майдонига потенциал майдон, кучларнинг ўзини эса консерватив кучлар дейилади.

Консерватив кучнинг жисмни 1 нуқтадан 2 нуқтагача кўчиришда бажарган иши $A_{1,2}$ ҳар қандай, жумладан, $1-a-2$ ва $1-b-2$ траектория бўйлаб ҳаракатлангандаги бажарилган A_{1-a-2} ва A_{1-b-2} ишлар ўзаро тенгдир (3.5-расм). Консерватив кучнинг $1-a-2$ траектория бўйича бажарган иши A_{1-a-2} ни мусбат деб олинса, тескари $1-b-2$ траектория бўйича бажарган иши A_{2-b-1} эса манфий деб олинади. Шунинг учун ҳам консерватив кучни жисмнинг ёпиқ L контур бўйича, масалан, $1-a-2-b-1$ траектория бўйлаб кўчиришдаги бажарган иши нолга тенг бўлади:

$$\oint (\vec{F}, d\vec{r}) = A_{1-a-2} + A_{2-b-1} = 0. \quad (3.9)$$



3.5-расм

Жисмларнинг оғирлик кучи, эластик кучи, зарядларнинг ўзаро таъсир кучлари консерватив кучларга мисол бўла олади.

Жисми кўчиришда бажарилган иш йўлининг шаклига боғлиқ бўлган кучларга ноконсерватив кучлар дейилади.

Суюқлик ёки газда ҳаракатланаётган жисмга кўрсатиладиган қаршилиқ кучи, бирор жисмнинг бошқа жисм сирти бўйлаб сирпанишида юзага келадиган ишқаланиш кучлари ноконсерватив кучларга мисол бўла олади.

3.3. ҚУВВАТ

Бирор ишни бажариш учун яратилган механизмлар, кўпинча, ўз хоссалари жиҳатидан бир-биридан сезиларли фарқ қилади. Механизмларнинг иш бажариш тезлигини ифодалаш учун қувват тушунчаси киритилади. Механизмнинг қуввати деб вақт бирлигида бажарилган ишга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади. Шундай қилиб, ΔA ишнинг шу иш бажарилган Δt вақтга бўлган нисбатига механизмнинг N қуввати дейилади:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}. \quad (3.10)$$

Агар бу катталиқ вақт ўтиши билан ўзгара борса, у ҳолда оний қувват қуйидагига тенг бўлади.

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{\delta A}{dt}. \quad (3.11)$$

Бу ифодада δA элементар иш, шу ишни бажарувчи F кучнинг шу куч қўйилган нуқтанинг dt вақт ичидаги dr

элементар силжишига скаляр кўпайтмаси билан аниқланади: $\delta A = (\vec{F}, d\vec{r})$. Бу ифодадан фойдаланиб, қувват учун қуйидагини топамиз:

$$N = \frac{\delta A}{dt} = \frac{(\vec{F}, d\vec{r})}{dt} = (\vec{F}, \vec{V}). \quad (3.12)$$

бунда \vec{V} — куч қўйилган нуқтанинг оний тезлиги.

Агар $F_s = F \cos \alpha$ қўйилган кучнинг кўчиш векторига проекцияси бўлса, (3.12) ни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$N = (\vec{F}, \vec{V}) = FV \cos \alpha = F_s V. \quad (3.13)$$

Шундай қилиб, механизмнинг қувватини аниқлаш учун ҳаракатланувчи қисмларнинг бир-бирига таъсир кучи — механизмнинг тортиш кучини ва уларнинг кўчиш тезлигини билиш керак.

СИ да қувват бирлиги сифатида ватт (Вт) қабул қилинган, 1 ватт 1 секунд давомида 1 Жоуль иш бажарадиган механизмнинг қувватидир, яъни:

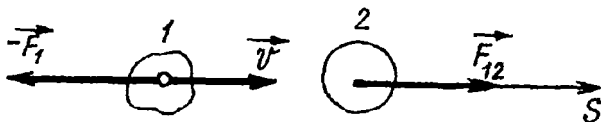
$$|N| = \left| \frac{A}{t} \right| = \frac{1 \text{ж}}{1\text{с}} = 1 \text{Вт}.$$

Қувватнинг ўлчамлиги:

$$\dim|N| = \dim \left| \frac{A}{t} \right| = L^2 M T^{-3}.$$

Кўпинча механизмнинг тортиш кучи ва ҳаракат тезлиги иш бажариш жараёнида ўзгаришларини назарга олмай — ўртача қувват билан тавсифланади.

Энди Ердан маълум бир баландликда муаллақ турган m массали ракетанинг двигатели қувватини ҳисоблаб кўрайлик. Маълумки, муаллақ турган ракетанинг тезлиги нолга тенг бўлса ҳам, унинг двигатели қуввати нолга тенг эмаслигини аниқлаш қийин эмас. Бу ҳолда двигатель қуввати ракета соплосидан газларни чиқариб ташлашга сарфланади: бунда вужудга келган \vec{F}_p реактив куч айнан ракетани муаллақ ҳолатда тутиб туради. Ракета муаллақ тургани сабабли $\vec{F}_p = -m\vec{g}$ бўлади. Ракета соплосидан V



3.6-расм

тезлик билан отилиб чиққан газларга таъсир қилувчи куч эса $\vec{F} = -\vec{F}_p = m\vec{g}$ га тенг бўлади. У вақтда (3.12) формулага биноан муаллақ турган ракетанинг куввати:

$$N = (m\vec{g} \vec{v}) = mgv, \quad (3.14)$$

бунда m — ракетанинг массаси, g — эркин тушиш тезлиши ва v — соплодан отилиб чиққан газнинг тезлиги.

3.4. ЭНЕРГИЯ ВА ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Жисм ёки жисмлар системасининг иш бажариш қобилиятини характерловчи физик катталиқка энергия дейилали. Жисмларнинг ҳолатига қараб энергия икки турга: кинетик ва потенциал энергияга бўлинади.

Қисқа қилиб айтганда, *кинетик энергия* — ҳаракат энергияси, *потенциал энергия* эса — ўзаро таъсир, ҳолат энергиясидир.

Кинетик энергия. Бирор V тезлик билан ҳаракатланаётган m массали жисмнинг кинетик энергияси W_k миқдор жиҳатдан уни тамоман тўхтатиши учун зарур бўлган A ишга тенг бўлади.

Фараз қилайлик, V тезлик билан ҳаракатланаётган 1-жисм урилган 2-жисмга \vec{F}_{21} куч билан таъсир қилсин (3.6-расм) ва унинг ds элементар масофада бажарган элементар иши $\delta A = F_s ds$ бўлсин, бунда F_s — иккинчи жисмга таъсир қилувчи \vec{F}_{21} кучнинг s йўл йўналишига бўлган проекцияси. Ньютоннинг учинчи қонунига биноан 1-жисмга — F_{12} куч таъсир қилиб, унинг s йўл йўналишига проекцияси — F_s эса 1-жисмнинг тезлигини ўзгартиради. У вақтда Ньютоннинг иккинчи қонунига биноан: $-F_s = m \frac{dv}{dt}$. Буни юқорида ўрнига қўйилса, қуйидагига эга бўламиз:

$$\delta A = -m \frac{dv}{dt} ds = -m \frac{ds}{dt} dv = -m v dv. \quad (3.15)$$

У вақтда, v тезлик билан ҳаркатланаётган m массали жисмнинг кинетик энергияси W_k ҳисобига бажарган A иши (3.15) ифодадан v дан 0 гача оралиқда олинган интегралга тенгдир:

$$W_k = A = -\int_v^0 m v dv = \frac{mv^2}{2}. \quad (3.16)$$

Демак, жисмнинг кинетик энергияси жисм массаси билан тезлиги квадрати кўпайтмасининг ярмига тенг экан.

(3.16) дан кўринадики, ҳар қандай жисмнинг кинетик энергияси манфий ($W_k < 0$) бўла олмайди.

(3.16) формула, хусусий ҳолда моддий нуқтанинг кинетик энергияси учун ҳам ўринлидир. У вақтда ихтиёрий механик системани моддий нуқталар системаси деб қараш мумкин. Шунинг учун механик системанинг кинетик энергияси уни ташкил қилган n та моддий нуқталар кинетик энергиясининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$W_k = \sum_{i=1}^n W_{ki} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}, \quad (3.17)$$

бунда m_i ва v_i катталиклар i -моддий нуқтанинг массаси ва тезлигидир. Шундай қилиб, системанинг кинетик энергияси ундаги моддий нуқталарнинг фақат масса ва тезликлари орқали аниқлангани учун система ҳаракатининг ҳолат функцияси дан иборатдир.

(3.16) ва (3.17) формулалардан кўринадики, жисм ёки механик системанинг кинетик энергияси унинг ҳаракати текшириляётган саноқ системасига боғлиқдир. Шунинг учун ҳам системанинг кинетик энергияси ҳар хил саноқ системада турлича қийматга эга бўлади. Бинобарин, системанинг кинетик энергияси нисбий катталиклар.

Шундай қилиб, жисмнинг кинетик энергияси у ҳаракатланаётган саноқ системасига боғлиқдир, чунки жисмнинг ҳаракат тезлиги турли саноқ системаларида ҳар хил бўлади.

Фараз қилайлик, K абсдлют (тинч) ва K' нисбий саноқ системасидаги тезлик мос равишда \vec{v} ва \vec{v}' га ҳамда кинетик энергияси эса W_k ва W'_k га тенг бўлсин. У вақтда

классик механикадаги тезликларни қўшиш қонунига биноан:

$$\vec{V} = \vec{V}' + \vec{U}.$$

Шунинг учун, K системага нисбатан жисмнинг кинетик энергияси:

$$\frac{1}{2}m(\vec{v})^2 = \frac{1}{2}m(\vec{v} + \vec{u})^2 = \frac{1}{2}m\vec{v}^2 + mu^2 + \frac{1}{2}m(\vec{v}' \cdot \vec{u})^2.$$

ёки

$$W_{\kappa} = W'_{\kappa} + mu^2 + \frac{1}{2}(\vec{p}' \cdot \vec{u}), \quad (3.18)$$

бунда $\vec{p}' = m\vec{v}'$ — моддий нуқтанинг K' системадаги импульси (3.18) формула моддий нуқта (жисм)лардан ташкил топган ихтиёрий механик система учун ҳам ўринлидир. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун (3.18) муносабатни системанинг ҳар бир нуқтаси учун ёзиб, сўнгра барча нуқталар бўйича йиғиндиси олинади:

$$\sum_{i=1}^n W_{\kappa_i} = \sum_{i=1}^n W'_{\kappa_i} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} m_c u^2 + \sum_{i=1}^n (\vec{p}'_i \cdot \vec{u}).$$

ёки

$$W_{\kappa_c} = W'_{\kappa_c} + \frac{1}{2} m_c u^2 + \frac{1}{2} (\vec{p}'_c \cdot \vec{u}). \quad (3.19)$$

бунда W_{κ_c} ва W'_{κ_c} — механик системанинг K ва K' санок

системага нисбатан кинетик энергияси, $m_c = \sum_{i=1}^n m_i$ — эса системалаги моддий нуқта (жисм) ларнинг массаси,

$\vec{p}'_c = \sum_{i=1}^n \vec{p}'_i$ — системадаги моддий нуқта (жисм) ларнинг натижаловчи импульси.

Агар K' системада инерция маркази тинч турса, яъни ($p'_c = 0$) бўлса, (3.19) муносабат қуйидаги кўринишга келади:

$$W_{\kappa_c} = W'_{\kappa_c} + \frac{1}{2} m_c u^2 \quad (3.20)$$

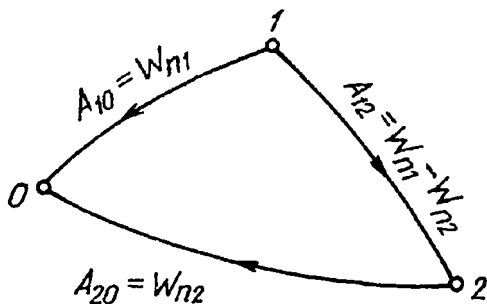
Бу тенглик Кёнич теоремасининг математик ифодаси бўлиб, қуйидагича таърифланади:

К абсолют саноқ системасига нисбатан моддий нуқталар механик системасининг кинетик энергияси W_k механик системанинг инерция марказига мужассамланган массанинг кинетик энергияси W'_k ҳамда K' нисбий саноқ системанинг \bar{y} тезлиги билан ҳаракатланаётган инерция маркази жойлашган массанинг кинетик энергияси $\frac{1}{2}m_c u^2$ нинг йиғиндисига тенгдир.

Потенциал энергия. Консерватив куч таъсирида бўлган системадаги моддий нуқталар ёки жисмларнинг иш бажара олиш қобилияти потенциал энергия билан характерланади.

Потенциал энергия деб, ўзаро таъсирланувчи жисмлар ёки жисм қисмларининг бир-бирига нисбатан боғлиқ бўлган ҳолат энергиясига айтилади.

Шундай қилиб, моддий нуқта (жисм)нинг потенциал энергиясини фақат шартли равишда танлаб олинган бирор нолинчи ҳолатга нисбатан аниқлаш мумкин. Берилган ҳолатдаги жисм ёки системани нолинчи ҳолатга ўтказишда бажарилган иш жисм ёки системанинг биринчи ҳолатдаги потенциал энергиясига тенг бўлади. Агар системанинг нолинчи ҳолати учун o нуқта қабул қилинса (3.7-расм), у вақтда система 1-ҳолатдан 0-ҳолатга ўтганда бажарилган иш A_{10} системанинг 1-ҳолатдаги потенциал энергияси W_{n1} га тенг, яъни $A_{10} = W_{n1}$ бўлади. Система 2-ҳолатдан 0-ҳолатга ўтганда эса $A_{20} = W_{n2}$ бўлади. Агар системанинг нолинчи ҳолатдаги потенциал энергияси полга тенг бўлмасдан бирор



3.7-расм

W_{n_0} га тенг бўлса, у вақтда потенциал энергия энергия ўрнига унинг иккала ҳолатдаги қийматининг айирмаси бажарилган ишга тенг, яъни $A_{10} = W_{n_1} - W_{n_0}$ ва $A_{20} = W_{n_2} - W_{n_0}$ бўлади.

Шундай қилиб, қаралаётган ва нолинчи ҳолатдаги потенциал энергияларнинг айирмаси системанинг қаралаётган ҳолатдан нолинчи ҳолатга ўтишидаги консерватив кучларининг бажарган ишига тенгдир.

Система 1-ҳолатдан 2-ҳолатга ихтиёрий йўналиш билан ўтганда консерватив кучларнинг бажарган A_{12} иши 1- ва 2-ҳолатдаги W_{n_1} ва W_{n_2} потенциал энергия айирмасига тенг бўлади:

$$A_{12} = W_{n_1} - W_{n_2} \quad (3.21)$$

яъни консерватив кучларнинг бажарган иши система потенциал энергиясининг камайишига тенгдир.

Иккинчи томондан, консерватив кучнинг бажарган иши A_{12} система кинетик энергия орттирмаси $W_{k_2} - W_{k_1}$ га тенг бўлгани учун (3.21) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W_{k_2} - W_{k_1} = W_{n_1} - W_{n_2} \quad (3.22)$$

Система кинетик ва потенциал энергияларининг йиғиндиси W_T тўла энергия дейлади. Шундай қилиб, (3.22) дан консерватив система тўла энергиясининг ўзгармас қолиши келиб чиқади:

$$W_1 = W_{k_1} + W_{n_1} = W_{k_2} + W_{n_2} = \text{const.} \quad (3.23)$$

Бу (3.23) тенглик механикада энергия сақланиш қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

Берк, яъни консерватив системанинг тўла механик энергияси ўзгармас қолиб, система потенциал энергияси кинетик энергияга ва аксинча айланиб туради.

Механик энергиянинг бошқа турдаги энергияларга айланиши бу ҳолда кузатилмайди. Амалда эса ҳар қандай системада ҳам, оз бўлса-да, энергия диссипацияси намоён бўлади. Жумладан, ёпиқ (консерватив) системадаги жисмлар орасида ишқаланиш кучларнинг мавжудлиги механик энергиянинг бир қисми иссиқлик ҳаракат энергиясига айланиши сабабли система ички энергиясининг ортишига сабаб бўлади.

Шундай қилиб, ёпиқ система механик энергиясининг қисман камайиши система ички энергиясининг ортишига мос келади, лекин системанинг умумий кўринишдаги энергияси доимий қолади. Бинобарин, энергиянинг умумий сақланиш қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин:

Ёпиқ системанинг умумий кўринишдаги энергияси ўзгармас бўлиб, фақат бир кўринишдаги энергиядан бошқа кўринишдаги энергияга айлана боради.

Ёки материя ва ҳаракатнинг сақланиш қонуни кўринишида уни яна қуйидагича таърифлаш мумкин:

Ёпиқ материя ҳаракатининг барча шаклий ўзгаришларида энергия ўзгармасдан қолади.

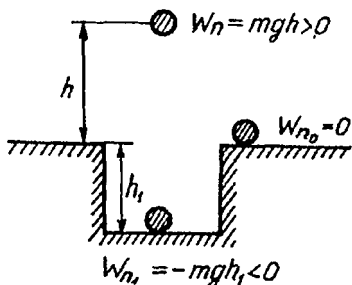
БАЪЗИ ОДДИЙ ҲОЛЛАР УЧУН ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯНИ ҲИСОБЛАШ

1. Оғирлик майдонидаги потенциал энергия. Агар h баландликдаги жисм (моддий нуқта) нолинчи, яъни $h=0$ сатҳга эркин тушиб кетса, оғирлик кучи $A = mgh$ ишни бажаради. Бинобарин, h баландликдаги жисмнинг потенциал энергияси:

$$W_n = mgh. \quad (3.24)$$

бунда m — жисмнинг массаси, g — эркин тушиш тезлашиши, h — катталиқ, $h=0$ сатҳдан ўлчанган баландлик.

Потенциал энергия W_n нинг ҳисоб бошини ихтиёрий ташлаб олиш мумкин бўлганидан жисмнинг потенциал энергияси манфий қийматларга ҳам эга бўлиши мумкин. Масалан, агар Ер сиртидаги жисмнинг потенциал энергияси нолга тенг деб қабул қилинса, h баландликдаги жисмнинг потенциал энергияси $W_n = mgh > 0$ мусбат, h , чуқурликдаги потенциал энергияси $W_n = -mgh_1 < 0$ эса манфий бўлади (3.8-расм). Бу ерда шунини айтиб ўтиш ўринлики, кинетик энергия манфий қийматли бўла олмайди.



3.8-расм

Умумий ҳолда жисм h баландликда v тезлик билан ҳаракатланаётганда у

ҳам кинетик, ҳам потенциал энергиядан ташкил топган тўла механик энергияга эга бўлади:

$$W_T = W_K + W_n = \frac{mv_2^2}{2} + mgh. \quad (3.25)$$

Аниқроқ айтганда, бу ифода Ер—жисм системасининг тўла механик энергиясини ифодалайди: W_n — системанинг ўзаро потенциал энергияси, W_K — жисмнинг кинетик энергияси.

Агар система n та жисмдан ташкил топган бўлса, унинг тўла механик энергияси бутун системанинг потенциал энергияси билан система кинетик энергиясидан ташкил толади; бу кинетик энергия эса ўз навбатида системани ташкил этувчи жисмлар кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг:

$$W_T = W_n + W_K = W_n + \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}. \quad (3.26)$$

Агар система ёпиқ (консерватив) бўлса, системанинг тўла механик энергияси ўзгармас қолади:

$$W_T = W_n + W_K = W_n + \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}. \quad (3.27)$$

Шундай қилиб, ёпиқ (консерватив) системадаги жисмларнинг тўла механик энергияси ўзгармас қолади.

2. Деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси.
Қаттиқ жисмларнинг деформациясида юзага келадиган эластик кучлар марказий кучлардан иборат бўлади. Бинобарин, бундай кучлар консерватив кучлар бўлади. Мисол тариқасида чўзилган, яъни деформацияланган пружинанинг потенциал энергияси ҳақида гапириш мумкин.

Пружинанинг деформацияланишида эластик куч $F = kx$ (Гук қонуни) га қарши бажарилган A иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = \int_0^x F dx = \int_0^x kx dx = \frac{kx^2}{2}. \quad (3.28)$$

Бу бажарилган иш деформацияланган пружинанинг потенциал энергиясига айланади:

$$W_n = \frac{kx^2}{2}. \quad (3.29)$$

3. Икки моддий нуқтанинг ўзаро тортишиш кучи потенциал энергияси. Жисмларнинг ўзаро тортишиш кучи уларнинг тузилишига ва кимёвий таркибига боғлиқ эмас. Ньютоннинг бутун олам тортишиш қонунига биноан тортишиш кучи икки моддий нуқта массаларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал:

$$F = \gamma \frac{M \cdot m}{r^2}. \quad (3.30)$$

бунда γ — гравитацион доимий, M ва m — мос равишда биринчи ва иккинчи моддий нуқталарнинг массалари, r — моддий нуқталар орасидаги масофа.

Гравитацион доимий деб, бир-биридан 1 м масофада турган массаси 1 кг бўлган икки моддий нуқта орасидаги ўзаро тортишиш кучига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади. Гравитацион доимийнинг ҳозирги вақтда ўлчашлар асосида топилган қиймати куйидагига тенгдир:

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{H \cdot M^2}{кг^2} = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{M^3}{кг^2 c^2}.$$

Тортишиш кучи ҳам марказий кучдан иборат бўлгани учун консерватив кучдир. Бинобарин, бу ерда потенциал энергия ҳақида гапириш ўринлидир. Бу энергияни ҳисоблашда массаларидан бири M ни кўзгалмас деб, иккинчиси m ни эса гравитацион майдонда кўчади деб ҳисоблаш мумкин. У вақтда m массали моддий нуқтани масофадан чексизликка ($r \rightarrow \infty$) кўчиришда бажарилган иш

$$A = \int_r^{\infty} \gamma \frac{Mm}{r^2} dr = \gamma \frac{Mm}{r}. \quad (3.31)$$

бўлади. Консерватив системада потенциал энергиянинг камайиши $W_{\infty} - W_n$ ҳисобига A бажарилади, яъни:

$$A = W_{\infty} - W_n. \quad (3.32)$$

Одатда чексизлик ($r = \infty$) да потенциал энергия нолга тенг $W_{\infty} = 0$ деб олинади. У вақтда (3.31) ва (3.32) га асосан потенциал энергия

$$W_n = -\gamma \frac{Mm}{r}. \quad (3.33)$$

Бу манфий ишорани осонгина тушунтириш мумкин. Ўзаро таъсирланувчи M ва m массали жисмлар орасидаги масофа чексиз ($r = \infty$) бўлганда жисмларнинг ўзаро потенциал энергияси нолга тенг бўлган максимум қийматга эришади ва ҳар қандай бошқа ҳолларда у нолдан кичик, яъни манфий бўлади.

САҚЛАНИШ ҚОНУНЛАРИ ВА ФАЗО-ВАҚТНИНГ СИММЕТРИЯЛИГИ

Физикада симметрия сўзи аниқ алмаштиришларга нисбатан физик ҳодисаларнинг ўзгармасдан сақланиш (инвариантлик) хусусиятини ифодаловчи тушунчадир.

Қор учқуни ёки музлаган ойна, барг ёки гул, капалак ёки асалари уяси, кристаллар ва бошқа табиий омиллар борки, уларнинг тузилишида қандайдир мутаносиблик, тартиб, қонуний таққослик рўй беради. Мана шундай омилларнинг кузатила бориши симметрия тушунчасининг яратилиши ва ривожланишида муҳим аҳамиятга эга.

Кўчирилиш ёки бурилиш муҳим фазовий алмаштиришлардандир. *Фазо симметрияси шундан иборатки, турли нуқталарда ва турли йўналишларда фазо хусусиятлари ўзгармасдан сақланади. Турли нуқталарда фазо хусусиятларининг бир хиллигига фазонинг бир жиислилиги, турли йўналишда фазо хусусиятларининг бир хиллигига эса фазонинг изотроплиги дейилади.*

Фазодаги кўчирилиш ёки бурилишга нисбатан объектнинг симметрияси шундан иборатки, у қандай нуқтага кўчирилмасин ва қандай йўналишда бурилмасин, объект ўзгармасдан сақланади. Масалан, аниқ шароитдаги объект устида ўтказилаётган тажриба фазонинг қайси жойида ва қайси йўналишида қайтарилмасин, натижа ҳамиша бир хил бўлиб чиқади.

Вақт симметрияси шундан иборатки, турли моментда вақт хусусиятлари ўзгармасдан сақланади. Турли моментларда вақт хусусиятларининг бир хиллигига вақтнинг бир жиислилиги дейилади.

Вақт кўчирилишига нисбатан объектнинг симметрияси шундан иборатки, аниқ шароитдаги объект устида бажарилаётган тажриба қайси вақтда қайтарилмасин, натижа ҳамиша бир хил бўлиб қолади.

Энергия, импульс ва импульс моментининг сақланиш қонунлари фазо ва вақт симметрияси билан боғлиқдир.

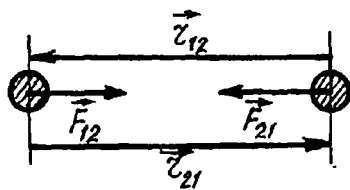
Энергиянинг сақланиш қонуни вақтнинг бир жинслилиги билан, импульс (ҳаракат миқдори) нинг сақланиш қонуни фазонинг бир жинслилиги билан, импульс моментининг сақланиш қонуни эса фазонинг изотроплиги билан бевосита боғлиқдир.

3.5. ГРАВИТАЦИОН МАЙДОН

Табиатдаги барча жисмлар орасида, уларнинг тузилишига, кимёвий таркибига боғлиқ бўлмаган, ўзаро тортишиш (гравитацион) кучи қуйидаги бутун олам тортишиш қонунидан аниқланади: *икки моддий нуқтанинг ўзаро тортишиш кучи массаларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалдир:*

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (3.34)$$

бунда γ — гравитацион доимий, m_1 ва m_2 — мос равишда биринчи ва иккинчи моддий нуқталарнинг массалари, r — моддий нуқталар орасидаги масофа.

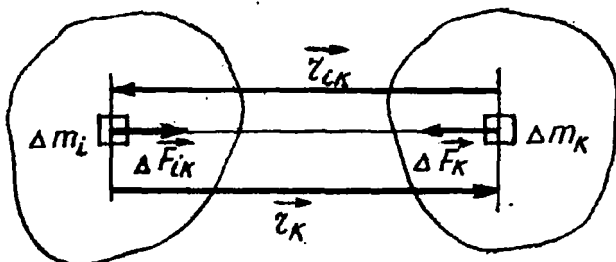


3.9-расм

Биринчи ва иккинчи моддий нуқтага қўйилган ўзаро тортишиш кучлари \vec{F}_{12} ва \vec{F}_{21} улар орқали ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандир (3.9-расм). Бу кучларнинг математик ифодасини (3.34) га асосан қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}_{12} &= -F_{12} \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12}, \\ \vec{F}_{21} &= -\vec{F}_{21} \frac{\vec{r}_{21}}{r_{21}} = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r_{21}^3} \vec{r}_{21}, \end{aligned} \right\} \quad (3.35)$$

бу ерда \vec{F}_{12} — биринчи моддий нуқтанинг иккинчисига тортишиш кучи, \vec{r}_{12} эса биринчи моддий нуқтанинг иккинчисига нисбатан радиус-вектори; \vec{F}_{21} — иккинчи моддий нуқтанинг биринчисига тортишиш кучи, \vec{r}_{21} эса иккинчи моддий нуқтанинг биринчисига нисбатан радиус-вектори.



3.10-расм

Шундай қилиб, (3.35) формуладан кўринадики, ўзаро тортишиш кучи ҳар доим манфийдир.

3.9-расмдан кўринадики, \vec{r}_{12} ва \vec{r}_{21} векторлар ўзаро қарама-қарши йўналгани учун $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ бўлади, яъни Нютоннинг учинчи қонунининг математик ифодаси келиб чиқади.

Агар ўзаро тортишувчи жисмларни моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин бўлмаса, бу жисмларни ҳаёлан Δm массали элементар бўлақчаларга ажратилади (3.10-расм). У вақтда биринчи ва иккинчи жисмдаги Δm_i ва Δm_k массали моддий нуқталарнинг ўзаро тортишиш кучи \vec{F}_{ik} қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{F}_{ik} = -\gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_k}{r_{ik}^3} \vec{r}_{ik}, \quad (3.36)$$

бунда \vec{r}_{ik} —элементар Δm_i ва Δm_k массалар орасидаги масофа, (3.36) да $k = 1$ дан $k = N$ гача йиғинди олинса, биринчи жисмдаги Δm_i элементар массасининг иккинчи жисмга тортишиш кучи келиб чиқади:

$$\vec{F}_{i2} = -\sum_{k=1}^N \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_k}{r_{ik}^3} \vec{r}_{ik}. \quad (3.37)$$

Ва нихоят (3.37) ни $i = 1$ дан $i = N$ гача яна бир бор йиғиндиси олинса, иккала жисмнинг ўзаро тортишиш кучини оламыз:

$$\vec{F}_{12} = -\sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N \gamma \frac{\Delta m_i \Delta m_k}{r_{ik}^3} \vec{r}_{ik}. \quad (3.38)$$

Амалда (3.38) йиғиндини топиш интеграллашга келтирилади, умуман айтганда уни аниқлаш жуда мураккаб математик масаладир. Агар ўзаро таъсирлашувчи жисмлар бир жинсли шарлардан иборат бўлса, унинг массаси марказига мужассамлашган деб, улар орасидаги ўзаро тортишиш кучи

$$\vec{F}_{12} = -\gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12}, \quad (3.39)$$

бўлади, бунда m_1 ва m_2 шарларнинг массалари, r_{12} уларнинг марказлари орасидаги масофа.

Шундай қилиб, бир жинсли шарлар гўё массалари марказига мужассамлашган моддий нуқталардек ўзаро таъсирлашар экан.

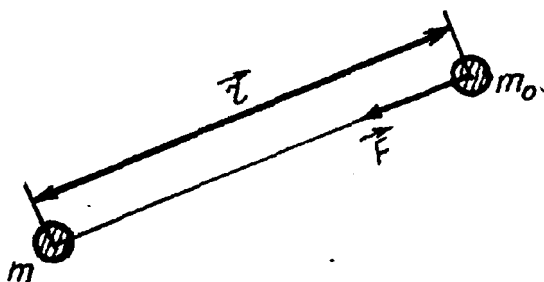
Гравитацион (тортишиш) ўзаро таъсирнинг характерли хусусиятларидан бири, у жисмлар вакуумда жойлашган ҳолда ҳам содир бўлаверади. Бунга сабаб, ўзаро таъсирни узатувчи жисмлар атрофида гравитацион майдоннинг ҳосил бўлишидир. *Майдон деб, ҳар қандай таъсирни узатувчи моддий муҳитга айтилади. Гравитацион кучлар таъсири сезиладиган фазо соҳасига гравитацион майдон ёки тортишиш майдони дейилади.*

Гравитацион майдоннинг ихтиёрий нуқтасига киритилган жисмларга майдонни ҳосил қилган жисм томонига йўналган куч таъсир қилади. Бинобарин, гравитацион майдоннинг хусусиятини унга киритилган «синов жисм» ёрдамида текшириш мумкин.

«Синов жисм» деб, ўлчами ва массаси ниҳоятда кичик бўлган, киритилган майдон хусусиятини деярли ўзгартирмайдиган жисмга айтилади. Қудайлик учун майдонни ҳосил қилган жисмнинг массасини m билан, «синов жисм» нинг массасини эса m_0 билан белгилаймиз. Энди гравитацион майдонни ифодаловчи асосий катталиклар билан танишиб чиқайлик.

Гравитацион майдоннинг кучланганлиги. Массаси m бўлган жисм ҳосил қилган майдоннинг бирор нуқтасига m_0 массали «синов жисми» киритилган бўлсин (3.11-расм). Агар m массали жисм жойлашган нуқтани координат боши сифатида қабул қилинса, «синов жисм» жойлашган нуқтанинг радиус-вектори \vec{r} бўлади.

Гравитацион майдоннинг бирор нуқтасидаги кучланганлик деб, майдоннинг шу нуқтасига киритилган массаси бир



3.11-расм

бирликка тенг «синов жисм» га таъсир қилаётган кучга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади:

$$\vec{G} = \frac{\vec{F}}{m_0}, \quad (3.40)$$

бунда \vec{F} — майдоннинг m_0 массали «синов жисм» га таъсир қилувчи куч бўлиб, (3.39)га асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{F} = -\gamma \frac{m \cdot m_0}{r^3} \vec{r}. \quad (3.41)$$

Бу ифодани юқорида ўрнига қўйилса, майдоннинг кучланганлиги \vec{G} майдонни ҳосил қилган m масса орқали ифодаланади, яъни:

$$\vec{G} = -\gamma \frac{m}{r^3} \vec{r}, \quad (3.42)$$

ёки скаляр кўринишда ёзилса

$$G = -\gamma \frac{m}{r^2}. \quad (3.4 a)$$

Шундай қилиб, моддий нуқта ҳосил қилган гравитацион майдоннинг бирор нуқтасидаги кучланганлик унинг массасига тўғри пропорционал бўлиб, ундан майдон нуқтасигача бўлган масофанинг квадратига тесқари пропорционалдир. Гравитацион майдон кучланганлиги \vec{G} нинг масса m га боғлиқлиги жисм массаси ҳам майдонни характерловчи параметрлардан бири эканлигини кўрсатади.

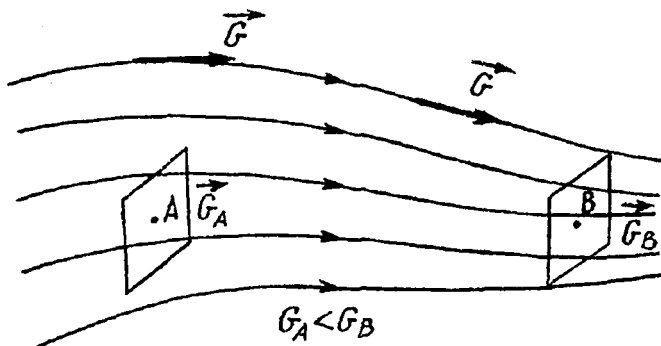
Ньютоннинг иккинчи қонунидан келтириб чиқарилган масса жисмнинг инертлик хоссаларини белгилагани учун уни инерт масса дейилган эди. Бундан ташқари гравита-

цион ўзаро таъсирнинг ўлчовини белгиловчи физик катталиқ — гравитацион (оғирлик) масса тушунчаси киритилади. У ҳолда, инерт масса ва гравитацион масса бир-биридан фарқ қиладими, деган савол туғилади. Тажрибаларнинг кўрсатишича бу икки тушунча орасида миқдорий фарқ йўқдир. Ҳақиқатдан ҳам рус физиклари В. Б. Брагинский ва В. И. Попов тажрибаларида гравитацион ва инерт массаларнинг эквивалентлиги 10^{-12} гача аниқликда, яъни Ньютон тавсифлаган тажрибанинг аниқлигидан миллиард марта катта аниқликда исботланган. Шундай қилиб, ҳар қандай масса инертлик ва тортишиш ҳосил қилиш хусусиятига эга.

Майдон куч чизиқлари. Гравитацион майдонни график равишда тасвирлаш учун кучланганлик чизиқлари ёки қисқача куч чизиқларидан фойдаланилади.

Куч чизиқлари деб, шундай эгри чизиққа айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасида майдоннинг кучланганлик вектори уринма равишда йўналган бўлади.

Иккинчидан, майдоннинг бирлик юзасидан тик равишда ўтаётган куч чизиқлар сони, яъни куч чизиқларининг сирт зичлиги майдоннинг шу нуқтасидаги кучланганлигига пропорционалдир. 3.12-расмда куч чизиқлар ва ҳар хил соҳадаги уларнинг сирт зичликлари тасвирланган. Унда A нуқта атрофидаги \vec{G}_A кучланганлик B нуқта атрофидаги \vec{G}_B кучланганликдан кичикроқдир. Моддий нуқта ҳосил қилган гравитацион майдон куч чизиқлари ёки кучланганлик



3.12-расм

векторлари моддий нуқта томон йўналган радиал тўғри чизиқлардан иборат бўлади (3.4-расм).

Ҳар бир нуқтаси кучланганлиги вектори радиус бўйлаб марказ томон йўналган майдонга марказий майдон дейилади.

Агар саноқ системасининг координата боши 0 моддий нуқта билан мос тушса (3.4-расм), у вақтда марказий тортишиш майдонининг бирор нуқтасидаги кучланганлик \vec{G} радиус-вектор орқали қуйидагича аниқланади:

$$\vec{G} = G_r \vec{r}, \quad (3.43)$$

бу ерда $G_r = G_r(x, y, z)$ — вектор \vec{G} нинг \vec{r} — радиус-вектор йўналишига бўлган проскцияси бўлиб, $G = -\gamma \frac{m}{r^2}$.

Агар кучланганлик векторининг сон қиймати, фақат нуқтанинг радиус-векторига боғлиқ бўлса, бундай марказий майдонга кўпинча сферик майдон ҳам дейилади. Сферик майдон бирор нуқтасидаги кучланганлиги — \vec{G} ва G_r лар қуйидагига тенг:

$$G_r = -\gamma \frac{m}{r^3} \text{ ва } G_r = -\gamma \frac{m}{r^2}. \quad (3.44)$$

Майдоннинг суперпозия принципи. Фараз қилайлик, тортилиш (гравитацион) майдоннинг массалари $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ бўлган n та моддий нуқталар ҳосил қилган бўлсин. У вақтда майдонга жойлаштирилган m_0 массали моддий нуқтага системанинг i - моддий нуқтасининг таъсир кучи \vec{F}_i қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{F}_i = -\gamma \frac{m_0 m_i}{r^3} \vec{r}_i = m_0 G_i, \quad (3.45)$$

бунда \vec{r}_i — радиус-вектор бўлиб, системанинг i - моддий нуқтасидан m_0 массали моддий нуқтагача бўлган масофа. \vec{G}_i — текширилаётган нуқтадаги m_i массали моддий нуқта ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги.

Кучлар таъсирининг мустақиллик принципига биноан, майдон текширилаётган нуқтасига жойлаштирилган m_0 массали моддий нуқтага системадаги моддий нуқталар

томонидан таъсир қилувчи натижавий куч \vec{F} юқоридаги \vec{F}_i кучларнинг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = m_0 \sum_{i=1}^n \vec{G}_i. \quad (3.46)$$

Иккинчи томондан

$$\vec{F} = m_0 \vec{G}, \quad (3.46a)$$

бунда \vec{G} — моддий нуқталар ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги.

Охирги (3.46) ва (3.46 а) формулалардан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\vec{G} = \sum_{i=1}^n \vec{G}_i. \quad (3.47)$$

Бу формула майдон суперпозиция (қўшиш) принципининг математик ифодаси бўлиб, у қуйидагича таърифланади:

Бир неча гравитацион (тортилиш) майдонининг қўшилшидан ҳосил бўлган натижавий майдон кучланганлиги қўшилувчи майдонлар кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг. Шунини айтиш керакки, майдоннинг суперпозиция принципига биноан бир жинсли ёки зичлиги радиал бўйича $\rho = \rho(r)$ қонуният бўйича ўзгарувчи, M массали ва R радиусли шарсимон жисмлар учун (3.44) формулалар ўринли бўлади, яъни:

$$\vec{G} = -\gamma \frac{M}{r^3} \vec{r} \quad \text{ва} \quad G_r = -\gamma \frac{M}{r^2}, \quad (3.48)$$

бунда r — шарсимон жисм марказидан текширилаётган нуқтагача бўлган масофа бўлиб, $r > R$.

Ернинг гравитацион майдони. Ер шар шаклида эмас, балки эллипсоид шаклида бўлиб, унинг экваториал радиуси қутб радиусидан 21,4 км ортиқдир. Лекин унчалик катга аниқлик талаб қилмайдиган ҳисоблашларда бу фарқни эътиборга олмасам бўлади. Шунинг учун Ерни ўртача радиуси $M = 6371$ км ва массаси $M = 5,978 \cdot 10^{24}$ кг бўлган шарсимон жисм деб қабул қилинади.

Ернинг атрофидаги гравитацион майдонидан ташқари Қуёш, Қуёш системасидаги сайёралар ва Ернинг табиий

йўллоши — Ойнинг ҳам гравитацион майдонлари мавжуд бўлиб, улар анчагина заифдир. Шунинг учун Ер сирти яқинидаги патижавий гравитацион майдон Ернинг хусусий тортишиш майдони ҳисобланади. Бинобарин, Ер сиртида ёки унга жуда яқин нуқталарда гравитацион майдон кучланганлиги (3.48) формула асосида аниқланади. Унинг миқдори эса қуйидагига тенг бўлади:

$$|\vec{G}_0| = \gamma \cdot \frac{M}{R^2}. \quad (3.49)$$

бунда R — Ернинг радиуси. (3.49) дан кўриладики, Ер сиртидан узоқлашган сари \vec{G} нинг қиймати камайиб боради. Ер сиртидан h балангликда унинг қиймати

$$|\vec{G}_h| = \gamma \frac{M}{(R+h)^2}. \quad (3.50)$$

ифода орқали аниқланади:

Ер сиртидаги G_0 кучланганлик маълум бўлса, унга нисбатан h балангликдаги G_h кучланганликнинг қиймати (3.49) ва (3.50) ларнинг нисбатидан қуйидагига тенг бўлади:

$$G_h = G_0 \left(\frac{R+h}{R} \right)^{-2} = G_0 \left(1 + \frac{h}{R} \right)^{-2}. \quad (3.51)$$

Агар текширилаётган нуқта Ер сиртига яқин ($h \ll R$) жойлашган бўлса, (3.51) ифодани қаторларга ёйиб, икки ҳад аниқлигида олинса, у қуйидаги кўринишга келади:

$$G = G_0 \left(1 - 2 \frac{h}{R} \right). \quad (3.52)$$

Ернинг тортишиш майдонидаги жисм ўз ҳолига қўйиб юборилса, Ернинг \vec{F} тортиш кучи таъсирида Ньютоннинг иккинчи қонунига биноан эркин тушиш тезланиши деб аталувчи \vec{g} тезланиш билан текис тезланувчан ҳаракат қилиб, Ерга томон эркин туша бошлайди. У вақтда (3.40) га асосан қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\vec{F} = m_0 \vec{g} = m_0 \vec{G}. \quad (3.53)$$

Бундан

$$\vec{g} = \vec{G}. \quad (3.54)$$

Шундай қилиб, Ер гравитацион майдонининг бирор нуқтадаги кучланганлиги шу нуқтадаги эркин тушиш тезланишига тенгдир.

Шуни таъкидлаш керакки, Ер сиртининг барча нуқталарида g нинг қиймати бир хил эмас. Унинг денгиз сатҳида ($h=0$)ги қиймати $g_{\text{э.м.}}=9,7805 \text{ м/с}^2$ дан (экваторда) $g_{\text{к.т.б.}}=9,8322 \text{ м/с}^2$ гача (кўтбларда) оралиқда ўзгаради. Эркин тушиш тезланиши g нинг қийматларидаги бу фарқ куйидаги икки сабаб туфайли вужудга келади:

1. Ер сиртида тинч ётган ҳар бир жисм унинг суткалик ҳаракатида иштирок этиб, экваторга параллел текисликда ётган жисмлар $\vec{a}_{\text{м.и}}$ — марказга интилма тезланишга эга бўлади. Экваторда бу тезланиш энг катта қийматга эга, кўтбларда у нолга тенг. Шу сабабли бирор жисмни кўтбдан экваторга кўчирсак, у бир оз «ўз оғирлигини йўқотади».

2. Суткалик айланиш натижасида Ер шар шаклида эмас, балки уч ўқли эллипсоиддан иборатдир. Профессор Ф. Н. Красовский раҳбарлигида ҳисоблаб чиқилган Ер эллипсоидининг энг аниқ ўлчамлари куйидагичадир:

Ернинг ўртача радиуси (ҳажми Ер эллипсоидининг ҳажмига тенг бўлган шар радиуси) 6371,118 км.

Ернинг кўтбдаги сиқилиши 1:298,3

Ернинг экватордаги сиқилиши 1:300

Эркин тушиш тезланиш g нинг Ердаги жойнинг ҳар хил географик кенгликлар учун топилган қийматлари куйидаги 3.1-жадвалда келтирилган:

3.1-жадвал

φ	$g, \text{ м/с}^2$	φ	$g, \text{ м/с}^2$
0	9,7805	50°	9,8108
10°	9,7820	60°	9,7192
20°	9,7865	70°	9,8261
30°	9,7934	80°	9,8361
40°	9,8018	90°	9,8322

Ернинг $\varphi = 45^\circ$ географик кенглиги эркин тушиш тезланишга «нормал тезланиш» дейилиб, унинг сон қиймати: $g = 9,80665 \text{ м/с}^2$.

Жисмнинг оғирлик кучи ва оғирлиги. Ернинг тортишиш майдонидаги жисмнинг оғирлик кучи P жисмнинг массаси m ни маълум нуқтадаги эркин тушиш тезланиши g га кўпайтмасига тенгдир:

$$\vec{P} = m\vec{g}. \quad (3.55)$$

Жисм Ернинг тортишини майдонининг маълум нуқта-сидаги бирор таянч сиртда тинч турганда ҳам, бирор илга осилганда ҳам ёки ихтиёрий йўналиш бўйлаб тўғри чизиқли текис ($\vec{V} = \text{const}$) ҳаракатланганда ҳам унинг оғирлик кучи ўзгармас қолади.

Жисмнинг оғирлик кучи унинг вазни (оғирлиги) деб аталувчи характеристикасидан фарқ қилади.

Жисмнинг вазни (оғирлиги) деб, осмага ёки таянч сиртга бўлган босим кучига айтилади.

Оғирлик кучи ва вазни турли жисмларга қўйилгандир. Жумладан, столда турган жисмнинг оғирлик кучи P жисмга қўйилган бўлиб, Ернинг маркази томон йўналгандир. Жисмнинг вазни (оғирлиги) эса жисм томонидан столга таъсир қилувчи куч бўлиб, у столга қўйилгандир. Бу ҳолда жисмнинг вазни ва оғирлиги ўзаро тенгдир:

$$Q = P = mg \quad (3.56)$$

3.6. ЕРНИНГ ТОРТИШНИН МАЙДОНИДАГИ МОДДИЙ НУҚТАНИ КЎЧИРИШДА БАЖАРИЛГАН ИШ

Ернинг гравитацион майдон кучининг m массали моддий нуқтани кўчиришдаги бажарган элементар иши dA :

$$dA = (\vec{F}, d\vec{r}) = m(\vec{G}, d\vec{r}) \quad (3.57)$$

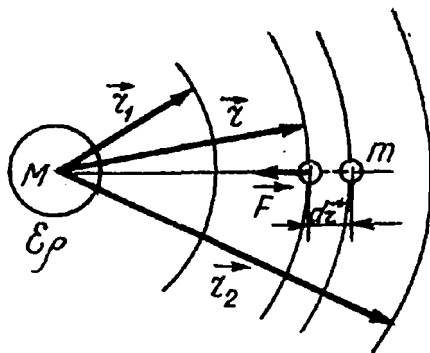
бўлади, бунда \vec{G} — майдон кучланганлиги, $|d\vec{r}| = ds$ — элементар йўл, $d\vec{r}$ — элементар силжиш вектори.

Мазкур масалада саноқ системасининг координата бони Ернинг маркази билан устма-уст тушсин деб фараз қилайлик (3.13-расм).

Бу ҳолда Ер марказидан $r \gg R$ (бунда R — Ернинг радиуси), масофадаги кучланганлик вектори \vec{G} қуйидагига тенг:

$$\vec{G} = -\gamma \frac{M}{r^3} \vec{r}. \quad (3.58)$$

Бунда минус ишора \vec{F} куч ва \vec{r} — радиус-векторлар ўзаро қарама-қарши йўналганлигини ифодалайди.



3.13-расм

(3.58) ни (3.57) даги ўринга қўйилса, $dA = -\gamma \frac{mM}{r^3} (\vec{r}, d\vec{r})$ ҳосил бўлади, бунда $(\vec{r}, d\vec{r}) = \frac{1}{2} d(\vec{r}, \vec{r}) = \frac{1}{2} d(r^2) = r dr$, бўлгани учун элементар бажарилган иш

$$dA = -\gamma mM \frac{dr}{r} \quad (3.59)$$

кўринишга келади.

Ер тортишиш майдонидаги m массали моддий нуқтани r_1 масофадан r_2 масофагача силжитишда бажарилган иш A_{12} (3.59) ифодани интеграллаб топилади, яъни:

$$A_{12} = \int_1^2 dA = -\int_{r_1}^{r_2} \gamma mM \frac{dr}{r} = \gamma mM \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right). \quad (3.60)$$

Шундай қилиб, Ернинг тортишиш майдонида моддий нуқтани кўчиришда бажарилган иш йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмасдан, кўчишнинг бошланғич ва охири ҳолатига боғлиқдир. Умуман, бажарган иши йўlining шаклига боғлиқ бўлмаган кучларга консерватив ёки потенциал кучлар дейилади. Ернинг тортишиш кучи ҳам консерватив (потенциал) кучдир.

Консерватив кучларнинг m массали моддий нуқтанинг ёпиқ контур ($r_2=r_1$) бўйича бажарган иши A_0 нолга тенг бўлади, яъни:

$$A_0 = \oint (\vec{F}, d\vec{r}) = -\int_{r_1}^{r_1} \gamma mM \frac{dr}{r^2} = \gamma mM \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1} \right) = 0. \quad (3.61)$$

ёки $\vec{F} = m\vec{G}$ ни назарга олиб:

$$\frac{A_0}{m} = \oint_l (\vec{G}, d\vec{r}) = 0 \quad (3.62)$$

Ёпиқ l контур бўйича олинган интеграллар $\oint_l (\vec{F}, d\vec{r})$ ва $\oint_l (\vec{G}, d\vec{r})$ га куч вектори \vec{F} нинг ва кучланганлик вектори \vec{G} нинг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси дейилади. Шуни айтиш керакки, кучланганлик векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлган ҳар бир майдонга потенциал майдон дейилади.

Шундай қилиб, (3.62) дан гравитацион (тортишиш) майдон ҳам потенциал майдондан иборатлиги кўринади.

3.7. ТОРТИШИШ МАЙДОНИДАГИ МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯСИ. МАЙДОН ПОТЕНЦИАЛИ

Потенциал майдонда моддий нуқтани кўчиришда бажариладиган иш унинг потенциал энергиясининг камайишига тенг:

$$dA = -dW_{xn}. \quad (3.63)$$

У вақтда моддий нуқтанинг 1-нуқтадан 2-нуқтага кўчиришда бажарилган A_{12} иш:

$$A_{12} = -\Delta W = W_{n_1} - W_{n_2} \quad (3.64)$$

бўлади. (3.60) ва (3.64) ни ўзаро тенглаштириб, қуйидаги эга бўламиз:

$$W_{n_1} - W_{n_2} = -\gamma mM \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Агар m массали моддий нуқта майдонини ҳосил қилган M масса марказдан чексиз узоқ ($r = \infty$) да бўлса, унинг потенциал энергияси нолга интилади: $\lim_{r_2 \rightarrow \infty} W_{n_2} = 0$. У вақтда майдоннинг 1-нуқтасидаги моддий нуқтанинг потенциал

* Консерватив кучнинг бажарган элементар иши тўлиқ дифференциалдан иборат. Шунинг учун бундан кейин уни dA билан белгилаймиз.

энергияси $W_n = -\gamma \frac{mM}{r}$ бўлади. Бунга асосан майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги m массали моддий нуқтанинг потенциал энергиясини умумий ҳолда

$$W_n = -\gamma \frac{mM}{r}. \quad (3.65)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу формуладан кўринадики, майдондаги моддий нуқтанинг потенциал энергияси массаси m га ва майдонни ҳосил қилган масса M га боғлиқ бўлгани учун унга икки жисмнинг ўзаро потенциал энергияси дейилади.

Икки жисмнинг ўзаро потенциал энергияси массаларининг кўпайтмаларига тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги масофага тесқари пропорционалдир.

Ҳар қандай потенциал майдонни характерлаш учун потенциал деб аталувчи скаляр катталиклдан фойдаланилади.

Майдоннинг ихтиёрий нуқтасининг потенциали деб, майдоннинг шу нуқтасига киритилган бир бирлик массали «синов жисм»нинг потенциал энергиясига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади, яъни:

$$\varphi = \frac{W_n}{m}. \quad (3.66)$$

Бунга W_n потенциал энергиянинг ифодасини (3.65) дан ҳўйилса, майдоннинг бирор нуқтасидаги потенциали φ ни майдонни ҳосил қилган масса M орқали аниқлашга имкон берадиган

$$\varphi = -\gamma \frac{M}{r}. \quad (3.67)$$

формула келиб чиқади.

Шундай қилиб, моддий нуқта ҳосил қилган майдоннинг бирор нуқтасидаги потенциали унинг массаси M га тўғри пропорционал бўлиб, ундан нуқтагача бўлган масофага тесқари пропорционалдир.

Потенциал майдоннинг куч характеристикаси — кучланганлик вектори \vec{G} ва энергетик характеристикаси — потенциал φ скаляр катталиклар ўзаро боғланишга эга.

Маълумки, потенциал майдонда бажарилган элементар иш $dA = Fdr = mGdr$ майдондаги моддий нуқта потенциал энергиясининг камайиши — dW_n га тенг бўлар эди, яъни:

$mGdr = -dW_n$, бунда $G = -\frac{d(\frac{W_n}{m})}{dr}$. Бу тенгламанинг ўнг томонидаги $\frac{W_n}{m}$ ифода (3.66) га асосан шу нуқтанинг потенциали φ дан иборат. Шунинг учун, юқоридаги ифодани

$$G = -\frac{d\varphi}{dr}. \quad (3.68)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бундаги $\frac{d\varphi}{dr}$ — гравитацион майдон потенциалнинг радиус-вектори (r) йўналишидаги ўзгариш тезлигини ифодалайди. (3.68) нинг чап томонидаги \vec{G} вектор катталиқ бўлиб, ўнг томонидаги φ эса скаляр катталиқдан иборатдир. Вектор анализда вектор катталиқни скаляр катталиқ билан боғловчи амалга градиент (grad) дейилади. У вақтда (3.68) ни яна қуйидагича таърифлаш мумкин.

Гравитацион майдоннинг берилган нуқтасидаги кучланганлик вектори \vec{G} потенциал градиенти (grad φ) нинг тескари ишорали ифодасига тенгдир:

$$\vec{G} = -\text{grad } \varphi. \quad (3.69)$$

Бунда минус ишора кучланганлик вектори \vec{G} майдон потенциалнинг камайиш томонига йўналганлигини ифодалайди.

Шуни айтиш керакки, ҳар қандай скаляр функциянинг градиенти вектор катталиқ бўлиб, унинг йўналиши мазкур функция қийматининг камайиш йўналиши билан мос тушади. Бинобарин, потенциал градиенти (grad φ) нинг йўналиши кучланганлик вектори \vec{G} нинг йўналишига тескаридир.

3.8. КОСМИК ТЕЗЛИКЛАР

Космик тезлик деб, жисмнинг сайёра атрофидаги орбита бўйлаб ёки сайёра тортишиш кучи доирасидан чиқиб кетиши учун зарур бўлган тезликка айтилади.

Биринчи космик тезлик. *Жисмнинг Ер атрофида радиуси Ер радиуси R дан кам фарқ қиладиган айлана орбита бўйлаб ҳаракатланиши учун зарур бўлган тезлик V_1 га биринчи*

космик тезлик дейилади. Агар ҳавонинг қаршилиги ва бошқа қаршилиқлар ҳисобга олинмаса, Ер сиртидан h баландликда биринчи космик тезлик (V_1) билан ҳаракатланаётган жисмга таъсир қилувчи марказга интилма куч

$$F_{\text{м.и.}} = \frac{mv_1^2}{R+h} \text{ жисмнинг Ерга тортилиш кучи (оғирлиги)}$$

$$F = mg_{\text{ер}} = \gamma \frac{mM}{(R+h)^2} \text{ га тенг бўлади:}$$

$$\frac{mv_1^2}{(R+h)} = \gamma \frac{mM}{(R+h)^2},$$

ёки

$$v_1^2 = \gamma \frac{M}{(R+h)}. \quad (3.70)$$

Бу ифодани қулай кўринишга келтириш учун унинг сурат ва махражини R^2 га қўпайтирилади:

$$v_1^2 = \gamma \frac{M}{R^2} \cdot \frac{R^2}{(R+h)^2}. \quad (3.70a)$$

Бунда $\gamma \frac{M}{R^2} = g$ назарга олинса, биринчи космик тезликнинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$v_1 = \sqrt{g \frac{R^2}{(R+h)}} \quad (3.71)$$

Агар жисмнинг Ер сиртидан баландлиги h Ернинг R радиусига нисбатан кичик, яъни $h \ll R$ бўлса, $h+R=R$ дейиш мумкин. Бу ҳолда (3.71) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$v_1 = \sqrt{gR}. \quad (3.72)$$

Бу ифодага $R = 6,37 \cdot 10^6$ м ва $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ ни қўйиб, биринчи космик тезлик v_1 нинг қийматини ҳисоблаб чиқамиз:

$$v_1 = \sqrt{gR} = \sqrt{9,8 \text{ м/с}^2 \cdot 6,37 \cdot 10^6 \text{ м}} = 7,912 \cdot 10^3 \text{ м/с} = 7,9 \text{ км/с}.$$

Ердан биринчи космик тезлик билан учирилган ҳар қандай массали жисмлар Ернинг сунъий йўлдоши (ЕСЙ)га айланиб қолади.

Иккинчи космик тезлик. Жисмнинг Ер тортилиш кучи майдони доирасидан чиқиб кетиши ва Қуёшнинг сунъий

йўлдоши (ҚСЙ) сингари ҳаракатланиши учун v бўлган тезлик v_{II} иккинчи космик тезлик дейилади.

Жисмнинг олган иккинчи космик тезлиги v_{II} ни, жисмга Ер сирти ($r_1 = R$) да берилган кинетик энергияси $w_1 = \frac{m \cdot v_{II}^2}{2}$ уни чексизликқа ($r_2 = \infty$) кўчиришда бажарилган иш $A_1 \infty = \gamma \frac{mM}{R}$ га сарфланганлигидан аниқланади, яъни:

$$\frac{mv_{II}^2}{2} = \gamma \frac{mM}{R}. \text{ бундан}$$

$$v_{II}^2 = 2 \cdot \gamma \frac{M}{R}. \quad (3.73)$$

келиб чиқади. Мазкур тенглама ўнг томонининг сурат-маҳражини R га кўпайтирилса,

$$v_{II}^2 = 2 \cdot \gamma \frac{M}{R^2} \cdot R. \quad (3.73a)$$

ҳосил бўлади. Бунда $\gamma \frac{M}{R^2} = g$ эркин тушиш тезланишидан иборат бўлгани учун (3.73a) ифодадан иккинчи космик тезлик

$$v_{II} = \sqrt{2gR} = \sqrt{2}v_I \approx 11,2 \cdot 10^3 \text{ м/с} = 11,2 \text{ км/с}. \quad (3.74)$$

бўлади. Иккинчи космик тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг ҳаракат траекторияси параболадан иборат бўлгани учун иккинчи космик тезликка параболик тезлик ҳам дейилади.

Учинчи космик тезлик. Жисмнинг Қуёшнинг таъсир доирасидан абадий чиқиб кетиши учун унга *Ерга нисбатан* берилиши лозим бўлган тезлик v_{III} учинчи космик тезлик дейилади. Учинчи космик тезликнинг катталиги унинг йўналиши Ернинг орбитал ҳаракати йўналишига мос келса, максимал (v_{III}^{\max}), қарама-қарши бўлганда минимал (v_{III}^{\min}) бўлади. Учинчи космик тезлик v_{III} ни ҳисоблаш анча мураккаб бўлгани учун унинг фақат сон қийматини келтирамиз:

$$v_{III}^{\min} = 16,7 \text{ км/с}; \quad (3.74a)$$

$$v_{III}^{\max} = 72,7 \text{ км/с}; \quad (3.74b)$$

Тўртинчи космик тезлик. *Ракетанинг Қуёшнинг берилган нуқтасига тушиши учун унга Ерга нисбатан берилиши зарур бўлган тезлик v_{IV} га тўртинчи космик тезлик дейилади,* унинг катталиги Қуёш сиртидаги туниш нуқтасининг ҳолатига боғлиқдир. Бу тезликни ҳисоблаш учинчи космик тезликни ҳисоблашга нисбатан мураккаброқ. Шунинг учун ҳам қуйида тўртинчи космик тезликнинг сон қийматини келтирамиз. Қуёшнинг марказига қараб радиал ҳаракатланаётган ракетанинг тўртинчи космик тезлиги максимал (v_{IV}^{\max}) қиймати қуйидагига тенг бўлади:

$$v_{IV}^{\max} \approx 31,8 \text{ км/с.} \quad (3.75)$$

Ракета Қуёш сиртига уринма равишда ҳаракатланиб, унинг энг орқа нуқтасига тушиши учун зарур бўлган тўртинчи космик тезлиги минимал (v_{IV}^{\min}) қийматга эга бўлади:

$$v_{IV}^{\min} \approx 29,2 \text{ км/с.} \quad (3.75a)$$

3.9. САҚЛАНИШ ҚОНУНЛАРИНИНГ ПАРЛАР УРИЛИШИГА ТАТБИҚИ

Икки жисмнинг тўқнашиши натижасида ҳаракат ҳолатининг бир онда ўзгаришига урилиш дейилади. Урилиш вақтида иккала жисмнинг шакли ўзгаради, яъни деформацияланади. Урилувчи жисмларнинг нисбий ҳаракат кинетик энергиялари урилиш вақтида деформациянинг потенциал энергиясига ва молекулалар иссиқлик ҳаракат энергиясига айлана боради. Урилиш урилагаётган жисмлар орасида энергиянинг тақсимланишига олиб келади.

Умумий ҳолда урилишни икки босқичга ажратиш мумкин. Биринчи босқич давомида жисмлар ўзаро яқинлаша бориб, реакция кучларига қарши иш бажариши сабабли уларнинг кинетик энергиялари нисбий тезликлари нолга тенг бўлгунча камай боради. Шундан сўнг иккинчи босқичда жисмлар ўз шакллари тиклай боради ва ўзаро узоқлаша бошлайди. Бунда реакция кучларининг бажарган фойдали иши ҳисобига жисмларнинг кинетик энергияси орта боради, ниҳоят жисмлар бир биридан ажралади ва урилиш жараёни тугайди.

Жисмларнинг урилишдан кейинги ($v_1 - v_2$) нисбий тезлиги, урилишгача бўлган ($v_1 - v_2$) нисбий тезлигидан ҳар

доим кичик бўлиши текширишлардан маълум бўлди. Бунга сабаб, амалда ҳеч қачон идеал эластик жисмларнинг мавжуд эмаслигидир. Жисмларнинг эластиклик ёки ноэластиклик даражаси K —тезликнинг тикланиш коэффициентини билан тавсифланади.

Теъзликнинг тикланиш коэффициентини деб, жисмларнинг урилишдан кейинги (v_1-v_2) нисбий теъзлигининг урилишгача бўлган (v_1-v_2) нисбий теъзлигига нисбатига айтилади:

$$K = \frac{v_1 - v_2}{v_1 - v_2} \quad (3.76)$$

Теъзликнинг тикланиш коэффициентининг катталигини шарлар марказий урилишидан аниқлаш қулайдир.

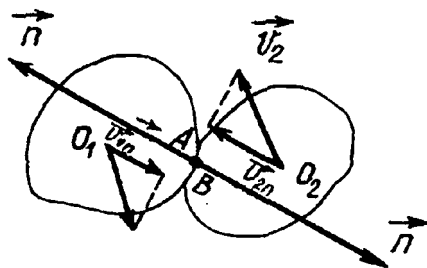
Қуйидаги жадвалда баъзи жисм материаллари учун аниқ ўлчашлар натижасида топилган K га теъзлигининг тикланиш коэффициентининг қийматлари келтирилган.

3.2-жадвал.

Урилишчи жисмлар моддаси	K
Алюминий алюминийга	0,23
Бронза бронзага	0,40
Чўян чўянга	0,60
Пўлат пўлатга	0,70
Полистрол пластмасса пўлатга	0,95

Теъзлигининг тикланиш коэффициентини $K=0$ бўлган жисмларга абсолют ноэластик (мутлақ ноэластик) жисмлар дейилиб, $K=1$ бўлган жисмларга эса абсолют эластик жисмлар дейилади. Аслида барча жисмлар учун K коэффициентининг қиймати 0 ва 1 оралиғида ётади.

Икки жисмнинг тўқнашиш нуқтасидан ўтган ва тўқнашиш сиртларига ўтказилган n нормал бўйлаб йўналган чизиққа (3.14-расм) урилиш чизиғи дейилади. Урилиш чизиғи икки жисмнинг инерция марказидан ўтган ҳолга марказий урилиш дейилади. Шунини айтиш керакки, бир жинсли шарлар орасидаги урилиш ҳар доим марказий бўлади. Амалдаги урилишни қараб чиқишда урилишнинг икки чегаравий кўриниши абсолют (мутлақ) эластик ва абсолют (мутлақ) ноэластик деб аталувчи идеаллаштирилган урилишдан юқори аниқлик билан фойдаланиш мумкин.



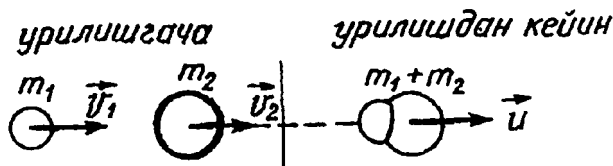
3.14-расм

Абсолют ноэластик урилиш ($K = 0$). Абсолют (мутлак) ноэластик урилишда иккита жисм бирлашиб, битта жисмдек ҳаракатини давом эттиради. Масалан, мўм, пластилин, қўрғошдан ясалган шарларнинг урилишини абсолют ноэластик урилишга анчагина яқин деб қараш мумкин.

Жисмлар тўқнашганда анча мураккаб ҳодисалар содир бўлади, яъни жисмлар деформацияланади, эластик ва ишқаланиш кучлари пайдо бўлади, жисмларда механик тебранишлар, тўлқинлар уйғонади. Лекин, ноэластик урилишда бу жараёнлар бориб-бориб тўхтайти ва иккала жисм қўшилиб, бир бутун жисмдек ҳаракатланади. Абсолют ноэластик урилишда бундай ўзига хос хусусият содир бўлади: урилишдан кейин деформация сақланади; деформация потенциал энергияси вужудга келмайди; жисмларнинг кинетик энергияси батамом ёки қисман ички энергияга айланади; урилишдан кейин жисмлар умумий тезлик билан ҳаракатланади ёки нисбий тезлиги нолга тенг бўлади. Абсолют ноэластик урилишда фақат импульснинг сақланиш қонуни бажарилиб, механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмайди. Лекин энергиянинг умумий сақланиш қонуни, яъни механик ва ички энергиялар йиғиндисининг сақланиш қонуни ўринли бўлади.

Биз горизонтал текисликдаги иккита ноэластик шарларнинг марказий урилиши мисolini қараб чиқайлик. Фараз қилайлик, массалари m_1 ва m_2 бўлган ноэластик шарлар марказларини бирлаштирувчи горизонтал тўғри чизиқ бўйлаб мос равишда \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезликлар билан ҳаракатланаётган бўлсин (3.15-расм). Шарларнинг тўқнашишдан кейинги умумий тезлигини \vec{V} билан белгилаймиз. Импульс-

нозластик урилиш



3.15- расм

нинг сақланиш қонунига биноан шарларни урилишгача бўлган импульсларнинг геометрик йиғиндиси урилишдан кейинги импульсига тенгдир, яъни: $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{V}$.
бунда

$$\vec{V} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2}. \quad (3.77)$$

Бунда \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 векторлар бир тўғри чизиқ бўйлаб йўналгани учун \vec{U} векторнинг йўналиши ҳам шу тўғри чизиқнинг йўналиши билан устма-уст тушади. Маскур тўқнашишдан, қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Шарлар қарама-қарши томонга \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезлик билан ҳаракатланса, урилишдан кейин ҳам \vec{U} билан ҳаракатланади.

Лекин $|m_1\vec{v}_1| = |m_2\vec{v}_2|$ бўлса, урилишдан кейин шарлар ҳаракатини давом эттирмайди, яъни $\vec{U} = 0$ бўлади;

2. Шарлар бир-бирига қарама-қарши ҳаракатланса, у вақтда \vec{U} вектор $m_1\vec{v}_1$ ва $m_2\vec{v}_2$ импульснинг сон қиймати катталик катта бўлган вектор бўйлаб йўналади.

\vec{U} векторнинг модули қуйидаги формула ёрдамида ҳисобланади:

$$U = \left| \frac{m_1\vec{v}_1 \pm m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2} \right|, \quad (3.78)$$

бунда v_1 ва v_2 тезликлар \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезлик векторларининг модулидир «+» ишора \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезликлар бир томонга йўналганига мос келиб, «-» ишора эса қарама-қарши томонга йўналган ҳол учун мос келади.

Энергиянинг умумий сақланиш қонунига биноан, шарларнинг урилишигача бўлган кинетик энергияси

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2}$$

урилишдан кейинги кинетик энергияси

$$\frac{(m_1 + m_2) U^2}{2}$$

билан деформация иши A нинг йиғиндисига тенгдир, яъни:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{(m_1 + m_2) U^2}{2} + A_{\text{деф}}$$

Бунда деформация иши $A_{\text{деф}}$ ни аниқласак;

$$A_{\text{деф}} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} - \frac{(m_1 + m_2) U^2}{2} \quad (3.79)$$

Бундан U нинг ўрнига (3.78) дан қиймати қўйилиб, бир қатор математик амаллар бажарилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$A_{\text{деф}} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} - \frac{(m_1 + m_2)}{2} \frac{(m_1 v_1 + m_2 v_2)^2}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2 \quad (3.80)$$

Бу ифодани яна бундай қурилишда ёзиш мумкин:

$$A_{\text{деф}} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2 = \frac{M (v_1 - v_2)^2}{2} \quad (3.80a)$$

бунда $M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ — шарларнинг келтирилган массаси,

$(v_1 + v_2)$ эса нисбий тезликлар. Шундай қилиб, кучга қарши бажарилган деформация иши келтирилган массанинг нисбий тезлик квадратига кўпайтмасининг ярмига тенг.

Агар тўқнашаётган жисмлардан бири қўзғалмас ($v_2 = 0$) бўлса, (3.80) ифода яна ҳам соддароқ қурилишга келади.

$$A_{\text{деф}} = \frac{m_1 \cdot m_2}{2(m_1 + m_2)} v_1^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 \cdot v_1^2}{2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} W_{k1} \quad (3.81)$$

Бунда $W_{k1} = \frac{m_1 v_1^2}{2}$ — биринчи жисмнинг урилишгача бўлган кинетик энергияси.

Амалда ноэластик урилиш қуйидаги мақсадда қўлланилади. Биринчидан, жисм шаклини ўзгартириш (дефор-

мациялаш) мақсадида, масалан, металлларни тоблаш, штамповка қилиш, жисмларни майдалаш ва ҳоказоларда қўлланилади. Юқоридаги (3.81) формуладан кўриниб турибдики, қўзғалмас ($\vec{v}_2 = 0$) жисмнинг массаси m_2 урилувчи ($\vec{v}_1 = 0$) жисмнинг массаси m_1 дан анча катта, ($m_2 \gg m_1$) бўлиши керак. Шунинг учун ҳам сандон жуда вазмин қилиб ясалади.

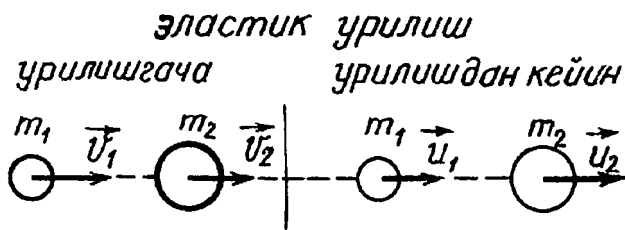
Иккинчидан, поэластик урилишдан кейин жисмларнинг силжитиш қаршилиқ кучини энгипда энергия сарф бўлади. Масалан, қоziқни ерга қоқиб киритиш, михни қоқиш, понани қоқиш ва ҳоказоларда. Бу ҳолда:

$$W_{k1} - A_{\text{зсф}} = W_{k1} - W_{k1} \frac{m_2}{m_1 + m_2} = W_{k1} \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \quad (3.82)$$

энергиядан фойдаланилади ва шунинг учун ҳам бу ҳолда ҳаракатсиз ($\vec{v}_2 = 0$) жисмнинг m_2 массаси урилувчи ($\vec{v}_1 \neq 0$) жисмнинг массаси m_1 дан кичик ($m_2 \ll m_1$) бўлиши шарт.

Абсолют эластик урилиш ($K=1$). Абсолют эластик урилишда иккита жисм яна якка-якка бошқа тезликлар билан ҳаракатлана бошлайди. Масалан, пулат, полистрол пластмасса, фил суяги каби моддалардан ясалган шарларнинг урилиши абсолют эластик урилишга жуда яқин бўлади. Абсолют эластик урилишда иккала сақланиш қонуни: импульснинг сақланиш ва механик энергиянинг сақланиш қонуни бажарилади.

Фараз қилайлик, массалари m_1 ва m_2 бўлган шарлар \vec{v}_1 ва \vec{v}_2 тезлик билан ҳаракатланиб, марказий урилишдан кейин мос равишда U_1 ва U_2 тезликлар билан ҳаракатлансин (3.16-расм). Импульс ва механик энергиянинг сақланиш қонунларига биноан қуйидаги ифодаларни ёзамиз:



3.16-расм

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{U}_1 + m_2 \vec{U}_2, \quad (3.83)$$

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 U_1^2}{2} + \frac{m_2 U_2^2}{2}. \quad (3.83a)$$

Бу икки тенгламадан шарларнинг урилишдан кейинги тезликлари U_1 ва U_2 ни топиш мумкин. Бунинг учун (3.83a) тенгламани скаляр кўринишда ёзиш керак. Шарлар горизонтал текисликда ҳаракатланаётгани учун тезлик векторларининг модули $|\vec{v}_1| = v_1$ ва $|\vec{v}_2| = v_2$ тенг бўлади, бинобарин:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 U_1 + m_2 U_2. \quad (3.83b)$$

Шундай қилиб, қуйидаги тенгламалар системасига эга бўламиз

$$\left. \begin{aligned} m_1 v_1 + m_2 v_2 &= m_1 U_1 + m_2 U_2; \\ m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2 &= m_1 U_1^2 + m_2 U_2^2. \end{aligned} \right\} \quad (3.84)$$

Бу тенгламаларни қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$m_1 (v_1^2 - U_1^2) = m_2 (U_2^2 - v_2^2)$$

Иккинчи тенгламани биринчисига ҳадма-ҳад бўлинса, $v_1 + U_1 = U_2 + v_2$ ҳосил бўлади. Натижада масала қуйидаги иккита чизикли тенгламалар системасини ечишга келтирилади:

$$\left. \begin{aligned} m_1 U_1 + m_2 v_2 &= m_1 U_1 + m_2 v_2; \\ v_1 + U_1 &= U_2 + v_2. \end{aligned} \right\} \quad (3.85)$$

Бу тенгламалар системасини ечиб, шарларнинг марказий эластик урилишдан кейинги тезликлари U_1 ва U_2 қуйидаги тенглигини осонгина аниқлаш мумкин:

$$\begin{aligned} U_1 &= -v_1 + 2 \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} = \frac{2m_2 v_2 + (m_1 - m_2) v_1}{m_1 + m_2}; \\ U_2 &= -v_2 + 2 \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} = \frac{2m_1 v_1 + (m_2 - m_1) v_2}{m_1 + m_2}. \end{aligned} \quad (3.86)$$

Баъзи хусусий ҳолларни қараб чиқамиз:

1. Агар шарларнинг массалари тенг ($m_1 = m_2$) бўлса, (3.86) формуладан $U_1 = v_1$ ва $U_2 = v_2$ келиб чиқади. Шундай қилиб, бир хил массали шарлар марказий эластик

тўқнашганда тезликларини алмашадилар. Бу ҳолда шарлардан бири, масалан, иккинчи шар тинч ($\vec{v}_2 = 0$) турган бўлса, у ҳолда $U_1=0$ ва $U_2=v_1$ бўлади. Демак, биринчи шар иккинчи тинч ($\vec{v}_2 = 0$) шарга тўқнашиб, ўз тезлигини унга узатади ва ўзи тўхтаб қолади. Масалан, бундай урилишни биллиард шарларининг урилишида кўриш мумкин.

2. Агар шарлардан бири тинч ($\vec{v}_2 = 0$) турган бўлса, (3.86) ифодадан қуйидаги келиб чиқади:

$$U_1 = v_1 \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}; \quad U_2 = v_1 \frac{2m_1}{m_1 + m_2}. \quad (3.86)$$

Демак, иккинчи шарнинг урилишдан кейинги ҳаракат тезлиги биринчи шар урилишга ҳаракатланган томонга йўналгандир. Агар бу ҳолда, шарлардан бирининг массаси иккинчисига нисбатан ниҳоятда катта, яъни $m_2 \gg m_1$ бўлса.

$$U_1 = -v_1; \quad U_2 = 0 \quad (3.86)$$

бўлади. Бундай ҳол эластик шар деворга, яъни радиуси чексиз ($R = \infty$) бўлган шарга урилганда содир бўлади. Шунинг учун ҳам деворга абсолют эластик урилган шар тезлигини миқдор жиҳатдан сақлаб, йўналишини эса тескари томонга ўзгартиради.

Шарларнинг абсолют эластик урилиши фан, техника соҳасида катта қўлланишга эга. Бунга ядро заррачаларининг ўзаро тўқнашишларини мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Жумладан, ядро реакторлари (қозонлари)дан катта энергияли нейтрон (${}_0n^1$) ларнинг углерод (${}_6C^{12}$) ядролари билан абсолют эластик тўқнашишлари асосида тезликларини камайтириб, иссиқлик нейтронларига айлантиради.

ТАҚРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Энергия ва иш тушунчаси нима билан фарқ қилади?
2. Ўзгармас ва ўзгарувчан кучнинг бажарган иши қандай аниқланади?
3. Иш қандай ўлчов birlikларида ўлчанади? Унинг ўлчамлиги қандай?
4. Қувват деб нимага айтилади. Унинг формуласи чиқарилсин ва ўлчов birlikлари, ўлчамлиги ёзилсин.
5. Қувватни таъсифловчи куч ва тезлик орқали ифодаси қандай?
6. Энергия деб нимага айтилади?
7. Механик энергия нима ва унинг қандай турлари мавжуд? Уларни таърифлаб бериш.
8. Жисмга қўйилган кучнинг бажарган иши билан кинетик энергия орасида қандай боғланиш бор?
9. Куч ва потенциал энергия орасида қандай боғланиш мавжуд?

10. Куч бажарган иш йўл шаклига қандай боғлиқ? Консерватив ва поконсерватив кучлар деб нимага айтилади?

11. Энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунини таърифланг.

12. Механик энергия сақланиш қонунининг бажарилиши учун зарур бўлган шартлар қандай?

13. Эластик кучнинг бажарган иши нимага тенг?

14. Эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергияси нимага тенг?

15. Икки моддий нуктанинг ўзаро тортишиш потенциал энергияси нимага тенг?

16. Қандай майдонга гравитацион майдон дейилади?

17. Гравитацион майдоннинг кучланганлиги потенциали деб нимага айтилади ва уларнинг формулалари ёзилсин.

18. Гравитацион майдонда бажарилган иш келтириб чиқарилсин.

19. Гравитацион майдон кучланганлиги векторининг циркуляцияси деб нимага айтилади ва у нимага тенг?

20. Қандай майдонга потенциал майдон дейилади?

21. Гравитацион майдон кучланганлиги ва потенциали ўзаро қандай боғланишга эга?

22. Биринчи, иккинчи, учинчи ва тўртинчи космик тезликлар деб қандай тезликка айтилади?

23. Жисмларнинг эластик ва ноэластик урилишини тушунтиринг.

24. Урилишдаги тезликнинг тикланиш коэффициентининг формуласи қандай ва у нимага ифодалайди?

25. Марказий урилиш деб қандай урилишга айтилади?

26. Жисмларнинг ноэластик ва эластик урилишдан кейинги тезликларини ҳисоблаш формулаларини келтириб чиқаринг.

4 - БОБ

ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ МЕХАНИКАСИ

Абсолют қаттиқ жисм деб куч таъсирида деформацияланмайдиган ёки заррачаларининг жойлашиши ўзгармай қоладиган жисмга айтилади. Бундан кейинги матнларда соддалик учун абсолют қаттиқ жисмни қисқача *қаттиқ жисм* деб юритамиз.

Қаттиқ жисмнинг ҳар қандай мураккаб ҳаракатини оддий: илгарилама ва айланма ҳаракатларга ажратиб текшириш мумкин. Мазкур бобда жисмнинг айланма ҳаракатини қараб чиқамиз.

4.1. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИ КИНЕМАТИКАСИ

Қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракати деб, барча нукталарининг траекториялари, маркази айланиш ўқида ётган концентрик айланалардан иборат бўлган ҳаракатга айтилади.

Фараз қилайлик, қаттиқ жисм бирор O ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган бўлсин (4.1-расм). Қаттиқ жисмнинг ҳар бир нуқтасининг радиус-вектори \vec{r} айланиш ўқидан берилган нуқтага ўтказилган вектор Δl вақт ичида бирдан-бир бурилиш бурчагига—қаттиқ жисмнинг бурилиш бурчаги $\Delta\phi$ га бурилади.

Қаттиқ жисмнинг бурчак масофаси скаляр катталиқ бўлиб, бурчакнинг кўчини эса ўқ бўйлаб йўналган $\Delta\vec{\phi}$ вектордан иборат деб қараш мумкин.

Бурчак кўчиш вектори ҳақиқий вектор бўлмаганлиги учун, уни псевдовектор (сохта—вектор) деб атаймиз. Бу векторнинг йўналиши парма қондаси асосида аниқланади: *парма дастасининг айланма ҳаракатининг йўналиши қаттиқ жисмнинг айланиш йўналиши билан мос тушса, парманинг илгарилема ҳаракат йўналиши бурчак кўчиш вектори $\Delta\vec{\phi}$ нинг йўналишини кўрсатади.* Бундай вектор жисмнинг айланиш ўқи бўйлаб йўналгани учун уни баъзан аксиал вектор (ўқ вектори) деб ҳам аталади.

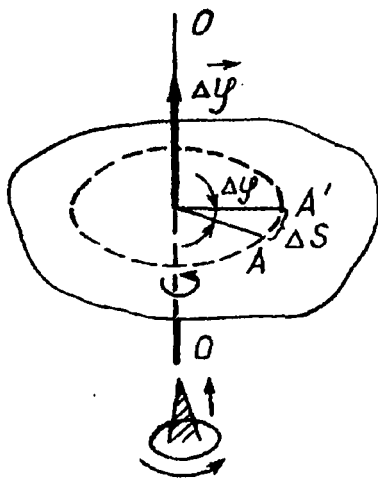
Агар Δl вақт оралиғида қаттиқ жисмнинг бурчак кўчиш бурчаги $\Delta\phi$ га тенг бўлса (4.1-расм), у вақтда Δl нолга нигилгандаги $\Delta\phi$ дан олинган лимит катталikka $\vec{\omega}$ оний бурчакли тезлик вектор ёки соддагина қилиб бурчак тезлик вектори деб аталади, яъни:

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\phi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\phi}}{dt}, \quad (4.1)$$

бунда $\vec{\omega}$ вектор ҳам $\Delta\vec{\phi}$ каби аксиал вектордир.

Агар бурчакли тезлик векторининг модули $\omega = \left| \frac{d\phi}{dt} \right|$ ўзгармас ($\dot{\omega} = \text{const}$) бўлса, жисмнинг ҳаракатига текис айланма ҳаракат дейилади. Бу ҳолда бурчакли тезлик қуйидагига тенг бўлади:

$$\omega = \frac{\phi}{t}. \quad (4.2)$$



4.1-расм

Шундай қилиб, (4.1)га асосан бурчак тезликни қуйидагича таърифлаш мумкин. *Текис айланма ҳаракатнинг бурчак тезлиги деб, вақт бирлиги ичидаги буралиш бурчагига муқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиikka айтилади.*

Текис айланма ҳаракат айланиш даври T ва айланиш частотаси ν билан ҳам тавсифланади. Айланиш даври T деб, жисмнинг бир марта тўлиқ айланиши учун кетган вақтга айтилади, яъни $T = \frac{t}{N}$, бунда t —жисмнинг N марта тўла айланиши учун кетган вақт. *Айланиш частотаси ν деб, вақт бирлиги ичидаги тўла айланишлар сонига айтилади, яъни:* $\nu = \frac{N}{t} = \frac{1}{T}$. У вақтда (4.2) да $t=T$ бўлганда $\phi = 2\pi$ бўлгани учун бурчак тезлик:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \quad (4.3)$$

Агар қаттиқ жисм ўзгарувчан айланма ҳаракат қилаётган ($\dot{\omega} \neq \text{const}$) бўлса, ҳаракат бурчак тезлик векторининг вақт бўйича ўзгариши оний бурчак тезланиш вектори деб аталувчи қуйидаги $\vec{\beta}$ катталиик билан тавсифланади:

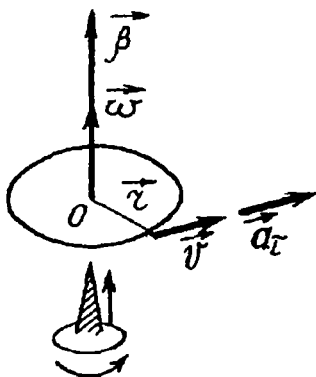
$$\vec{\beta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (4.4)$$

Бунда $\vec{\beta}$ —бурчак тезланиш вектори бурчак тезлик вектори $\vec{\omega}$ нинг йўналиши билан мос тушади, яъни $\vec{\beta}$ ҳам аксиал вектордир.

Шуни айтиш керакки, бурчак тезлик ва бурчак тезланиш вектори ўқ бўйлаб йўналган бўлиб, уларнинг йўналиши ҳам парма қоидаси асосида аниқланади (4.2-расм). (4.4) ифодани (4.1) га асосан қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\vec{\beta} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\vec{\phi}}{dt} \right) = \frac{d^2\vec{\phi}}{dt^2}. \quad (4.5)$$

Шундай қилиб, қаттиқ жисм айланма ҳаракатланса, оний бурчак тезланиши бурчак тезлик $\vec{\omega}$ дан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиллага



4.2-расм

ёки бурилиш бурчаги $\dot{\varphi}$ дан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенг.

СИ ўлчов бирликлар системасида φ бурчак радианда ўлчангани учун, ω бурчак тезлик рад/с да, β бурчак тезланиш эса рад/с² ларда ўлчанади.

Айланма ҳаракат қилаётган қаттиқ жисмнинг бурчак характеристикалари: бурчак, бурчак тезлик ва бурчак тезланиши мазкур жисм айрим нуқталарининг чизиқли характеристикалари: ёй узунлиги, чизиқли тезлик, нормал ва тангенциал (уринма) тезланишлар орасида боғланишлар мавжуддир. Бу боғланишларни аниқлаш учун, фараз қилайлик, қаттиқ жисмнинг мазкур нуқтаси Δt вақт ичида Δs узунликка тенг ёйни ўтсин (4.1-расм). Шу вақт ичида нуқта радиус вектори \vec{r} нинг бурчалиш бурчаги $\Delta\varphi$ бўлсин. У вақтда $\Delta\varphi$ радианда ифодаланса, ёйнинг узунлиги Δs

$$\Delta s = r\Delta\varphi \quad (4.6)$$

муносабатдан аниқланади. Бу ифоданинг иккала томонини Δt га бўлиб, ҳосил бўлган нисбатларнинг Δt нолга интилганидан лимит оламыз:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = r \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}.$$

Бу тенгламада $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = v$ ва $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega$ бўлгани учун уни қуйидагича ёзамиз:

$$v = r\omega. \quad (4.7)$$

Шундай қилиб, қўзғалмас ўқ атрофида қаттиқ жисм нуқталарининг чизиқли тезликлари бурчак тезликнинг шу нуқталар радиус-векторларининг модули кўпайтмасига тенгдир.

(4.7) дан фойдаланиб, (4.4) ва (4.7) формулалар асосида a_n нормал ва a_τ тангенциал тезланиш учун қуйидаги ифодаларни ҳосил қиламыз:

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \frac{(\omega r)^2}{r} = \omega^2 r = \omega v. \quad (4.8)$$

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega r)}{dt} = r \frac{d\omega}{dt} = r\beta. \quad (4.9)$$

Кўзғалмас ўқ атрофида айланаётган қаттиқ жисм ихтиёрий нуқтасининг ҳаракат ҳолати \vec{r} радиус-вектори, $\vec{\omega}$ бурчак тезлик вектори, \vec{a}_n — нормал ва \vec{a}_τ — тангенциал тезланиш векторлари билан тавсифлангани учун юқорида келтирилган скаляр кўринишдаги (4.7), (4.8) ва (4.9) тенгламаларнинг куйидаги вектор кўринишдаги ифодаларини келтирамиз (4.2-расм):

$$\vec{v} = [\vec{\omega}, \vec{r}], \quad (4.7a)$$

$$\vec{a}_n = [\vec{\omega}, \vec{v}] = [\vec{\omega}, [\vec{\omega}, \vec{r}]], \quad (4.8a)$$

$$\vec{a}_\tau = [\vec{\beta}, \vec{r}]. \quad (4.9a)$$

Ва ниҳоят, қаттиқ жисмнинг кўзғалмас ўқ атрофидаги ҳаракатига тегишли содда-хусусий ҳолларни қараб чиқамиз:

а) ҳаракат текис айланма ($\vec{\beta} = 0$, $\vec{\omega} = \text{const}$) бўлса, унинг ҳаракат тенгламалари $\omega = \frac{\varphi}{t}$, $\varphi = \omega t$ кўринишда бўлади;

б) ҳаракат текис ўзгарувчан айланма ($\vec{\beta} = \text{const}$) бўлса, куйидаги тенгламалар билан тавсифланади:

$$\text{ҳаракатнинг бурчак тезланиши: } \beta = \frac{\omega_t - \omega_0}{t};$$

$$\text{ҳаракатнинг оний бурчакли тезлиги: } \omega_t = \omega_0 + \beta t;$$

$$\text{ҳаракатнинг ўртача бурчак тезлиги: } \langle \omega \rangle = \frac{\omega_0 + \omega_t}{2};$$

$$\text{ҳаракатнинг бурчакли масофаси: } \varphi = \omega_0 t + \frac{\beta t^2}{2};$$

$$\varphi = \langle \omega \rangle t = \frac{\omega_0 + \omega_t}{2} t; \quad \varphi = \frac{\omega_t^2 - \omega_0^2}{2\beta}.$$

Бу ерда, ω_0, ω_t — бошланғич ва охириги бурчак тезлиги, β — бурчак тезланиш, φ — бурчак масофа.

Юқорида баён қилинган қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракат тенгламалари математик нуқтаи назардан илгариланма ҳаракат тенгламалари билан бир хил кўринишга эга бўлгани учун, уларнинг ўзаро таққосланиш натижаларини куйидаги 4.1-жадвалда келтирамиз:

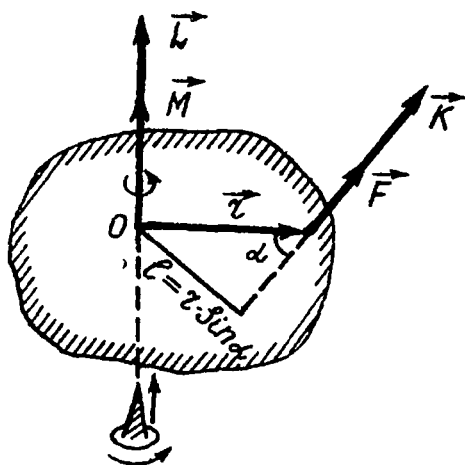
Илгариланма ҳаракат	Айланма ҳаракат
s — чизиқли масофа	φ — бурчакли масофа
v — чизиқли тезлик	ω — бурчак тезлик
a — чизиқли тезланиш	β — бурчак тезланиш
$\langle v \rangle$ — ўртача чизиқли тезлик	$\langle \omega \rangle$ — ўртача бурчак тезлик
Текис ҳаракат	
$v = \frac{s}{t};$	$\omega = \frac{\varphi}{t};$
$s = vt.$	$\varphi = \omega t$
Текис ўзгарувчан ҳаракат	
$a = \frac{v_t - v_0}{t};$	$\beta = \frac{\omega_t - \omega_0}{t};$
$v_t = v_0 + at;$	$\omega_t = \omega_0 + \beta t;$
$\langle v \rangle = \frac{v_0 + v_t}{2};$	$\langle \omega \rangle = \frac{\omega_0 + \omega_t}{2};$
$s = v_0 t + \frac{at^2}{2};$	$\varphi = \omega_0 t + \frac{\beta t^2}{2};$
$s = \langle v \rangle t = \frac{v_0 + v_t}{2} t$	$\varphi = \langle \omega \rangle t = \frac{\omega_0 + \omega_t}{2} t;$
$s = \frac{v_t^2 - v_0^2}{2\beta};$	$\varphi = \frac{\omega_t^2 - \omega_0^2}{2\beta};$

4.2. ҚЎЗГАЛМАС БОШ НУҚТАГА НИСБАТАН КУЧ МОМЕНТИ

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий қонунилари импульс моменти ва куч моменти тушунчалари билан ҳамбарчас боғлиқдир. Импульс ва куч векторларининг нуқтага ва ўққа нисбатан моментларини фарқлаш зарур. Уларни бир-бири билан алмаштирмаслик керак. Ҳар қандай векторнинг бирор нуқтага нисбатан моменти ҳам вектор катталиқдир.

Айни шу векторнинг ўққа нисбатан моменти униш шу ўқда ётувчи нуқтага нисбатан моментининг ўққа нисбатан проекциясидан иборат бўлгани учун ўққа нисбатан вектор моменти вектор катталиқ эмасдир.

Энди қаттиқ жисм бирор o нуқтасига нисбатан куч вектори \vec{F} нинг ёки импульс вектори \vec{P} нинг моментини қараб чиқайлик (4.3-расм). Бу нуқта бош нуқта ёки қутб



4.3-расм

деб аталади. Куч вектори билан устма-уст тушган чизиққа кучнинг таъсир чизиғи дейилади. 4.3-расмда кучнинг таъсир чизиғи пунктир чизиқ билан тасвирланган. Бу O нуқтадан \vec{F} кучнинг қўйилиш нуқтасига йўналган \vec{r} га радиус-вектор дейилади. Радиус-вектор \vec{r} нинг \vec{F} кучга вектор қўпайтмасига куч \vec{F} нинг ихтиёрий қўзғалмас O нуқтага нисбатан моменти \vec{M} деб айтилади

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (4.10)$$

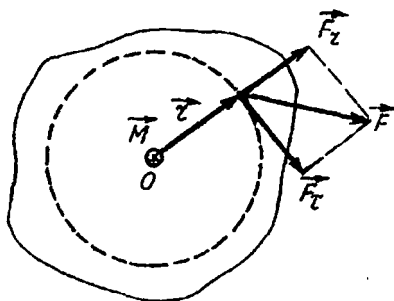
Агар \vec{F} кучнинг қўйилиш нуқтаси кучнинг таъсир чизиғи бўйича кўчирилса, \vec{M} момент ўзгармас қолади. \vec{M} моментнинг ўзгармаслиги унинг модулидан бевосита келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, (4.10) дан \vec{M} нинг модули:

$$M = |[\vec{r}, \vec{F}]| = Fr \sin \alpha = Fl = \text{const}. \quad (4.11)$$

Бунда α катталиқ \vec{r} ва \vec{F} векторлар орасидаги бурчак. У вақтда куч таъсир чизиғида O нуқтагача бўлган $l = r \sin \alpha$ масофага \vec{F} кучнинг O нуқтага нисбатан елкаси деб аталади.

Ҳақиқатан ҳам, (4.11) ифода куч таъсир чизгида ётган \vec{F} кучнинг O нуқтага нисбатан моменти ўзгармас қолади.

Куч моменти билан унинг модулини ифодаловчи (4.10) ва (4.11) формулаларга бошқача кўриниш бериш мумкин. Бунинг



4.4-расм

учун \vec{F} куч векторини иккита \vec{r} радиус-вектор билан коллинеар \vec{F}_r ва \vec{r} га перпендикуляр йўналган \vec{F}_t таъкил этувчиларга ажратамиз. 4.4-расмдаги чизмадан кўринадик, \vec{F} кучнинг \vec{F}_r таъкил этувчиси \vec{r} радиус-вектор бўйлаб, \vec{F}_t таъкил этувчиси эса ҳаракат траекториясига ўтказилган уринма бўйлаб йўналган. Шундай қилиб, $\vec{F} = \vec{F}_r + \vec{F}_t$ бўлгани учун (4.10)ни бундай кўринишда ёзамиз:

$$M[\vec{r}, \vec{F}] = [\vec{r}[\vec{F}_r + \vec{F}_t]] = [\vec{r}, \vec{F}_r] + [\vec{r}, \vec{F}_t]$$

Бунда биринчи қўшилувчи $[\vec{r}, \vec{F}_r] = 0$ бўлади, чунки \vec{r} ва \vec{F}_r векторлари ўзаро параллел векторлардир. Демак, O нуқтага нисбатан куч моменти \vec{M} ни

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}_t] \quad (4.12)$$

кўринишда ёзиш мумкин: Бунда \vec{r} ва \vec{F}_t векторлар ўзаро перпендикуляр ($\alpha = 90^\circ$) бўлгани учун \vec{M} векторнинг модули

$$M = |[\vec{r}, \vec{F}_t]| = Fr \sin \alpha = Fr \quad (4.12a)$$

бўлади. Агар (4.10) да $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$ бўлса, вектор кўпайтманинг хоссасига биноан:

$$\begin{aligned} \vec{M} &= [\vec{r}, \vec{F}] = [\vec{r}(\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n)] = \\ &= [\vec{r}, \vec{F}_1] + [\vec{r}, \vec{F}_2] + \dots + [\vec{r}, \vec{F}_n] \end{aligned} \quad (4.13)$$

ёки

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \dots + \vec{M}_n. \quad (4.13a)$$

Шундай қилиб, бир нечта кучлар тенг таъсир этув-
чисининг қаттиқ жисмнинг бош нуқтасига нисбатан
моменти кучларнинг шу нуқтага нисбатан ҳар бир куч
моментларининг геометрик (вектор) йиғиндисига тенг.

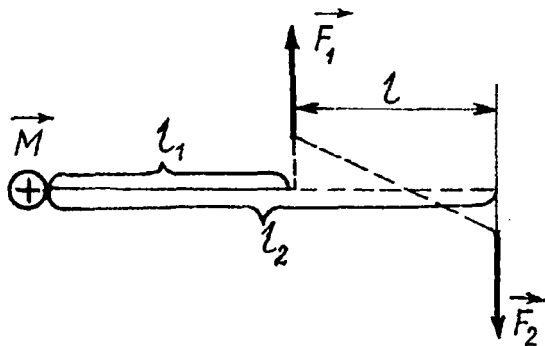
Жуфт куч momenti. *Жуфт куч деб, бир тўғри чизиқда
ётмаган, миқдор жиҳатдан тенг бўлган, қарама-қарши йўнал-
ган икки кучга айтилади.* Энг содда ҳолда O бош нуқта ва
жуфт кучлар бигта текисликда ётган бўлсин (4.5-расм).

\vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучларнинг модули бир хил бўлиб, уни F билан
белгилаймиз, яъни $|\vec{F}_1| = |\vec{F}_2| = F$ бўлади. Жуфт кучнинг
натижавий momenti M ва унинг модули қуйидагига тенг
бўлади:

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 = [\vec{r}_1, \vec{F}_1] + [\vec{r}_2, \vec{F}_2] \quad |\vec{r}_1| = l_1, |\vec{r}_2| = l_2, \quad (4.14)$$

ёки

$$M = M_2 - M_1 = |\vec{F}_2|l_2 - |\vec{F}_1|l_1 = Fl_2 - Fl_1 = F(l_2 - l_1) = Fl. \quad (4.14a)$$



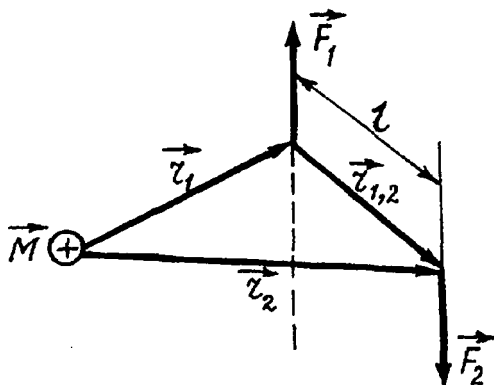
4.5-расм

Бу ерда l —кучлар таъсир чизиқлари орасидаги масофа
бўлиб, у жуфт кучнинг елкаси дейилади.

Шундай қилиб, жуфт кучнинг исталган нуқтага нисбатан моменти $M = F \cdot l$ бўлиб, ўзгармасдир. Бу куч моменти 4.5-расмнинг орқа томонига қараб йўналган.

Энди O нуқта, \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 жуфт кучларнинг қўйилиш нуқталари ихтиёрий равишда жойлашган бўлсин. Бу нуқтадан \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучлар қўйилиш нуқталарининг радиус-векторлари \vec{r}_1 ва \vec{r}_2 бўлсин (4.6-расм). Жуфт куч \vec{F}_1 нинг йўналиш нуқтасидан \vec{F}_2 га \vec{r}_{12} вектор ўтказамиз. Чизмадан кўринадики:

$$\vec{r}_2 = \vec{r}_1 + \vec{r}_{12}. \quad (4.15)$$



4.6-расм

Жуфт кучнинг моменти:

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 = [\vec{r}_1, \vec{F}_1] + [\vec{r}_2, \vec{F}_2].$$

Бундаги \vec{r}_2 нинг ифодасини (4.15)га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\vec{M} = [\vec{r}_1, \vec{F}_1] + [(\vec{r}_1 + \vec{r}_{12}), \vec{F}_2] = [\vec{r}_1, \vec{F}_1] + [\vec{r}_1, \vec{F}_2] + [\vec{r}_{12}, \vec{F}_2].$$

$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$ бўлгани ва биринчи иккита қуйилувчи

$$[\vec{r}_1, \vec{F}_1] + [\vec{r}_1, \vec{F}_2] = [\vec{r}_1, \vec{F}_1] - [\vec{r}_1, \vec{F}_1] = 0 \text{ бўлгани учун}$$

$$\vec{M} = [\vec{r}_{12}, \vec{F}_2]. \quad (4.16)$$

ифода келиб чиқади. Шундай қилиб, жуфт кучлар моменти кучлар ётган текисликка перпендикуляр йўналган бўлиб, унинг сон қиймати кучлардан исталган биттаси модулининг елкасига кўпайтмасига тенг.

4.3. ҚЎЗГАЛМАС ЎҚҚА НИСБАТАН КУЧ МОМЕНТИ

Агар жисм бирор бош O нуқтага нисбатан айланма ҳаракат қилаётган бўлса, жисм \vec{F} куч ва O нуқта ётган текисликка перпендикуляр йўналган z ўқ атрофида, яъни берилган нуқтага нисбатан куч моментининг йўналиши билан устма-уст тушувчи ўқ атрофида айланма ҳаракат қилади. Куч моментининг катталиги кучнинг жисми шу ўқ атрофида айлантириш қобилиятини тавсифлайди. Шундай қилиб, кучнинг ўқ атрофида айлантира олиш қобилияти кучнинг ўққа нисбатан моменти деб аталувчи физик катталик билан ифодаланadi.

\vec{F} кучнинг z ўққа нисбатан моменти \vec{M}_z ни аниқлаш учун O нуқтага нисбатан куч моменти \vec{M} вектори O нуқтага қўйилган бўлсин (4.7-расм). Расмдаги чизмала \vec{F}, \vec{r} ва \vec{M} векторлар битта текисликда ётмайди, деб фараз қилайлик. O нуқта орқали ўтган z ўққа нисбатан \vec{M} векторни иккита: \vec{M}_z —ўққа параллел ва \vec{M}_\perp — ўққа перпендикуляр ташкил этувчиларга ажратамиз:

\vec{M}_z моментнинг геометрик маъносини аниқлаш учун \vec{r} ва \vec{F} векторларни z ўққа перпендикуляр ва параллел ташкил этувчиларга ажратамиз: $\vec{r} = \vec{r}_\perp + \vec{r}_\parallel$; $\vec{F} = \vec{F}_\perp + \vec{F}_\parallel$. У вақтда \vec{M} векторни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}] = [(\vec{r}_\perp + \vec{r}_\parallel)(\vec{F}_\perp + \vec{F}_\parallel)] = [\vec{r}_\perp, \vec{F}_\perp] + [\vec{r}_\perp, \vec{F}_\parallel] + [\vec{r}_\parallel, \vec{F}_\perp] + [\vec{r}_\parallel, \vec{F}_\parallel]$$

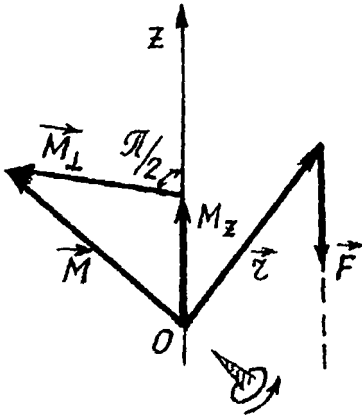
Бу ифода охирги ҳал $[\vec{r}_\perp, \vec{F}_\perp]$ —ўзаро параллел векторларнинг вектор қўпайтмасидан иборат бўлгани учун нолга тенг. Катта қавс ичидаги куч моментлар z ўққа тик бўлиб, унинг ўққа проекцияси ҳам нолга тенг. Бинобарин, \vec{M} векторнинг z ўқига параллел бўлган ташкил этувчиси

$$M_z = [\vec{r}_1, \vec{F}_1]. \quad (4.17)$$

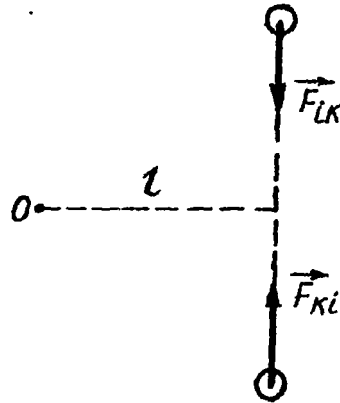
бўлади. (4.17) ифодадаги M_z куч momenti \vec{F} кучнинг қаттиқ жисмнинг ўқи атрофида буралиш қобилиятини тавсифлайди.

Ўққа нисбатан куч momenti учун ҳам (4.13а) муносабат ўринли, яъни тенг тасир этувчи кучнинг момент \vec{M}_z қўшилувчи кучларнинг ўша ўққа нисбатан моментлари $\vec{M}_{1z}, \vec{M}_{2z}, \dots, \vec{M}_{nz}$ нинг геометрик (вектор) йиғиндисига тенг:

$$\vec{M}_z = \vec{M}_{1z} + M_{2z} + \dots + \vec{M}_{nz} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_{iz}. \quad (4.18)$$



4.7-расм



4.8-расм

Ички кучлар моментининг йиғиндиси. Соддалик учун массалари Δm_i ва Δm_k бўлган икки элементар жисмнинг ўзаро таъсир кучлари \vec{F}_{ik} ва \vec{F}_{ki} бўлсин (4.8-расм). Бу кучлар Ньютоннинг III қонунига биноан миқдор жиҳатдан тенг ва қарама-қарши йўналган. Уларнинг исталган O нуқтага нисбатан моментлари: \vec{M}_{ik} ва \vec{M}_{ki} миқдор жиҳатдан ўзаро тенг ва қарама-қарши йўналган. Шунинг учун ҳам ички кучларнинг моментлари жуфт-жуфт бўлиб, бир-бирини мувозанатлайди, яъни:

$$\vec{M} = \vec{M}_{ik} + \vec{M}_{ki} = 0. \quad (4.19)$$

Шундай қилиб, қаттиқ жисмларнинг исталган системаси учун барча ички кучлар моментларининг йиғиндиси доим нолга тенг бўлади, яъни:

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{M}_{ik} = 0 \quad (4.19a)$$

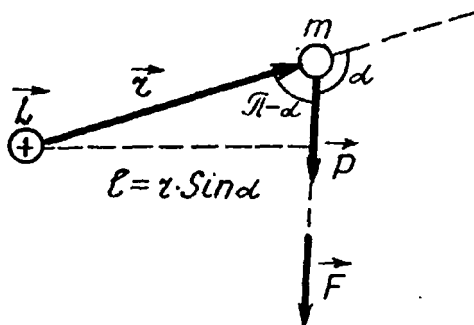
Бу ифода барча ички кучларнинг исталган нуқтага ва ўққа нисбатан моментларининг йиғиндиси учун ўринлидир. Куч momenti M нинг ўлчов бирлиги ва ўлчовлиги (\dim) куйидагига тенгдир.

$$|M| = |F \cdot l| = \text{Н} \cdot \text{м};$$

$$\dim M = \dim |F \cdot l| = MLT^{-2} \cdot L = L^2 M \cdot T^{-2}.$$

4.4. МОДДИЙ НУҚТАНИНГ ИМПУЛЬС МОМЕНТИ ВА УНИНГ ЎЗГАРИШ ҚОНУНИ. ИМПУЛЬС МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Массаси m га тенг бўлган моддий нуқта \vec{r} тезлик билан ҳаракатланаётганда \vec{P} импульсга эга бўлади. *Мазкур моддий нуқта импульси \vec{P} нинг ихтиёрий қўзғалмас O нуқтага нисбатан импульс momenti деб, \vec{r} радиус \vec{P} импульс векторларининг кўпайтмасига тенг бўлган физик катталиқки айтилади (4.9-расм), яъни:*



4.9-расм

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{P}] = [\vec{r}, (m\vec{v})] = m[\vec{r}, \vec{v}]. \quad (4.20)$$

Импульс momenti вектори \vec{L} нинг йўналиши парма қондаси асосида аниқланади: \vec{r} радиус \vec{P} импульс векторлари ётган текисликка перпендикуляр равишда O нуқтага жойлаштирилган парма дастасининг айланма йўналиши импульс \vec{P} нинг йўналиши билан мос тушганда унинг изгариланма ҳаракат йўналиши импульс momenti \vec{L} нинг йўналишини кўрсатади (4.9-расм).

(4.20) дан импульс momenti \vec{L} нинг модули кўйидагига тенг бўлади:

$$|\vec{L}| = |[\vec{r}, \vec{P}]| = rP \sin \alpha = lP = lmv. \quad (4.21)$$

Импульс momenti \vec{L} нинг ўлчов бирлиги ва ўлчамлиги кўйидагига тенг:

$$|L| = |lmv| = m \cdot \text{кг} \cdot \text{м}^2 / \text{с} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 / \text{с};$$

$$\dim L = \dim |lmv| = LMLT^{-1} = L^2MT^{-1};$$

Энди моддий нуқта импульс momentининг ўзгариш қонунининг математик ифодасини топиш учун (4.20) ифодадан вақт бўйича ҳосила олайлик:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r}, \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{P} \right] + \left[\vec{r}, \frac{d\vec{P}}{dt} \right]; \quad (4.22)$$

Буида $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ ва $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}$ бўлгани учун (4.22)ни бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v}, \vec{P}] + [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (4.23)$$

Бу ифоданинг ўнг томонидаги биринчи ҳад $[\vec{v}, \vec{P}]$ параллел векторларнинг вектор кўпайтмаси сифатида нолга тенгдир. Шунинг учун (4.23 а) ифода

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r}, \vec{F}] = \vec{M} \quad (4.24)$$

кўринишга келади. Бундан

$$d\vec{L} = \vec{M}dt. \quad (4.24a)$$

Бу ифода моддий нуқта импульс моментининг ўзгариш қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади: *моддий нуқта импульсининг бирор нуқтага нисбатан моментининг ўзгариши шу моддий нуқтага таъсир қилувчи кучнинг о нуқтага нисбатан моментининг импульсига тенг.*

Агар (4.24a) да $\vec{M} = 0$ бўлса, импульс моменти сақланиш қонунининг математик ифодаси келиб чиқади:

$$d\vec{L} = 0; \vec{L} = [\vec{r}, \vec{P}] = [\vec{r}, m\vec{v}] = \text{const}. \quad (4.25)$$

Бу қонунни қуйидагича таърифлаш мумкин: *ихтиёрий нуқта атрофида айланма ҳаракат қилаётган моддий нуқтага ташқи куч моменти таъсир этмаса, у ўзининг импульс моментини миқдор ва йўналиш жиҳатдан ўзгармас сақлайди.*

4.5. МОДДИЙ НУҚТАЛАР СИСТЕМАСИНING ИМПУЛЬС МОМЕНТИ ВА УНИING САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Фараз қилайлик, n та моддий нуқтадан ташкил топган система o нуқта атрофида айланма ҳаракат қилаётган бўлсин. 2.7-темада қараб чиқилганидек, нуқталарга таъсир этувчи кучларни ички ва ташқи кучларга ажратамиз. У вақтда i —моддий нуқтага таъсир этувчи ташқи ва ички кучнинг моментларини мос равишда \vec{M}_1 ва $\vec{M}_i^{\text{ички}}$ билан ифодалаймиз. У вақтда (4.21) тенгламани, ички кучларни назарга олган ҳолда

$$\frac{d\vec{L}_i}{dt} = \vec{M}_1 + \vec{M}_i^{\text{ички}}, \quad (i = 1, 2, 3, \dots, n).$$

кўринишда ёзиш мумкин: Бу ифода бир-биридан i индекс билан фарқ қилувчи n та тенглама тўпламидан иборат бўлиб, улар бир-бирига кўшилса,

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n \vec{L}_i = \sum_{i=1}^n \vec{M}_1 + \sum_{i=1}^n \vec{M}_i^{\text{ички}}. \quad (4.26)$$

бўлади. Бу тенгламанинг чап томонидаги йиғинди ифода:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, (m_i \vec{v}_i)]. \quad (4.27)$$

моддий нуқталар системасининг бирор o нуқтага нисбатан импульс моментидир.

(4.26) формуланинг ўнг томонидаги иккинчи йиғинди нчки (қарама-қарши) кучлар моментларининг йиғиндисидан иборат бўлгани учун нолга тенг:

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i^{\text{нчки}} = 0.$$

У ҳолда, тенгламани

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \vec{M}. \quad (4.28)$$

кўринишда ёзиш мумкин: Агар моддий нуқталар система-сига ташқи куч моменти таъсир этмаса, яъни $\vec{M} = 0$ бўлса, ундай системага изоляцияланган ёки ёпиқ система дейилади. Шундай қилиб, ёпиқ система учун (4.25) тенглама куйидаги кўринишга келади:

$$d\vec{L} = 0 \text{ ёки } \vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, (m_i \vec{v}_i)] = \text{const} \quad (4.29)$$

Бу формула моддий нуқталар системаси учун импульс моменти сақланиш қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади: *ёпиқ системадаги моддий нуқталар импульс моментлари геометрик (вектор) йиғиндиси ҳар доим ўзгармас қолади.*

Энди жисмнинг ўққа нисбатан импульс моментини қараб чиқамиз.

Импульс \vec{P} нинг z ўққа нисбатан моменти деб, O нуқтага нисбатан \vec{L} импульс моментининг шу ўқдаги ташкил этувчиси \vec{L}_z га айтилади (4.9-расм):

$$\vec{L}_z = [\vec{r}_1, \vec{P}]_z. \quad (4.30)$$

Куч \vec{F} нинг z ўққа нисбатан моментини ифодаловчи (4.17) формулани чиқаришдаги мулоҳазаларни такрорлаб куйидагига эга бўламиз:

$$\vec{L}_z = [\vec{r}_1, \vec{P}] = [\vec{r}_1, (m\vec{v}_z)] = m[\vec{r}_1, \vec{v}_z]. \quad (4.31)$$

Бунда \vec{r}_1 — радиус-вектор \vec{r} нинг z ўққа перпендикуляр ташкил этувчиси, \vec{P}_1 эса \vec{P} векторнинг z ўқ ва m моддий

нуқта орқали ўтувчи текисликка перпендикуляр ташкил этувчиси, \vec{v}_r — моддий нуқтанинг чизикли ҳаракат тезлиги.

Кўзгалмас z ўққа нисбатан импульс моменти \vec{L}_z нинг вақтга қараб ўзгаришини аниқлаш учун (4.30) ифодани вақт бўйича дифференциаллаб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r}_1 \vec{p}]_z = \left[\frac{d\vec{r}_1}{dt}, \vec{p}_z \right] + \left[\vec{r}_1, \frac{d\vec{p}}{dt} \right] = [\vec{v}_1, \vec{p}_z] + [\vec{r}_1 \vec{F}_z]_z.$$

Бу ифодада биринчи қўшилувчиси $[\vec{v}_1, \vec{p}_z] = 0$, чунки у бир хил йўналган икки векторнинг вектор кўпайтмасидан иборат, $\frac{d\vec{p}}{dt}$ катталиқ Ньютоннинг иккинчи қонунига биноан $\frac{d\vec{p}}{dt}$ жисмга таъсир этувчи \vec{F} кучга тенг бўлиб, $[\vec{r}_1 \vec{F}]_z$ эса куч моменти \vec{M} га тенг. Шундай қилиб, юқоридаги ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = [\vec{r}_1, \vec{F}_1]_z = \vec{M} \quad (4.32)$$

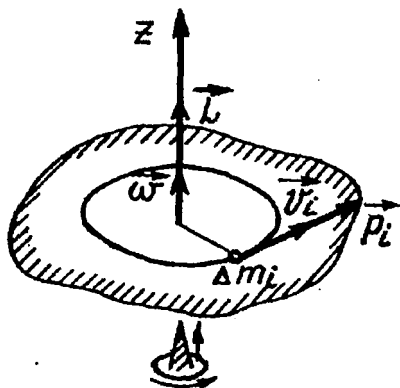
Энди n та моддий нуқталардан ташкил топган система берилган бўлсин, у вақтда бундай система учун ёзилган момент тенгламаси (4.28) нинг чап ва ўнг томонларидаги векторларнинг z ўқи бўйича ташкил этувчиларини олиб, қуйидаги муносабатни ёзамиз:

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_{zi} = \vec{M}_z. \quad (4.33)$$

Шуни қайд этиш керакки, моддий нуқталарга таъсир қилувчи ташқи кучларнинг o бош нуқтага нисбатан натижавий моменти нолдан фарқли ($\vec{M} \neq 0$) бўлиб, унинг бирор z ўқдаги ташкил этувчиси \vec{M}_z нолга тенг бўлиб қолиши мумкин. У вақтда (4.33) ифодага биноан, импульс моментининг z ўқи бўйича йўналган ташкил этувчиси \vec{L}_z ўзгармас ($\vec{L}_z = \text{const}$) қолади.

4.6. ҚАТТИҚ ЖИСМ АЙЛАҢМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИНING АСОСИЙ ТЕНГЛАМАСИ

Ўққа нисбатан моментлар тенгламалари (4.30) ва (4.32) ни айланма ҳаракатга қўлаймиз. Фараз қилайлик, қаттиқ жисм z айланма ўқ атрофида ω бурчакли тезлик билан айланма ҳаракат қилаётган бўлсин (4.10-рasm). Шу қаттиқ жисмнинг айланма ҳаракатини фикран n та элементар бўлақлардан иборат моддий нуқталарга ажратиб қараб чиқамиз (4.10-рasm). Қаттиқ жисмнинг Δm_i массали элементар бўлақчаси z айланиш ўқидан r_i масофада бўлсин. ω бурчакли тезлик билан айланаётган қаттиқ жисмнинг Δm_i массали бўлақчасининг \vec{v}_i чизиқли тезлиги ва \vec{p}_i импульсини



4.9-рasm

$$v_i = \omega r_i \text{ ва } P_i = \Delta m_i v_i = \Delta m_i r_i \omega.$$

кўринишда ёзамиз. У вақтда жисмнинг i -элементар бўлақчаси P_i импульсининг ўққа нисбатан импульс momenti:

$$L_{z_i} = P_i r_i = \Delta m_i r_i \omega \cdot r_i = \Delta m_i r_i^2 \omega. \quad (4.34)$$

Бу ифодани барча элементар бўлақчалар бўйича қўшиб, ω умумий кўпайтувчини йиғинди остидан чиқариб юборилса, қаттиқ жисмнинг z ўққа нисбатан импульс momenti ҳосил бўлади:

$$L_z = \Delta m_1 r_1^2 \omega + \Delta m_2 r_2^2 \omega + \dots + \Delta m_n r_n^2 \omega = \omega \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2. \quad (4.35)$$

Бу ерда йиғинди қаттиқ жисмнинг барча элементар бўлақчалар бўйича олинган бурчакли тезлик ω қаттиқ жисмнинг барча бўлақчалари учун бир хил бўлгани учун

Йиғинди ишорасидан ташқарига чиқарилган. Бу йиғинди остидаги $\Delta m_i r_i^2$ ифода мазкур Δm_i элементар бўлакча учун ўзгармас катталиқ бўлиб, унга элементар бўлакчанинг z айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти дейилиб, I_{zi} ҳарфи билан белгиланади:

$$I_{zi} = \Delta m_i r_i^2. \quad (4.36)$$

Шундай қилиб, элементар бўлакчанинг z айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти I_{zi} деб, унинг массаси Δm_i нинг айланиш радиуси r_i квадрати кўпайтмасига тенг бўлган физик катталиққа айтилади.

Қаттиқ жисмнинг z ўққа нисбатан инерция моменти I_z эса, ундаги барча элементар бўлакчалари инерция моментларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$I_z = \sum_{i=1}^n I_{zi} = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2. \quad (4.37)$$

Қаттиқ жисмнинг z ўққа нисбатан инерция моменти (4.37) ҳисобга олинса, (4.35) кўйидаги кўринишга келади:

$$L_z = I_z \omega \text{ ёки } \vec{L}_z = I_z \vec{\omega}. \quad (4.38)$$

Шундай қилиб, қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқиға нисбатан импульс моменти \vec{L}_z шу ўққа нисбатан инерция моменти I_z нинг бурчак тезлик $\vec{\omega}$ га кўпайтмасига тенгдир.

\vec{L}_z нинг (4.38) ифодаси (4.35) га қўйилса,

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d(I_z \vec{\omega})}{dt} = M_z. \quad (4.39)$$

бўлади. Қаттиқ жисмнинг z ўққа нисбатан инерция моменти I_z ўзгармас катталиқ бўлганидан, уни ҳосила белгисидан ташқарига чиқариш мумкин:

$$I_z \cdot \frac{d\vec{\omega}}{dt} = M_z \quad (4.39a)$$

Шундай қилиб, қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти I_z нинг $\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \vec{\beta}$ бурчак тезланишига

кўпайтмаси ташқи кучнинг шу ўққа нисбатан натижавий куч моменти \vec{M}_z га тенг:

$$I_z \ddot{\beta} = \vec{M}_z \quad (4.40)$$

Бу формула қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси ёки $\vec{M}_z = \vec{F}$ тенгламага ўхшаш бўлганидан, баъзан, қаттиқ жисм айланма ҳаракати учун Ньютон иккинчи қонунининг математик ифодаси ҳам дейилади.

4.7. ИМПУЛЬС МОМЕНТИНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Юқоридаги қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси (4.39)

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d(I_z \dot{\omega})}{dt} = \vec{M}_z.$$

га мурожаат қилайлик. Бунда қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан импульс моменти нинг ўзгариши $d(I_z \dot{\omega})$ куч моменти импульси $\vec{M}_z dt$ га тенг:

$$d\vec{L}_z = d(I_z \dot{\omega}) = \vec{M}_z dt \quad (4.41)$$

Агар айланиш ўқиға эга бўлган жисмга ташқи кучлар бутунлай таъсир қилмаса, ёки уларнинг тенг таъсир этувчисининг айланиш ўқиға нисбатан куч моменти $\vec{M}_z = 0$ бўлса:

$$d\vec{L}_z = d(\vec{L}_z \dot{\omega}) = \vec{M}_z dt = 0.$$

Математикадан маълумки, бирор катталиқнинг ўзгариши $d\vec{L}_z$ нолга тенг бўлса, у катталиқ \vec{L}_z ўзгармас қолади. Шундай қилиб,

$$\vec{L}_z = I_z \omega = \text{const} \quad (4.42)$$

Бу ифода импульс моменти сақланиш қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади: айланиш ўқиға эга бўлган қаттиқ жисмга кучлар таъсир этмаса ёки уларнинг айланиш ўқиға нисбатан куч моментларининг

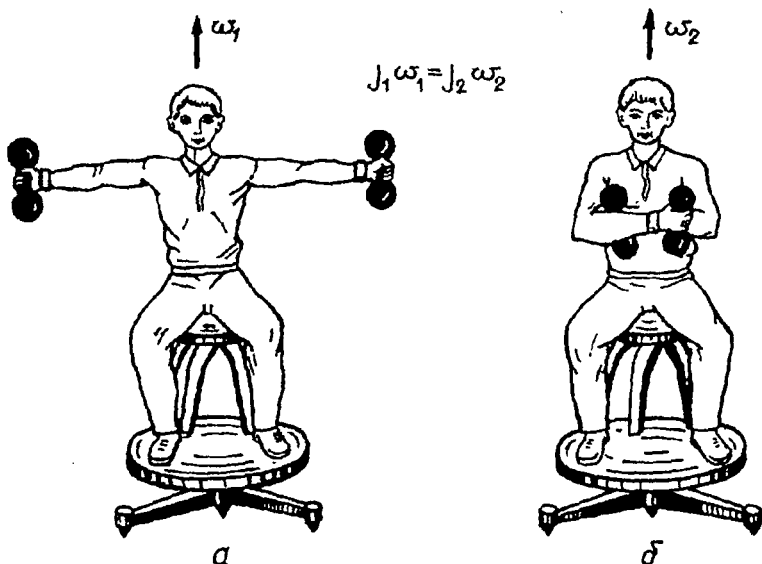
йиғиндисини нолга тенг бўлса, қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиғига нисбатан импульс моменти миқдор ва йўналиши жиҳатдан ўзгармас қолади.

Импульс моментининг сақланиш қонунини ифодаловчи баъзи мисолларни келтираемиз.

Жисмнинг z ўққа нисбатан инерция моменти ўзгармас қолганда, $I_z = \text{const}$, мазкур жисм ўзгармас бурчак тезлик ($\bar{\omega} = \text{const}$) билан ҳаракатланади.

Жисмнинг инерция моменти I_z нинг ўзгариши унинг бурчак тезлиги $\bar{\omega}$ нинг ўзгаришига сабаб бўлади. Хусусан, жисмнинг инерция моменти I_z ортса, бурчак тезлиги $\bar{\omega}$ эса камаяди ва аксинча. Бунга шарикоподшипникда эркин айлана оладиган курси (Жуковский скамьяси)да турган гантель ушлаган одам қўлочини ёзганда секинроқ айлана бошлайди, қўлларини кўкрагига босганда эса тезроқ айлана бошлайди (4.11-расм), чунки одам қўлларини йиғса, унинг инерция моменти камаяди, яъни $I_{z2} < I_{z1}$. Натижада бурчак тезлиги ортади ($\omega_2 > \omega_1$). У вақтда (4.42) га асосан,

$$I_{z1} \bar{\omega}_1 = I_{z2} \bar{\omega}_2 = \text{const}. \quad (4.42 \text{ a})$$



4.11-расм

муносабатни ёзиш мумкин. Яна бир мисол келтирамиз: конькида учувчи ўз танига тезланиш бериш учун бошланғич туртки пайтида қўл ва оёқларини ташқарига узатади, сўнгра тўғриланиб, қўлларини танасига ёпиштириш ва оёқларини бирлаштириш билан вертикал ўққа нисбатан инерция моментини кескин камайтириши натижасида худди «пилдиروق»дек айлана бошлайди.

4.8. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ ИНЕРЦИЯ МОМЕНТЛАРИ. ПОЙГЕНС — ШТЕЙНЕР ТЕОРЕМАСИ

Жисмнинг инерция моментини ҳисоблаш учун уни жуда кичик dm массали чексиз кўп бўлакчаларга ажратиб қараб чиқамиз. У вақтда қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқиға нисбатан инерция моментини ифодаловчи (4.37) формула интеграл кўринишга келади:

$$I_z = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n r_i^2 \Delta m = \int r^2 dm. \quad (4.43)$$

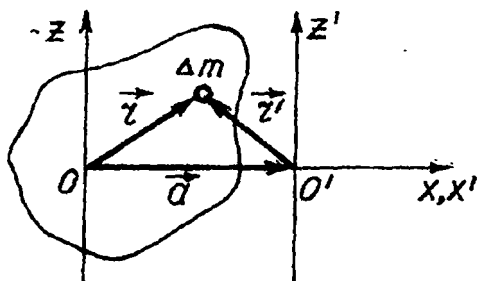
Қаттиқ жисмнинг инерция momenti унинг ҳажми бўйича массанинг тақсимланишиға боғлиқ бўлгани учун, dm массани модданинг оний зичлиги ρ орқали ифодалаймиз: $dm = \rho dv$.

Бу элементар масса dm нинг ифодасини (4.43)ға қўйилса, симметрик геометрик шаклға эға бўлган қаттиқ жисмларнинг марказий айланиш ўқи z ға нисбатан инерция momenti I_0 ни осонгина ҳисоблашға имкон бералиган

$$I_0 = \int \rho r^2 dv \quad (4.44)$$

формула келиб чиқади: бунда r —қаттиқ жисмнинг z марказий айланиш ўқидан элементар масса dm гача бўлган масофаси.

Қаттиқ жисмнинг массалар марказидан ўтмайдиған ўққа нисбатан инерция momenti. Агар (4.44) формула асосида массалар марказидан ўтувчи z ўққа нисбатан инерция momenti I_0 маълум бўлса, у ҳолда унга параллел бўлган исталган z' ўққа нисбатан инерция momenti I ни Гюйгенс — Штейнер теоремаси асосида осонгина аниқлаш мумкин. Бу z ва z' ўқлар o ва o' нуқталардан ўтиб, ўзаро



4.12-расм

параллел бўлсин (4.12-расм). Бу ўқларнинг координат бошларига нисбатан dm элементар массанинг радиус-векторлари мос равишда r ва r' бўлсин. У ҳолда чизмадан $r' = r - a$ бўлади, бу ерда a — вектор OO' радиус-векторни билдиради. У вақтда $(r')^2 = (r - a)^2 = r^2 - 2(r \cdot a) + a^2$ вектор амалини бажариш мумкин: У ҳолда z' ўққа нисбатан қаттиқ жисмнинг инерция моменти

$$I = \int r'^2 dm = \int [r^2 - 2(\vec{a} \cdot \vec{r}) + a^2] dm = \int r^2 dm + a^2 \int dm - 2(\vec{a} \int \vec{r} dm)$$

бўлади. Бу ифоданинг ўнг томонидаги биринчи интеграл қаттиқ жисмнинг массалар маркази O дан z ўққа нисбатан инерция моменти $\int r^2 dm = I_0$ ни беради. Охирги интегрални $\int \vec{r} dm = m\vec{R}_c$ кўринишда ёзиш мумкин. Бунда R_c — жисмлар массалар марказининг радиус-вектори. Шундай қилиб, куйидаги ифода келиб чиқади:

$$I = I_0 + ma^2 - 2m(\vec{a}_1 \cdot \vec{R}_c) \quad (4.45)$$

Қаттиқ жисмнинг массалар маркази O нуқта O' билан устма-уст тушганлиги учун $\vec{R}_c = 0$ бўлади ва (4.43) формула бундай кўринишга келади:

$$I = I_0 + ma^2. \quad (4.46)$$

Бу формула Гюйгенс-Штейнер (1796—1863) теоремасининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади: қаттиқ жисмнинг бирор ўққа нисбатан инерция моменти I унинг массалар марказидан ўтувчи параллел ўққа нисбатан инерция моменти билан ta^2 катталикнинг қўшилишига тенгдир, бунда a —ўқлар орасидаги масофа.

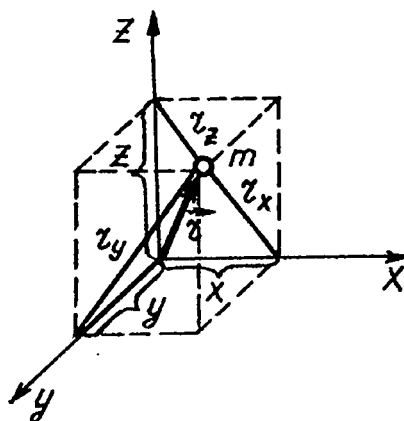
Қаттиқ жисмнинг координат боши O га X, Y, Z ўқларига нисбатан инерция моментининг ўзаро боғланиши. Жисмнинг ўққа нисбатан инерция моментини кўпинча унинг нуқтага нисбатан инерция моменти орқали осонгина ҳисоблаш мумкин. Жисмнинг O нуқтага нисбатан инерция моменти I деб, жисмни ташкил қилган элементар массалар Δm_i нинг улардан o нуқтагача бўлган \vec{r}_i масофа квадрати кўпайтмаларининг йиғиндисига айтилади.

$$I_o = \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2. \quad (4.47)$$

Масса узлуксиз тақсимланган бўлса, (4.47) ифода интеграл кўринишга келади:

$$I_o = \int r^2 dm. \quad (4.47a)$$

Аввало соддалик учун, координатлари X, Y, Z ва массаси m бўлган моддий нуқтанинг координат боши ва ўқларига нисбатан инерция моментларини қараб чиқамиз (4.13-расм). Моддий нуқтанинг координат бошигача ва X, Y, Z ўқларигача бўлган масофалар: r, r_x, r_y, r_z нинг квадратлари мос равишда:



4.13- расм

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2;$$

$$r_x^2 = y^2 + z^2; \quad r_y^2 = x^2 + z^2; \quad r_z^2 = x^2 + y^2;$$

Кординат боши ва ўқларига нисбатан моментлари эса:

$$I_o = mr^2 = m(x^2 + y^2 + z^2); \quad (4.48)$$

$$I_x = mr_y^2 = m(y^2 + z^2); \quad I_y = mr_x^2 = m(x^2 + z^2);$$

$$I_z = mr_z^2 = m(x^2 + y^2); \quad (4.48a)$$

Кординат ўқларига нисбатан инерция моментлар I_x, I_y, I_z ни қўшиб юборилса

$$I_x + I_y + I_z = m(y^2 + z^2) + m(x^2 + z^2) + m(x^2 + y^2) =$$

$$= 2m(x^2 + y^2 + z^2). \quad (4.49)$$

бўлади. Лекин бу ифоданинг ўнг томони (4.46) га биноан $2m(x^2 + y^2 + z^2) = 2I_o$ бўлгани учун:

$$I_x + I_y + I_z = 2I_o. \quad (4.50)$$

Бу муносабат фақат битта моддий нуқта учун эмас, балки ихтиёрий қаттиқ жисм учун ҳам ўринлидир, чунки қаттиқ жисмни моддий нуқталар тўплами деб қараш мумкин. Шундай қилиб, *қаттиқ жисмнинг битта нуқтада кесишувчи учта ўзаро перпендикуляр ўқларга нисбатан инерция моментларининг йигиндиси мазкур қаттиқ жисмнинг шу нуқтага нисбатан иккиланган инерция моментига тенгдир.*

4.9. ГЕОМЕТРИК ШАКЛЛИ БАЪЗИ ЖИСМЛАРНИНГ ИНЕРЦИЯ МОМЕНТЛАРИНИ ҲИСОБЛАШ

Ҳар қандай қаттиқ жисмнинг марказий ўқига нисбатан инерция моментини юқорида чиқарилган

$$I = \int \rho r^2 dv. \quad (4.51)$$

формула асосида осонгина ҳисоблаш мумкин. ρ — марказий ўқдан r масофадаги жисмнинг зичлиги, dv — жисмнинг элементар ҳажми.

1. Ингичка бир жипсли стерженнинг марказий ўқига нисбатан инерция momenti (4.14-расм). Стерженнинг ўқидан r масофада узунлиги dr , ҳажми $dv = sdr$ (бунда s —стержен-

нинг кўндаланг кесим юзи) бўлган элементар бўлакча ажратиб оламиз. Стержен бир жинсли ($\rho = \text{const}$) қаттиқ жисм бўлгани учун унинг марказий ўққа нисбатан инерция моментини ҳисоблаш амали (4.47) интегрални ҳал қилишга олиб келади:

$$I_o = \int_{-l/2}^{+l/2} \rho r^2 s dr = \rho s \int_{-l/2}^{+l/2} r^2 dr = \frac{\rho s}{3} r^3 \Big|_{-l/2}^{+l/2} =$$

$$= \frac{\rho s}{3} \left[\left(\frac{l}{2}\right)^3 + \left(\frac{l}{2}\right)^3 \right] = \frac{\rho s}{3} \cdot \frac{l^3}{4} = \frac{1}{12} \rho \cdot (sl) \cdot l^2$$

Ниҳоят, зичлик ρ нинг стержен ҳажми $v = sl$ га кўпайт-маси унинг массаси m га тенг, яъни $m = \rho sl$ бўлгани учун:

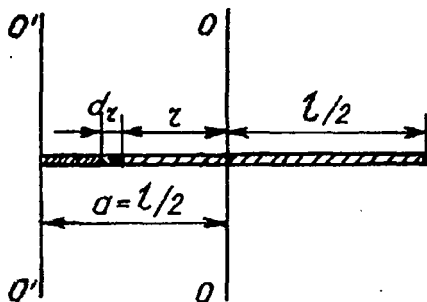
$$I_o = \frac{1}{12} ml^2. \quad (4.52)$$

Стерженнинг бир учидан ўтган $O'O'$ ўққа нисбатан инерция momenti I ни Гюйгенс-Штейнер теоремаси (4.44) дан фойдаланиб осонгина аниқлаш мумкин (4.14-расм). OO' ва $O'O'$ ўқлар орасидаги масофа $a = l/2$ га тенг бўлгани учун (4.50) дан куйидагини топамиз:

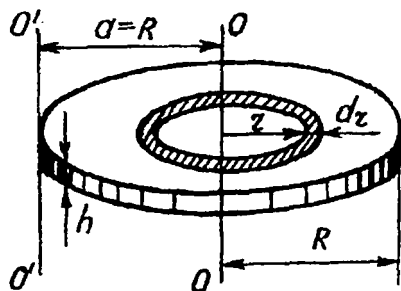
$$I = I_o + ma^2 = \frac{1}{12} ml^2 + \frac{1}{4} ml^2 = \frac{1}{3} ml^2. \quad (4.52a)$$

Бу ифода (4.42) формула асосида осонгина чиқарилади.

2. Юпқа бир жинсли дискнинг марказий ўқиға нисбатан инерция momenti. Бир жинсли ($\rho = \text{const}$) дискнинг текис-лигига перпендикуляр ва марказидан ўтувчи OO' ўққа



4.14- расм



4.15-расм

нисбатан инерция моменти I_o ни топайлик (4.15-расм). Бунинг учун дискни dr қалинликдаги ҳалқасимон қатламга бўлиб чиқамиз. Бу қатламнинг ҳажми dV га $dV = h2\pi r dr$, тенг бўлади, бунда h —дискнинг қалинлиги. У вақтда (4.42) га асосан дискнинг OO ўққа нисбатан инерция моменти I_o учун қуйидаги ифода келиб чиқади.

$$I_o = \int_0^R r^2 h 2\pi r dr = 2\pi h \rho \int_0^R r^3 dr = 2\pi h \rho \left. \frac{r^4}{4} \right|_0^R = 2\pi h \rho \frac{R^4}{4}.$$

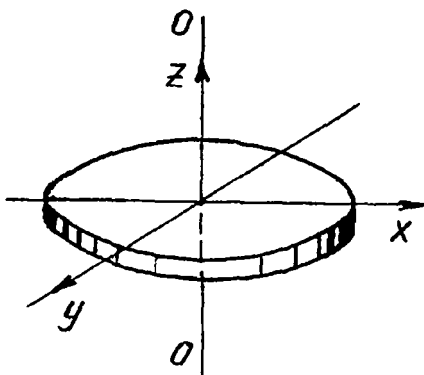
Бунда зичлик ρ нинг диск ҳажми $V = \pi R^2 h$ га кўпайтмаси дискнинг массаси m га тенг, яъни $m = \rho V = \rho \pi R^2 h$ бўлгани учун

$$I_o = \frac{mR^2}{2}. \quad (4.53)$$

Дискнинг қиррасидан ўтган $o'o'$ ўққа нисбатан инерция моменти I ни Гюйгенс-Штейнер теоремасига биноан осонгина аниқлаш мумкин. 4.15-расмдан кўринадики, OO ва $O'O'$ ўқлар орасидаги масофа $a = R$ бўлгани учун (4.46) га асосан дискнинг $O'O'$ ўққа нисбатан инерция моменти

$$I = I_o + ma^2 = \frac{mR^2}{2} + mR^2 = \frac{3}{2} mR^2 \quad (4.53a)$$

бўлади: Ва ниҳоят, дискнинг диаметри билан устма-уст тушувчи X ўққа нисбатан инерция моменти I_x ни (4.48)



4.16-расм

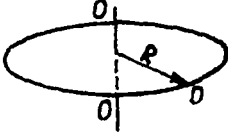
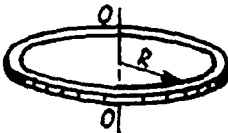
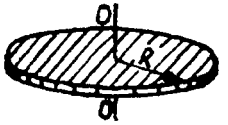
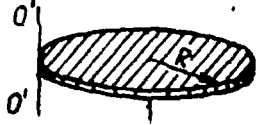

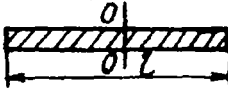
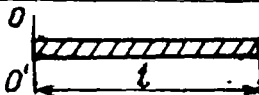
формула асосида осонгина аниқлаш мумкин (4.16-расм). Дискнинг OO нуқталардан ўтувчи z ўққа нисбатан инерция моменти

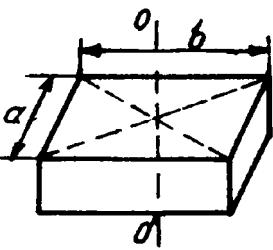
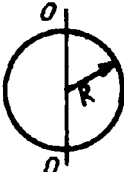

$$I_o = I_z = \frac{mR^2}{2} \quad \text{га тенг.}$$

Иккинчи томондан, дискнинг симметриялиги сабабли $I_x = I_y$, бўлгани учун (4.50)га асосан $I_x + I_y + I_z = 2I_o$ ифодани $2I_x + I_z = 2I_o$ ёки $2I_x = I_z$ кўринишда ёзиш мумкин. Бундан I_x ни аниқлаб, I_z нинг ифодаси ўрнига қўйилса, дискнинг диаметри бўйлаб йўналган X ўққа нисбатан инерция моменти:

$$I_x = \frac{I_z}{2} = \frac{mR^2}{4}. \quad (4.536)$$

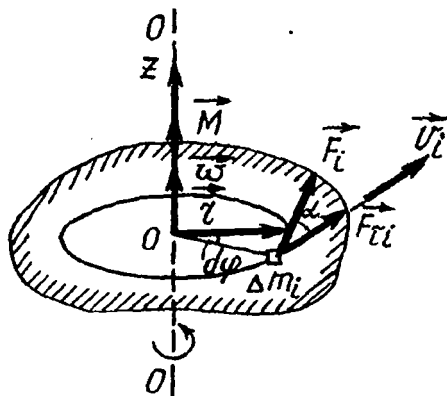
4.2-жадвалда (4.44), (4.46) ва (4.50) формулалар асосида чиқарилган геометрик шаклли баъзи қаттиқ jismlарнинг инерция моментларини ҳисоблаш формулалари келтирилган.

Гар. №	Жисмнинг номи ва шакли	Ўқнинг ҳолати	Инерция моменти
1	Моддий нуқта 	Симметрия ўқи	$I_0 = mR^2$
2	Гардиш 	Симметрия ўқи	$I_0 = mR^2$
3	Цилиндр 	Симметрия ўқи	$I_0 = \frac{mR^2}{2}$
		Диск қиррасидан ўтган ўқ	$I = \frac{3}{2}mR^2$
		Дискнинг диаметри бўйича йўналган ўқ	$I_x = \frac{1}{4}mR^2$
4	Ингичка стержень 	Симметрия ўқи	$I_0 = \frac{1}{4}mR^2$
		Стерженьнинг бир учидан ўтган ўқ	$I = \frac{3}{2}mR^2$

Тар. №	Жисминг номи ва шакли	Ўқнинг ҳолати	Инерция моменти
5	Параллелепипед 	Симметрия ўқи	$I_0 = \frac{1}{12} m (a^2 + b^2)$
6	Шар 	Симметрия ўқи	$I_0 = \frac{2}{5} m R^2$
7	Сфера 	Симметрия ўқи	$I_0 = \frac{3}{2} m R^2$

4.10. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТИДА ТАШҚИ КУЧНИНГ БАЖАРГАН ИШИ

Қаттиқ жисм қўзғалмас z ўқ атрофида айланаётган бўлсин (4.17-расм). Унинг dm_i массали i элементар бўлакчасига \vec{F}_i куч таъсир қилаётганда, dt вақт ичида i —элементар бўлакча $ds_i = r_i d\phi$ масофани ўтсин, бунда r_i —элементар бўлакчанинг айланиш радиуси, $d\phi$ —эса унинг вақт ичида ўтган бурчак масофаси. Бу масофада dm_i элементар массани кўчиришда \vec{F}_i кучнинг бажарган иши dA_i кучнинг \vec{F}_i тангенциал ташкил этувчининг ds_i масофага кўпайтмасига тенг:



4.14-расм

$$dA_i = F_{ti} ds_i = F_{ti} r_i d\varphi.$$

Бунда $(F_{ti} r_i)$ катталиқ \vec{F}_i кучнинг z ўққа нисбатан куч моментининг модули $|\vec{M}_y|$ га тенгдир, Демак:

$$dA_i = \pm |\vec{M}_y| d\varphi. \quad (4.53)$$

Элементар бурилиш бурчаги $d\varphi$ ни аксиал вектор $d\vec{\varphi}$, яъни ўқ бўйлаб йўналган вектор деб қараш мумкин: $d\vec{\varphi} = \dot{\omega} dt$.

Агар \vec{M}_{zi} ва $d\vec{\varphi}$ вектор бир хил йўналса, dA_i мусбат ($dA_i > 0$), қарама-қарши йўналганда эса dA_i манфий ($dA_i < 0$) бўлади. Шунинг учун (4.53) формулани \vec{M}_{zi} ва $d\vec{\varphi}$ векторларнинг ўзаро скаляр кўпайтмаси кўринишида ёзиш мумкин:

$$dA_i = (\vec{M}_{zi} \cdot d\vec{\varphi}). \quad (4.53a)$$

У ҳолда жисмнинг барча элементар массаларига қўйилган кучларнинг бажарган элементар иши dA , айрим кучлар бажарган ишлар dA_i нинг алгебраик йиғиндисига тенгдир:

$$dA = \sum_{i=1}^n dA_i = \sum_{i=1}^n (\vec{M}_{zi}, d\vec{\varphi}) = \left(\sum_{i=1}^n \vec{M}_{zi} \right) d\varphi.$$

Унг томондаги $\sum_{i=1}^n \vec{M}_{zi}$ йиғинди жисмга қўйилган барча ташқи кучларнинг z айланиш ўқиға нисбатан натижавий \vec{M}_z куч моментини беради. Шунинг учун ҳам:

$$dA = (\vec{M}_z \cdot d\vec{\varphi}). \quad (4.54)$$

Агар қаттиқ жисмнинг айланиш ўқи кўзгалмас бўлса, \vec{M}_z ва $d\vec{\varphi}$ векторлар устма-уст тушади ва (4.54) формула ҳисоблаш учун қулай кўринишга келади:

$$dA = M_z d\varphi = M_z \omega dt. \quad (4.55)$$

Чекли вақт оралиғида бажарилган A иш, (4.55) ифодани интеграллаш орқали топилади:

$$A = \int_0^t M_z \omega dt. \quad (4.56)$$

Агар жисмга таъсир қилувчи кучларнинг натижавий momenti \vec{M}_z momenti ўзгармас ($\vec{M}_z = \text{const}$) қолса, (4.56) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$A = M_z \int_0^t dt = M_z \varphi. \quad (4.57)$$

Бу ифода илгариланма ҳаракат вақтидаги ўзгармас куч ($\vec{F} = \text{const}$) нинг бажарган иши $A = Fs$ ифодасига ўхшашдир. Таққослашлар шуни кўрсатадики, айланма ҳаракат учун \vec{F} куч вазифасини \vec{M} куч' momenti, чизиқли $ds = v dt$ масофа вазифасини эса $d\varphi = \omega dt$ бурчакли масофа бажарар экан.

4.11. ҚАТТИҚ ЖИСМНИНГ АЙЛАНМА ҲАРАКАТ КИНЕТИК ЭНЕРГИЯСИ

Кўзгалмас z ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган қаттиқ жисмнинг (4.17-расмга қ.) бирор i -элементар массаси m_i нинг кинетик энергияси: $W_k = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2}$, бунда Δm_i ва v_i —мос равишда i -элементар бўлакчасининг массаси ва чизиқли тезлиги. Чизиқли тезлик v_i нинг ўрнига бурчак тезлик ω орқали ифодаланган $v_i = \omega r_i$ қиймати қўйилса, $W_k = \frac{\omega^2}{2} \Delta m_i r_i^2$ ни ҳосил қиламиз.

Қаттиқ жисмнинг кўзгалмас z ўққа нисбатан айланма ҳаракат кинетик энергияси шу жисмнинг барча элементар массалар кинетик энергиялари W_{ki} нинг йиғиндисига тенг:

$$W_k = \sum_{i=1}^n W_{ki} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 = \frac{I_z \omega^2}{2}, \quad (4.58)$$

бунда I_z —қаттиқ жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти.

Шундай қилиб, кўзгалмас ўқ атрофида айланаётган қаттиқ жисм кинетик энергияси жисмнинг айланиш ўқиға нисбатан инерция моменти I_z нинг бурчак тезлик кўпайтмасининг яرمىға тенг.

Умумий ҳолда қаттиқ жисмнинг ҳаракатини иккита-инерция маркази v тезликли илгариланма ҳаракатдан ва инерция марказидан ўтган z ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан айланма ҳаракатдан ташкил топган деб қараш мумкин. Бундай ҳолда қаттиқ жисмнинг тўлиқ кинетик энергияси илгариланма $\left(\frac{mv^2}{2}\right)$ ва айланма $\left(\frac{I_z \cdot \omega^2}{2}\right)$ кинетик энергияларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$W_k = W_{килг} + W_{кйлн} = \frac{mv^2}{2} + \frac{I_z \omega^2}{2}. \quad (4.59)$$

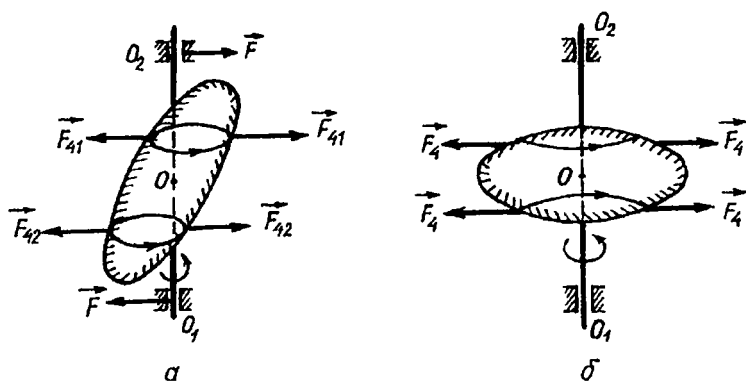
Агар илгариланма ва айланма ҳаракат тенгламаларига назар ташланса, улар математик нуқтаи назардан бир хил кўринишга эга бўлиб, айланма ҳаракат қилаётган жисмнинг массаси вазифасини инерция моменти, импульсини-импульс моменти, кучини—куч моменти бажаради ва шунга ўхшаш. 4.3-жадвалда илгариланма ва айланма ҳаракатларға тегишли асосий катталик ва тенгламалар таққосланган.

№	Илгариланма ҳаракат	Айланма ҳаракат
1	Масса: m	I инерция моменти
2	Куч: \vec{F}	\vec{M} куч моменти
3	Импульс: $\vec{p} = m\vec{v}$	$\vec{L} = I\vec{\omega}$. . импульс моменти
4	Асосий тенгламаси $\vec{F} = m\vec{a}$ $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}$	$\vec{M} = I\vec{\beta}$. . асосий тенгламаси $\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d(I\vec{\omega})}{dt}$
5	Импульс ўзгариш қонуни: $d\vec{p} = \vec{F}dt$	Импульс моменти ўзгариш қонуни: $d\vec{L} = \vec{M}dt$
6	Импульснинг сақлаш қонуни $\sum_{i=1}^n \vec{p}_i = \sum_{i=1}^n \vec{m}_i \vec{v}_i = \text{const}$	Импульс моменти сақланиш қонуни: $\sum_{i=1}^n \vec{L}_i = \sum_{i=1}^n I_i \vec{\omega}_i = \text{const}$
7	Бажарилган иш: $A = F \cdot s$.	$A = M\varphi$ бажарилган иш.
8	Кинетик энергия: $W_k = \frac{m\vec{v}^2}{2}$	$W_k = \frac{I\omega^2}{2}$ кинетик энергия

Ва ниҳоят шунини таъкидлаш керакки, қўзғалмас z ўқ атрофидаги айланма ҳаракатни тавсифловчи барча бурчак вектор катталиклари: $d\vec{\varphi}$, $\vec{\omega}$, $\vec{\beta}$, \vec{M}_z , \vec{L}_z ҳар доим ўқ бўйлаб йўналган бўлиб, уларнинг йўналиши юқорида баён қилинган парма қонидаси асосида аниқланади (4.1-4.3-расмларга қ.).

4.11. ЭРКИН ҲАРАКАТ. БОШ ИНЕРЦИЯ ҲАРАКАТИ

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси қаттиқ жисмда мавжуд бўлган ҳар қандай ўқ атрофидаги айланиш учун ўринлидир. Бошқача қилиб айтганда, айланма ҳаракат динамикасининг асосий қонуни асосида айланиш ўқларининг қайси бири афзаллигини аниқлаб бўлмайди. Бироқ айланувчи жисмнинг айланиш ўқи таянчларига бўлган таъсирининг тавсифига қараб барча айланиш ўқлари ўзаро тенг кучли таъсирга ишонч ҳосил қилиши мумкин. Бунда икки ҳол бўлиши мумкин: эллипсоид шаклидаги жисмнинг айланиш ўқи массалар маркази O дан ўтган ҳолда симметрия ўқида ётмаса (4.18а-расм) O айланаётган жисмга O_1 ва O_2 таянчларнинг ён томонига йўналган жуфт кучлар таъсир этади. Агар жисмнинг айланиш ўқи симметрия



4.18-расм

ўқидан ўтса (4.18б-расм), эллипсоиднинг бир томонига таъсир қилувчи марказдан қочма инерция кучлар иккинчи томонга таъсир этувчи марказдан қочма инерция кучлари билан ўзаро мувозанатлашади. Бу ҳолда жисмнинг айланиш ўқлари O_1 ва O_2 таянчларига куч таъсир қилмайди.

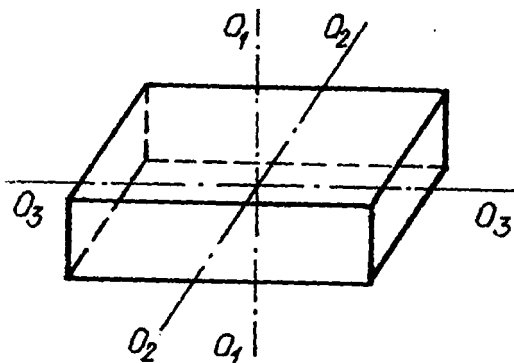
Демак, айланиш ўқи массалар марказидан ўтиб, инерция кучларининг ўққа нисбатан натижавий моменти нолга тенг бўлса, айланаётган жисмнинг ўққа таъсири ҳам нолга тенг бўлади.

Айланма ҳаракатда жисм айланиш ўқларининг таянчларига ҳеч қандай таъсир кўрсатмаса, ундай ўқларга эркин ўқлар ёки эркин айланиш ўқлари дейилади.

Агар жисм тўла симметрия ўқига эга бўлса, бу симметрия ўқи эркин ўқ ҳам бўла олади.

Ҳар қандай жисмда, унинг инерция маркази орқали ўтувчи учта перпендикуляр йўналган эркин ўқлар мавжуддир. Жисмнинг инерция маркази орқали ўтувчи эркин ўқларига бош инерция ўқлари деб аталади. Масалан: бир жинсли ($\rho = \text{const}$) параллелепипед учун (4.19-расм қ.) қарама-қарши ётган ёқларини кесиб ўтувчи O_1O_1 , O_2O_2 ва O_3O_3 эркин ўқлар бош инерция ўқлари бўлади.

Умумий ҳолда жисмнинг бош инерция ўқларига нисбатан инерция моментлари турлича, яъни $I_1 \neq I_2 \neq I_3$ бўлади. Бунга мисол қилиб 4.19-расмда тасвирланган параллелепипедни кўрсатиш мумкин. Симметрия ўқига эга бўлган жисм (4.20- расм) учун иккита инерция моменти бир хил катталиқка эга, учинчиси эса фарқ қилади, яъни $I_1 \neq I_2 \neq I_3$. Ва ниҳоят, марказий симметрияли жисм (масалан, шар) учун учала бош инерция ўқларига нисбатан



4.19-расм

инерция моментлари ўзаро бир хил, яъни $I_1 = I_2 = I_3$ бўлади.

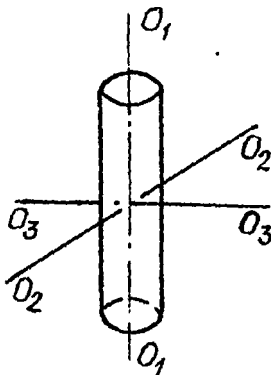
Жисмнинг айланиш турғунлиги бош инерция ўқларининг қайси бири турғун айланиш ўқи бўлишига боғлиқдир.

Назария ва тажрибаларнинг кўрсатишича жисмнинг энг катта ва энг кичик инерция моментли ўқлар атрофида айланиши турғун бўлиб, ўртача инерция момент ўқ атрофида айланиши эса турғунмас бўлар экан. Масалан, агар таёқчани ипнинг бир учига боғлаб, уни марказдан қочма машина ёрдамида жуда тез айлантирилса (4.21-а расм), таёқча ўзига

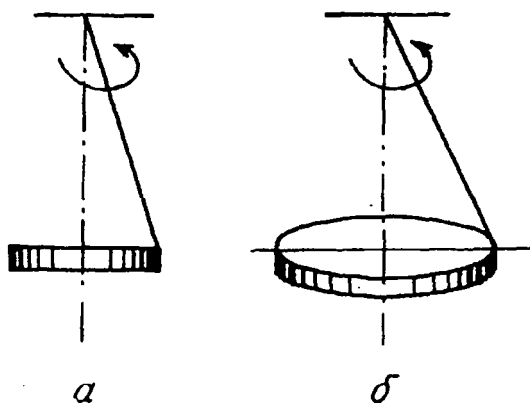
кўндаланг тик йўналган ва уни қоқ ўртасидан ўтган ўқ атрофида горизонтал текислик бўйлаб айлана бошлайди. Бу айланиш ўқиға нисбатан таёқчанинг инерция momenti максимал бўлади.

Оғир гардиш ёки худди ўша таёқча каби горизонтал текисликда айланма ҳаракат қилади (4.21-б расм).

Турғун айланиш ўқи ҳақидаги тушунча техникада катта амалий аҳамиятга эга. Жумладан, турғун ўқ атрофида айланаётган машина қисмларини яхшилаб мувозанатлаб олиш зарур, акс ҳолда ўққа бўлган босим кучи, айниқса катта тезликларда зарарли натижаларга, ҳатто машинанинг емирилишигача олиб келиши мумкин.



4.20-расм



4.21-расм

4.12. ГИРОСКОПЛАР ВА УЛАРНИНГ ҚЎЛЛАНИШИ

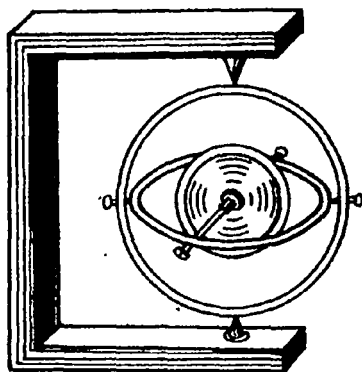
Гироскоп деб, ўзининг турғун бош инерция ўқи атрофида катта бурчак тезлик билан айланувчи симметрик, массив қаттиқ жисмга айтилади.

Импульс momenti сақланиш қонуни $\vec{L} = I\vec{\omega} = \text{const}$ га биноан гироскоп ўз ўқининг йўналишини фазода ўзгартирмай сақлашга интилади ва унинг инерция momenti I билан айланиш бурчак тезлиги $\vec{\omega}$ қанча катта бўлса, у шунча турғунроқ бўлади, яъни айланиш ўқининг ўзгаришига шунча каттароқ қаршилиқ кўрсатади.

Барчага маълум бўлган болалар ўйинчоғи—пилдироқ энг содда гироскопга мисол бўлади. Айланиш ўқи атрофида тез айлантирилган пилдироқ ўз ўқининг ўтқир учида турган ҳолда турғун айланади. Пилдироқни картон варақ устида айлантириб юбориб, уни юқорига отиб юборилганда пилдироқ фазода айланиш ўқининг йўналишини сақлайди ва учи билан картонга тушади.

Гироскоп ўқини фазода ихтиёрий йўналишда ориентациялаш учун уч ўқли гироскоп—кардан осмадан фойдаланилади (4.22-расм). Бундай гироскоп бир вақтнинг ўзида ўзаро перпендикуляр жойлашган учта ўқлар атрофида эркин айлана олади. Кардан осмаси (4.22-расмга қ.) икки ҳалқадан иборат бўлиб, ички ҳалқа BB' учлар орқали ўтувчи «горизонтал» ўқ атрофида, ташқи ҳалқа эса BB' ўққа

перпендикуляр йўналган DD' учлар орқали ўтувчи «вертикал» ўқ атрофида эркин айлана олади. Гироскопнинг AA' айланиш ўқи кардан османинг ички ҳалқасига таянади, бу унинг фазода исталган йўналишда эркин бурила олиш имконини таъминлайди. Гироскопнинг AA' , BB' ва DD' ўқлари кесишиш нуқтаси гироскопнинг инерция маркази O нуқтага мос тushади.



4.22-расм

Бундай гироскоп ёрдамида қуйидаги қонуниятлар аниқланган:

1. Айланаётган гироскопнинг осмаси ихтиёрий томонга бурилганда ҳам унинг AA' ўқи фазода ўз йўналишини сақлайди.

2. Гироскоп AA' ўқи атрофида айланаётган вақтда ички ҳалқасига таъсир қилинса, гироскоп BB' ва DD' ўқ атрофида айлана бошлайди.

3. Гироскоп AA' ўқ атрофида катта бурчак тезлик билан айланаётганда, ички ёки ташқи ҳалқага қисқа вақт ичида катта куч таъсир этилганда ҳалқаларга бўладиган импульс моментининг таъсири куч momenti $\vec{M}dt$ ни жуда кичик миқдорга ўзгартиради. Шунинг учун ҳам гироскопнинг $\vec{L} = I\vec{\omega}$ импульс momenti деярли ўзгармайди. Натижада айланаётган гироскоп айланиш ўқи AA' фазода ўз йўналишини сақлайди.

4. Айланаётган гироскопнинг AA' ўқи бошида йўналиши жиҳатдан импульс моментига мос келади ва кейин ҳам у билан мос келади ҳамда фазода доимий йўналишини сақлайди.

Гироскопнинг юқорида таърифлаган айланма қонуниятлари техникада катта амалий қўлланишга эга. Снаряд ва ўқ худди гироскоп сингари ҳаракат йўналишини ўзгармас сақлаши учун, улар ствол ичидаги винт чизиғи бўйлаб айланма ҳаракатга келтирилади.

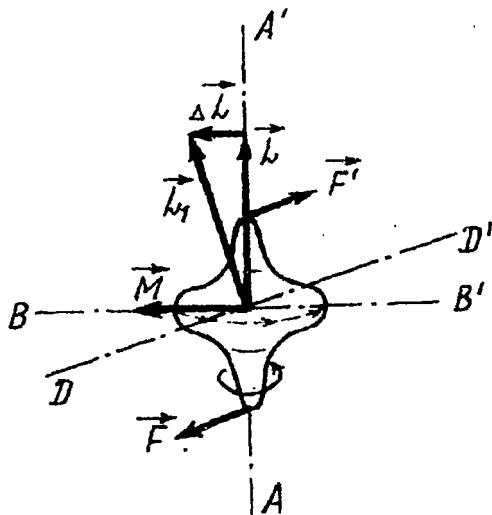
Ракеталар ҳаракатини бошқаришда ҳам ракета корпуси ичига гироскоплар жойлаштирилади.

4.13. ГИРОСКОПИК ЭФФЕКТ ВА ГИРОСКОПИК КУЧЛАР

Гироскопнинг айланиш ўқининг фазодаги йўналишини ўзгартириш учун импульс моментининг ўзгариш қонуни $\Delta \vec{L} = \vec{M} \Delta t$ га мос равишда унга ташқи кучлар momenti билан таъсир қилиши керак. Жумладан, 4.23- расмда тасвирланган энг содда гироскопнинг AA' ўқига тик BB' ўқ атрофида бурилиш учун ўққа қўйилган \vec{F} ва \vec{F}' жуфт кучларнинг momenti \vec{M} билан таъсир қилинса, гироскопнинг \vec{L} импульс momenti \vec{M} билан бир томонга йўналган $\Delta \vec{L} = \vec{M} \Delta t$ орттирма олади. Гироскопнинг импульс momenti Δt вақтдан кейин $\vec{L}' = \vec{L} + \Delta \vec{L}$ га тенг бўлади (4.23-расмга қ.). \vec{L}' векторнинг йўналиши гироскоп айланиш ўқининг янги йўналиши билан устма уст-тушади.

Гироскоп ўқи AA' нинг жуфт кучлар momenti таъсирида (4.24- расмга қ.) BB' ўқи атрофида айланиш ўрнига DD' ўққа томон буриш ҳодисасига гироскопик эффект дейилади.

Агар гироскоп ўқига таъсир қилувчи жуфт кучларнинг momenti \vec{M} узоқ вақт давом этса, гироскоп ўқи ташқи кучлар таъсирида содир бўлган айланиш ўқи BB' билан, яъни \vec{L}_1 векторнинг йўналиши \vec{M} вектор йўналиши билан устма-уст тушишга интилади ва ниҳоят устма-уст тушади.

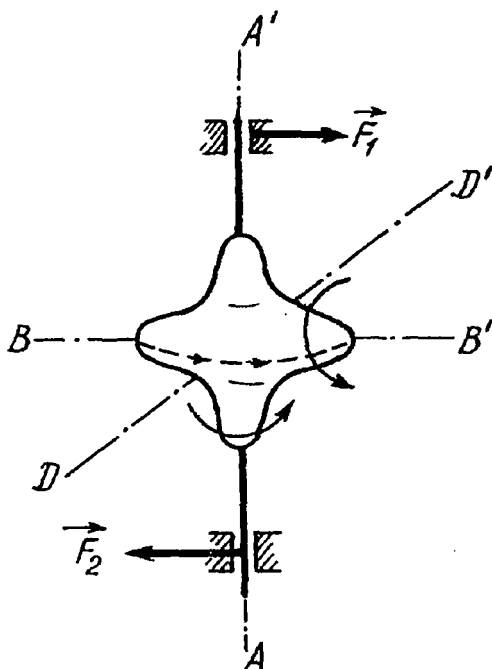


4.23-расм

Гироскопнинг ўқини буриш вақтида гироскопик эффект сабабли гироскоп ўқи ўрнашган таянчларга таъсир этувчи «гироскопик кучлар» деб аталувчи кучлар юзага келади. Масалан, гироскопнинг AA' ўқи BB' ўқ атрофида мажбуран бурилганда (4.24-расм) AA' ўқ DD' ўқ атрофида бурилишга иштилоши сабабли гироскопнинг AA' айланиш ўқи таянчларга \vec{F} ва \vec{F}' кучлар билан таъсир қилади. Айланаётган гироскопни бирор ўқ атрофида мажбуран айлангиришда гироскоп айланиш ўқининг таянчларга таъсир қилган кучларига гироскопик кучлар дейилади. (4.24-расм қ.).

Гироскопик кучларни ўққа ўрнатилган велосипед филдирегининг айланиш мисолида яққол сезиш мумкин. Жумладан, горизонтал ўқ атрофида катта тезлик билан айланаётган филдиракни юқорига бурганда, унинг ён томонга интилиши ва қўлга кучли зўриқиш беришини пайқаш мумкин.

Гироскопик эффект флотда ва авиацияда кенг қўлланиладиган гироскопик компас (гирокомпас) деб аталувчи



4.24-расм

қурилмага асос қилиб олинган. Гирокомпас тез айланадиган пилдиروقдан иборат (минутига 25000 марта айланадиган ток мотори) бўлиб, унинг айланиш ўқи ҳар қандай ҳолатда Ернинг ўқиға параллел жойлашишга интилади. Ернинг айланиши гирокомпасга узлуксиз таъсир кўрсатиб турганлиги сабабли, унинг ўқи меридиан бўйлаб жойлашади ва оддий магнит стрелкаси каби шу вазиятда қолади.

Гироскоплардан кўпинча стабилизатор сифатида фойдаланилади. Улар океан пароходларида чайқалишни пасайтириш учун ўрнатилади. Шунингдек, бир изли йўл вагонининг ичига ўрнатилади, тез айланувчи массив гироскоп вагонни вертикал ҳолатда ушлаб, ағдарилиб кетишига тўсқинлик қилади. Гироскопик стабилизаторларнинг роторлари 1 дан 100 тоннагача ва ундан ҳам ортиқ бўлиши мумкин.

Самолёт, торпедаларда гироскопик асбоблар рулни бошқарувчи қурилмаларга автомат равишда таъсир этиб, самолёт ва торпедани зарур бўлган йўналиш бўйлаб тўғри чизиқли ҳаракатланишини таъминлайди.

4.14. ГИРОСКОП ПРЕЦЕССИЯСИ

Гироскоп ўқиға перпендикуляр равишда таъсир қилувчи кучнинг моменти вақт бўйича миқдор жиҳатдан ўзгармас ва гироскоп ўқи билан биргаликда бурила борса, гироскопнинг алоҳида турдаги ҳаракати—прецессия юзага келади.

Жумладан, ўқи OO' вертикалдан бирор бурчакка оған ҳолда, оғирлик кучи $m\vec{g}$ таъсирида шарнир таянчида гироскопнинг айланма ҳаракати—прецессиядан иборатдир (4.25-расм). Гироскопга қўйилган ташқи кучларнинг моменти миқдор жиҳатдан қуйидагига тенг бўлади:

$$M = mgl \sin \alpha, \quad (4.60)$$

бунда m —гироскопнинг массаси, l —шарнирдан гироскоп инерция марказигача бўлган масофа, α —гироскоп ўқининг вертикал билан ҳосил қилган бурчак \vec{M} куч моменти гироскопнинг таянч нуқтасидан ўтувчи вертикал текисликка перпендикуляр йўналгандир.

\vec{M} куч моменти таъсирида гироскопнинг \vec{L} импульс моменти dt вақт ичида \vec{M} билан бир хил йўналган қуйидагича орттирма олади:

$$d\vec{L} = \vec{M} dt. \quad (4.61)$$

Бундан кейинги dt вақт ичида \vec{L} вектор ўзининг янги вазиятида яна $d\vec{L}$ орттирма олади ва ҳоказо. Натижада гироскопнинг ўқи o шарнир орқали ўтувчи вертикал ўқ атрофида текис айланиб, учигаги бурчаги 2α га тенг конус чизади. Конуснинг ўқи орқали ўтувчи текисликнинг айланиш бурчак тезлиги:

$$\omega' = \frac{d\phi}{dt}, \quad (4.62)$$

бунда $d\phi$ — вертикал текисликнинг dt вақт ичидаги буралиш бурчаги, 4.25-расмдаги чизмадан $d\phi$ бурчак, $d\vec{L}$ орттирманинг модули $|d\vec{L}|$ қуйидагига тенг:

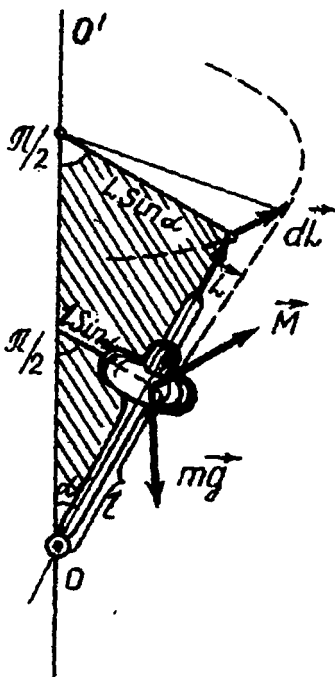
$$d\phi = \frac{|d\vec{L}|}{L \sin \alpha} = \frac{|d\vec{L}|}{I\omega \sin \alpha}; \quad |d\vec{L}| = M dt = mgl \sin \alpha \cdot dt,$$

бу ерда ω — гироскоп айланма ҳаракатининг бурчак тезлиги.

Бу икки ифодадан $d\phi$ бурчак: $d\phi = \frac{mgl \sin \alpha dt}{I\omega \sin \alpha} = \frac{mgl}{I\omega} dt$ бўлади. Бундан гироскоп прецессиясининг бурчак тезлиги ω' ни аниқлаймиз:

$$\omega' = \frac{d\phi}{dt} = \frac{mgl}{I\omega}. \quad (4.63)$$

(4.63) дан прецессиянинг бурчак тезлиги ω' гироскоп ўқининг горизонтал оғиш бурчаги α га боғлиқ бўлмасдан, гироскопнинг импульс моменти $I\omega$ га тескари пропорционалиги кўринади.



4.25-расм

Гироскоп прецессиясини Ернинг ўз ўқи атрофидаги суткалик айланиши мисолида қараб чиқамиз. Маълумки, Ер шар шаклида бўлмай эллипсоидга яқин бўлгани учун Куёшнинг тортишиши Ернинг инерция марказидан ўтмайдиган тенг таъсир этувчи кучни вужудга келтиради. Бунинг натижасида пайдо бўлган айлантирувчи куч momenti Ернинг айлағиш ўқини унинг орбита текислигига тик вазиятга келтиришга интилади. Шу сабабли Ернинг айланиш ўқи прецессион ҳаракат қилиб, тахминан 25800 йилда тўла айланиб чиқади.

ТАКРОРЛАШ САВОЯЛАРИ

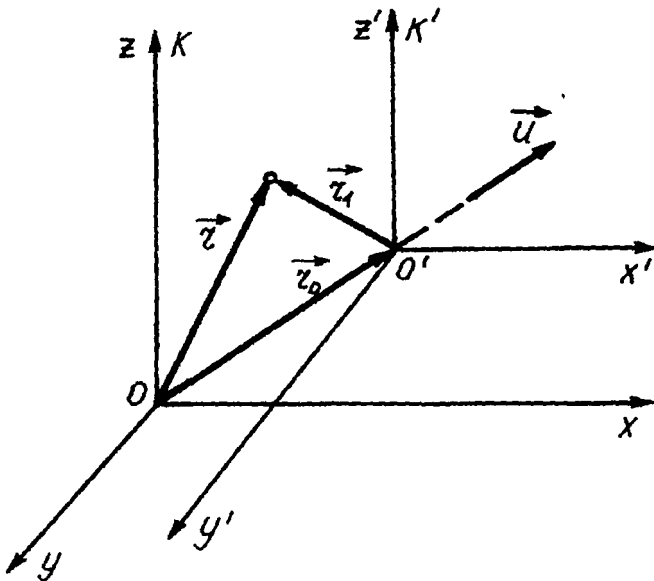
1. Абсолют қаттиқ jismlar деб қандай jismlarга айтилади?
2. Текис ва текис ўзгарувчан айланма ҳаракат деб қандай ҳаракатга айтилади?
3. Бурчак тезлик ва бурчак тезланиши таърифланг. Уларнинг ўлчов бирликлари қандай?
4. Бурчак тезлик вектори ва бурчак тезланиш векторининг йўналиши қандай аниқланади?
5. Чизикли ва бурчакли катталикларнинг ўзаро боғланиш формулалари ёзилсин.
6. Илгариланма ва айланма ҳаракат кинематика тенгламалари таққослаб ёзилсин.
7. Қўзғалмас нуқта ва қўзғалмас ўққа нисбатан куч momenti деб нимага айтилади?
8. Жуфт куч ва унинг momenti деб нимага айтилади?
9. Куч momentининг «СИ» даги ўлчов бирлиги ва ўлчамлиги қандай?
10. Қаттиқ jismining қўзғалмас нуқта ва қўзғалмас ўққа нисбатан импульс momenti, импульс momentининг ўзгариш ва сақланиш қонуниларини таърифланг.
11. Импульс momentининг «СИ» даги ўлчов бирлиги ва унинг ўлчамлиги ёзилсин.
12. Қаттиқ jismlar айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси ёзилсин ва таърифлансин.
13. Қаттиқ jismining бирор ўққа нисбатан инерция momenti деб нимага айтилади?
14. Гойгенс-Штейпер теоремаси таърифлансин.
15. Қаттиқ jismining координат боши ва ўқларига нисбатан инерция momentлари ўзаро қандай боғланишга эга?
16. Геометрик шакли jismlarнинг инерция марказидан ўтган ўққа нисбатан инерция momentлари ёзилсин.
17. Айланма ҳаракатда ташқи кучнинг бажариш иши қандай формула билан аниқланади?
18. Айланма ҳаракатланаётган jismining кинетик энергияси формуласи ёзилсин.
19. Илгариланма ва айланма ҳаракатнинг динамика қонуният формулалари таққослаб ёзилсин.
20. Гироскоплар деб нимага айтилади?
21. Гироскопик эффект ва гироскопик кучлар қандай помоён бўлади?

НИСБИЙЛИК НАЗАРИЯСИНING ФИЗИК АСОСЛАРИ

5.1. ГАЛИЛЕЙ АЛМАШТИРИШЛАРИ ВА НИСБИЙЛИК ПРИНЦИПИ

Ҳар қандай ҳаракатни танлаб олинган бирор саноқ системага нисбатан текшириш мумкин. Бир хил кўринишдаги ҳаракатни ҳар хил саноқ системаларида текшириш натижалари асосида бу саноқ системаларидан имтиёзлилигини аниқлаш мумкин-ми, деган масалани ҳал қилишга тўғри келади. Бунинг учун, қўзғалмас K инерциал саноқ системасига нисбатан \vec{v} тезлик билан тўғри чизиқли ҳаракатланаётган K' инерциал саноқ системани қараб чиқамиз. Қўзғалмас K инерциал саноқ системасига абсолют саноқ системаси дейилиб, K' саноқ системасига эса нисбий саноқ системаси дейилади.

Фараз қилайлик, бошланғич ($t = 0$) иккала K ва K' саноқ системаларининг координат бошлари o ва o' нуқталар устма-уст тушсин ва t вақтдан кейин K' система K системага нисбатан $\vec{r}_0 = \vec{u}t$ масофада кўчган бўлсин (5.1-расм). Текши-



5.1-расм

рилайётган M моддий нуқтанинг K системадаги $\vec{r}(x, y, z)$ — радиус-вектори абсолют радиус-вектор дейилиб, K' системадаги $\vec{r}'(x', y', z')$ радиус-вектор нисбий радиус-вектор ва o координат бошининг кўчишини ифодаловчи $\vec{r}_0 = \vec{u}t$ эса кўчирма радиус-вектор деб аталади. У ҳолда, M моддий нуқтанинг ихтиёрий вақтдаги радиус-векторини ва координатларини бир санок системасидан иккинчисига ўтиш, қуйидаги Галилей алмаштиришлари асосида амалга оширилади.

5.1-жадвал

K' санок системасидан K системага ўтиш	K санок системасидан K' системага ўтиш
$\vec{r} = \vec{r}' + \vec{u}t;$	$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{u}t;$
$x = x' + u_x t;$	$x' = x - u_x t;$
$y = y' + u_y t;$	$y' = y - u_y t;$
$z = z' + u_z t;$	$z' = z + u_z t;$
$t = t';$	$t' = t;$
$m = m'$	$m' = m.$

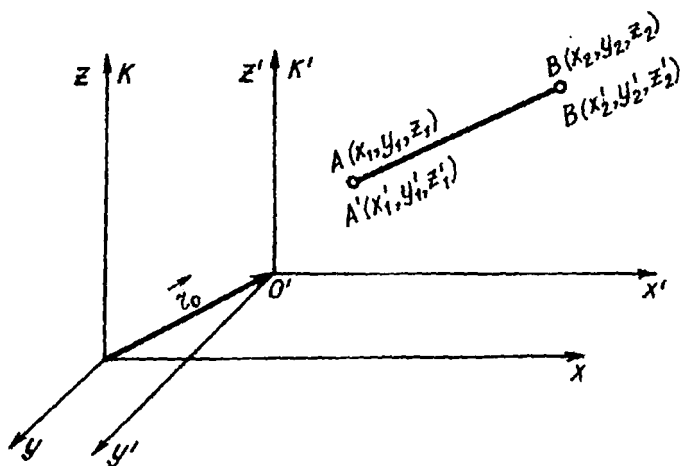
Галилей алмаштиришларида нисбий санок системасининг тезлигига боғлиқ ҳолда ўзгарган катталиклар нисбий катталиклар дейилиб, ўзгармас қолган катталикларга эса абсолют катталиклар дейилади. Жумладан, радиус-векторлар, координатлар нисбий катталиклар бўлиб, вақтнинг ўтиши ва масса абсолют катталиклар.

5.1-жадвалда келтирилган Галилей алмаштиришларининг амалдаги татбиқи муҳим хулосалар чиқаришга имкон беради.

1. Узушлик. Бирор стерженнинг узунлигини иккала K -абсолют ва K' -нисбий санок системасида аниқлайлик. Стерженнинг K системадаги учлари (5.2-расм) $A'(x_1, y_1, z_1)$ ва $B(x_2, y_2, z_2)$ бўлиб, K' системадаги учлари эса $A'(x'_1, y'_1, z'_1)$ ва $B'(x'_2, y'_2, z'_2)$ бўлсин деб фараз қилайлик. Стерженнинг K системадаги узунлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}. \quad (5.1)$$

K' санок системаси эса K га нисбатан \vec{U} тезлик билан ҳаракатланаётгани учун стержень учлари A' ва B' нинг



5.2-расм

координатлари мос равишда 5.1-жадвалдан: $x'_1 = x_1 - U_x t$; $y'_1 = y_1 - U_y t$; $z'_1 = z_1 - U_z t$; $x'_2 = x_2 - U_x t$; $y'_2 = y_2 - U_y t$; $z'_2 = z_2 - U_z t$; бўлади. Натижада стерженнинг K' санок системасидаги узунлиги l' учун қуйидагига эга бўламиз:

$$\begin{aligned}
 l' &= \sqrt{(x'_2 - x'_1)^2 + (y'_2 - y'_1)^2 + (z'_2 - z'_1)^2} = \\
 &= \sqrt{\left[(x_2 - U_x t) + (x_1 - U_x t) \right]^2 + \left[(y_2 - U_y t) + (y_1 - U_y t) \right]^2 + \\
 &\quad + \left[(z_2 - U_z t) + (z_1 - U_z t) \right]^2} = \\
 &= \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}. \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

(5.1) ва (5.2) лар таққосланса, қуйидаги келиб чиқади:

$$l = l'. \quad (5.3)$$

Галилей алмаштиришларида ўзгармай қолган каггаликларга инвариант (фр. invariant—ўзгармас) дейилиб, ўзгарганига эса вариант (фр. variant—ўзгарувчи) дейилади. (5.3) дан узунлик, яъни нуқталар орасидаги масофа Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариант эканлиги кўринади.

2. Тезлик. Ҳаракатланаётган M моддий нуқтанинг K ва K' санок системаларидаги тезликлари орасидаги боғланишни топиш учун 5.1-жадвалдаги радиус-векторнинг ўзаро боғланган ифодасидан вақт бўйича ҳосила оламиз:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d(\vec{r}' + \vec{U}t)}{dt} = \frac{d\vec{r}'}{dt} + \vec{U}. \quad (5.4)$$

бунда $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$, $\frac{d\vec{r}'}{dt} = \vec{v}'$, бўлганидан, (5.4) ифода

$$\vec{V} = \vec{V}' + \vec{U}. \quad (5.5)$$

кўринишга келади. Бу ифода тезликларнинг қўшилиш қонуни бўлиб, бундай таърифланади: *моддий нуқтанинг K санок системасидаги тезлиги \vec{V} , шу нуқтанинг K' системадаги тезлиги \vec{V}' ва K' системанинг K системага нисбатан тезлиги \vec{U} нинг геометрик (вектор) йиғиндисига тенг.*

Шундай қилиб, радиус-вектор, координатлар, тезликлар ва шу каби катталиқлар вариант катталиқлардир.

3. Тезланиш. Агар (5.5) ифодадан вақт бўйича яна бир бор ҳосила олинса, K ва K' санок системаларидаги тезланишларнинг ўзаро боғланиши келиб чиқади: $\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt} + \frac{d\vec{U}}{dt}$.

бунда $\vec{U} = \text{const}$ бўлгани учун $\frac{d\vec{U}}{dt} = 0$ бўлиб, бундан:

$$\vec{a} = \vec{a}'. \quad (5.6)$$

4. Кучлар. Ньютоннинг иккинчи қонунига биноан, K ва K' санок системаларидаги m массали моддий нуқтага таъсир қилувчи куч $\vec{F} = m\vec{a}$ ва $\vec{F}' = m\vec{a}'$ бўлиб, (5.6) га асосан:

$$\vec{F} = \vec{F}'. \quad (5.7)$$

Шундай қилиб, (5.6) ва (5.7) дан тезланиш ва кучлар Галилей алмаштиришларига нисбатан инвариант экани кўринади.

Бу инвариантлик муносабатлари (5.6) ва (5.7) га биноан Галилей ўзининг нисбийлик принципини бундай таърифлайди: *барча механик ҳодисалар турли инерциал санок системаларида бир хил содир бўлиб, ҳеч қандай механик тажрибалар ёрдамида берилган инерциал санок системанинг тинч турганлигини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётганлигини аниқлаб бўлмайди.*

Бу принципдан қуйидаги муҳим хулоса келиб чиқади. Бир инерциал саноқ системасига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракатланувчи жуда кўп инерциал саноқ системалари мавжуддир. Галилейнинг нисбийлик принципига биноан инерциал саноқ системаларининг барчасида классик механика қонунлари бир хил намоён бўлади. Бинобарин, барча инерциал саноқ системалари тенг ҳуқуқли бўлиб, улардан имтиёзлисини ажратиш мумкин эмас.

6. Импульс. Соддалик учун m массали моддий нуқтанинг K системага нисбатан импульсини

$$\vec{p} = m\vec{v} = m(\vec{v}' + \vec{U}) = m\vec{v}' + m\vec{U} = \vec{p}' + m\vec{U}, \quad (5.8)$$

кўринишда ёзамиз, бу ерда $\vec{p}' = m\vec{v}'$ — моддий нуқтанинг K' системага нисбатан импульси. Агар K системадаги импульс вақт ўтиши билан ўзгармаса (яъни куч таъсир қилмаса), импульс K' системада ҳам ўзгармай қолади. Бинобарин, инерция қонуни барча инерциал саноқ системаларида ҳам ўринлидир.

7. Кинетик энергия. Моддий нуқтанинг K инерциал саноқ системасидаги кинетик энергиясини бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$W_k = \frac{m(\vec{v}')^2}{2} = \frac{m}{2} (\vec{v}' + \vec{u})^2 = \frac{m\vec{v}'^2}{2} + (m\vec{v}' + \vec{u}) + \frac{mu^2}{2} = W_k' + (\vec{p}'\vec{u}) + \frac{mu^2}{2}. \quad (5.9)$$

Бунда $W_k' = \frac{mv'^2}{2}$ — моддий нуқтанинг K' системадаги кинетик энергияси. (5.9) тенглама бир инерциал системалан бошқасига ўтганда кинетик энергиянинг қандай ўзгаришини ифодалайди.

Агар моддий нуқта изоляцияланган бўлса, унинг K' системадаги $\vec{p}' = m\vec{v}'$ импульси ўзгармайди. Бу ҳолда моддий нуқтанинг нисбий кинетик энергияси $W_k' = \frac{mv'^2}{2}$ ҳам, абсолют кинетик энергияси $W_k = \frac{mv^2}{2}$ ҳам доимий қолади. Шундай қилиб, кинетик энергиянинг сақланиш қонуни бир инерциал саноқ системасида ўринли бўлса, у барча инерциал саноқ системаларда ҳам ўринли бўлади.

8. Тўлиқ механик энергия. Умумий ҳолда моддий нуқталар тўплами берилган бўлсин. Улар орасида ўзаро таъсир кучлари мавжудлигидан моддий нуқталар W_n потенциал энергияга эга бўлади. Моддий нуқталар бир инерциал саноқ системасидан бошқасига ўтганда W_n потенциал энергия ўзгармайди. У вақтда (5.9) тенгликка W_n потенциал энергия қўшилса, тўлиқ энергия келиб чиқади:

$$W_T = W_K + W_n = W'_K + (\bar{p}, \bar{U}) + \frac{mU^2}{2} + W_n. \quad (5.10)$$

Бундан кўринадики, кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндиси ўзгармаса, тўлиқ энергия барча инерциал саноқ системаларида ҳам ўзгармас бўлади. Шундай қилиб, энергиянинг сақланиш қонуни ҳамма инерциал саноқ системаларида ҳам ўринлидир.

Бу айтилганлардан шундай хулоса келиб чиқади. Бир инерциал саноқ системасидан бошқасига ўтилганда, импульс, кинетик ва тўлиқ энергия ўзгаради, шунинг учун улар вариант катталиклардир, бироқ потенциал энергия, масса, вақт, тезланиш ва кучлар—инвариантдир. Шунингдек, кинетик, тўлиқ энергиянинг вақт ўтиши билан ўзгариши ҳам инвариантдир.

Шундай қилиб, динамиканинг учала қонуни ҳам барча инерциал саноқ системаларида ўринлидир.

5.2. ЭЙНШТЕЙН ПОСТУЛАТЛАРИ, ЛОРЕНЦ АЛМАШТИРИШЛАРИ

«Ёруғликни элтувчи» муҳит, яъни, «Эфир» ни Куёшга боғланган инерциал саноқ система деб фараз қилинганда, ёруғликнинг Ердаги тезлиги Галилей алмаштиришларига биноан Ернинг эфирга нисбатан тезлигига боғлиқ бўлиши керак.

Агар ёруғликнинг муҳитга нисбатан тезлиги c га, Ерники эса v га тенг бўлса, у вақтда тезликларни қўшиш қонунига биноан ёруғликнинг Ер ҳаракат йўналишидаги тезлиги $(c-v)$ га, тескари йўналишдаги тезлиги $(c+v)$ га тенг бўлиши керак. Маълумки, Ернинг орбитал ҳаракат тезлиги $v = 30$ км/с ёруғликнинг $c \approx 3 \cdot 10^5$ км/с тезлигидан жуда кичикдир. Шунинг учун ҳам Ер ҳаракат тезлигининг ёруғлик тезлигига кўрсатадиган таъсирини кузатиш ва ўлчаш энг қийин муаммолардан бири бўлиб келган. Бундай муаммони ҳал қилиш, яъни тезликларни

қўшиш қонунини текшириш учун мўлжалланган жуда тезлик ва сезгир оптик тажрибаларни Физо ва Майкельсон-Морли ўтказди. Физо тажрибасида ёруғлик тинч ёки ҳаракатдаги сув орқали ўтганда унинг тезлиги ўзгармаслиги ($c = \text{const}$) жуда катта аниқлик билан исботланган. Майкельсон-Морли тажрибаларида эса ёруғлик тезлиги Ернинг Куёш атрофидаги орбитал ҳаракатига нисбатан турли йўналишда ўлчанган ва тезликнинг ўзгармай қолганини исботланган.

Шундай қилиб, тажриба ва кузатишларнинг ҳамма натижаларини узоқ ва синчиқлаб муҳокама қилиш оқибатида олимлар, ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги ўзгармас қилиб, ёруғлик манбаининг ва ёруғлик қабул қилувчининг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас, деган хулосага келдилар.

Ньютон механикасида фазо ва вақт абсолют деб қаралгани сабабли ёруғлик тезлигининг ўзгармас қилишини ва жисмлар нисбий тезлигининг ёруғлик тезлиги c дан катта бўлмаслигини тушултириш мумкин эмас. Шунинг учун ҳам Физо ва Майкельсон-Морли тажриба натижаларини тушултириш учун, Ньютоннинг фазо ва вақтнинг абсолют деган тушунчаларидан воз кечишга тўғри келди.

Ёруғлик тезлигининг ўзгармас тажриба натижаларига асосланган А. Эйнштейн 1905 йилда фазо ва вақт тўғрисидаги тасаввурларни қайта кўриб чиқди. Фазо ва вақт тўғрисидаги янги таълимотга Эйнштейн махсус нисбийлик релятивистик назарияси деб ном берди. Махсус нисбийлик релятивистик назарияси асосида Эйнштейннинг куйидаги иккита принципи ётади.

1. Нисбийлик принципи: *барча инерциал санок системалари тенг ҳуқуқлидир, бу системаларда табиат ҳодисалари бир хилда ўтади ва қонулар бир хил ифодаланади. Бошқача қилиб айтганда, барча физик ҳодисалар турли инерциал санок системаларида бир хил содир бўлиб, механик, электромагнит, оптик ва шу каби тажрибалар ёрдамида берилган инерциал санок системасининг тинч турганлигини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатланётганлигини аниқлаб бўлмайди.*

2. Ёруғлик тезлигининг инвариантлик принципи: *ёруғликнинг бўшлиқ (вакуум) даги тезлиги барча инерциал санок системаларида бир хил бўлиб, манба ва кузатувчининг нисбий ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас.*

Махсус нисбийлик назариясининг биринчи постулати Галилей нисбийлик принципига мувофиқ келади ва уни ёруғликнинг тарқалиш қонунларига, жорий этиб, умумлаштиради. Аммо иккала постулатни бир вақтдаги татбиқи Галилей алмаштиришларига зиддир.

Аммо бу иккала постулат барча экспериментал фактлар билан тасдиқлангани учун, бу зиддият постулатлар орасида эмас, балки постулатлар билан Галилей алмаштиришлари орасидадир, чунки Галилей алмаштиришларини ёруғликнинг тарқалишига ва ёруғлик тезлигига яқин тезликдаги ҳаракатларга татбиқ этиб бўлмайди.

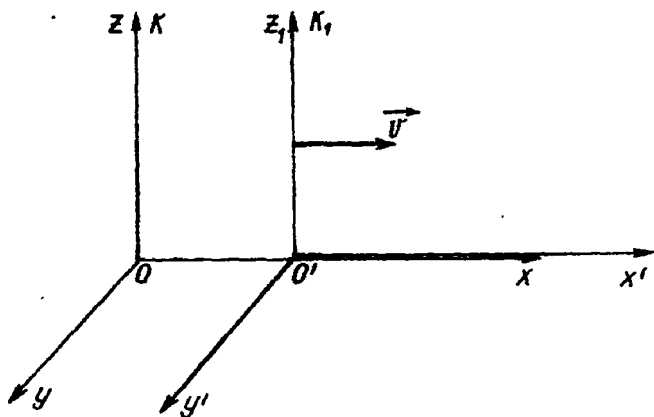
Эйнштейн фазо ва вақтнинг хоссалари тўғрисида умумий мулоҳазаларига асосланиб шундай алмаштиришларни топдики, бу алмаштиришлар махсус нисбийлик назариясининг иккала постулатига ҳам, буларнинг хусусий ҳоли бўлган ($v \ll c$) Галилей алмаштиришларига ҳам мувофиқ келади. Бу алмаштиришларни олдинроқ Лорентц юзаки топган эди, шунинг учун бу алмаштиришлар Лорентц алмаштиришлари деб аталди.

Шундай қилиб, махсус нисбийлик назариясининг иккита постулатлари қаноатлантирадиган, бир инерциал саноқ системасидан бошқа инерциал саноқ системасига ўтилганда координата ва вақтни алмаштиришга имкон берадиган Лорентц алмаштиришларини қараб чиқайлик. Фараз қилайлик, соддалик учун K —абсолют ва K' — нисбий инерциал саноқ системалари X ўқи бўйлаб бир-бирига нисбатан v тезлик билан ҳаракатланаётган ва бошланғич вақт ($t = 0$) да координат бошлари O ва O' устма-уст $x = x' = 0$ тушсин (5.3-расм). У вақтда, махсус нисбийлик назариясининг заминиди ётувчи Лорентц алмаштиришлари куйидаги кўринишда ёзилади (2-жадвал):

5.2-жадвал.

$K' \rightarrow K$	$K \rightarrow K'$
$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$	$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$
$y = y';$	$y' = y;$
$z = z';$	$z' = z;$
$t = \frac{t' + v/c^2 x'}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$	$t' = \frac{t + v/c^2 x}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$

Лорентц алмаштиришлари универсал бўлиб, хусусий ҳолда: нисбий тезлик v ёруғлик тезлиги c дан жуда кичик, яъни $v \ll c$ бўлганда Галилей алмаштиришларига айланиб қолади.

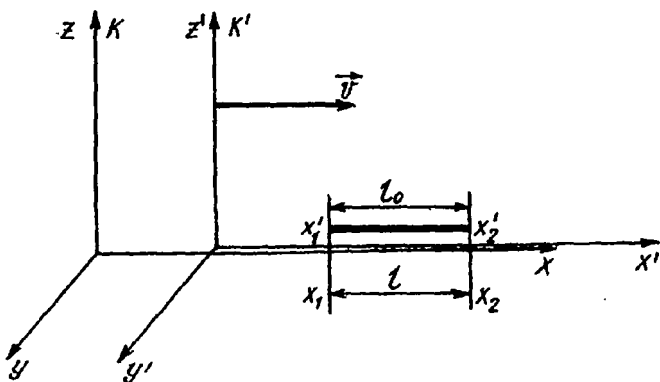


5.3-расм

5.3. ЛОРЕНТЦ АЛМАШТИРИШЛАРИДАН КЕЛИБ ЧИҚАДИГАН ХУЛОСАЛАР

Махсус нисбийлик назариясининг асоси бўлган Лорентц алмаштиришларининг татбиқидан ўзига хос қатор натижалар келиб чиқади.

1. Стержень узунлигининг нисбийлиги. Фараз қилайлик, ҳаракатланаётган K' нисбий инерциал саноқ системасида X ўқига параллел жойлашган узунлиги $l_0 = x'_2 - x'_1$ бўлган стержень берилган бўлсин (5.4-расм). У вақтда K абсолют инерциал саноқ системасидаги кузатувчи учун шу стерженнинг узунлиги $l = x_2 - x_1$ қандай бўлишини Лорентц



5.4-расм

алмаштиришларига асосан оsonгина аниқлаш мумкин. K системадаги кузатувчи стержень учлари координатлари X_1 ва X_2 ни бир вақт t нинг ўзида аниқлайди.

Лорентц алмаштиришларидан фойдаланиб (5.2-жадвалга қ.) қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$l_0 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = \frac{l}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}.$$

Бундан

$$l = l_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (5.11)$$

Шундай қилиб, (5.11) дан кўринадики, K системадаги кузатувчига стерженнинг узунлиги K' системадагига нисбатан қисқароқ бўлади. Бунга узунликнинг Лорентц қисқариши деб аталади. Шунини айтиш керакки, жисм узунлиги ҳеч қачон қисқармайди, чунки ҳар бир инерциал санок системасида жисмнинг ўз узунлиги бўлади.

Шундай қилиб, турли инерциал санок системаларида стерженнинг узунлиги ўзгарар экан, стерженнинг узунлиги нисбийдир.

2. Вақт ўтишининг нисбийлиги. K' нисбий инерциал санок системасидаги тинч турган нуқтада юз бераётган бирор жараённинг давом этиш вақтини қараб чиқайлик. Бунда вақт ўтишини аниқлаш учун жараён бошланиши ва охиридаги соат кўрсатишларининг фарқини топиш керак. K' нисбий инерциал санок системаси учун масалани ҳал қилиш анча қулай, чунки жараён бошланишида ҳам, охирида ҳам соат айна бир X нуқтада бўлади ва айна бир соат бўйича белгиланади. Шунинг учун ҳам K' системада вақтнинг ўтиши $\Delta t_0 = t'_2 - t'_1$, бунда t'_1, t'_2 , — вақтлар K' системадаги соатнинг жараённи боши ва охирида кўрсатиши.

K -абсолют инерциал санок системаси учун, жараённинг бошланиши X_1 нуқтада, охири эса X_2 нуқтада юз беради. У вақтда K системада жараён давом этиши $\Delta t = t_2 - t_1$, бўлиб, кузатиш нуқтаси эса $x_2 - x_1 = v\Delta t$ масофага силжийди, бунда K системанинг K системага нисбатан ҳаракат тезлиги.

5.2-жадвалда келтирилган вақтга тегишли Лорентц алмаштиришларига асосан қуйидаги муносабатни ёзамиз:

$$\Delta t_0 = t'_2 - t'_1 = \frac{t_2 - \frac{v}{c^2}x_2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - \frac{t_1 - \frac{v}{c^2}x_1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = \frac{(t_2 - t_1) - \frac{v}{c^2}(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}.$$

Бунда $t_2 - t_1 = v\Delta t$ ва $(x_2 - x_1) = v\Delta t$ бўлгани учун

$$\Delta t_o = \frac{\Delta t - \frac{v}{c^2}v\Delta t}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \frac{\Delta t\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \Delta t\left(1 - \frac{v}{c}\right)^{1/2} = \Delta t\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

Ва ниҳоят, бундан К системадаги жараённинг давом этиш вақти Δt қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_o}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \quad (5.12)$$

Бу муносабатдан махсус нисбийлик назариясида айнан бир вақтда турли инерциал саноқ системаларида вақтнинг ўтиши турли вақтда давом-этиши кўринади. Бошқача қилиб айтганда, ҳаракатланаётган К инерциал саноқ системасидаги соат кўзгалмас К инерциал саноқ системадаги соатга нисбатан секинроқ юра бошлайди. Бу ҳодисага ҳаракатланаётган саноқ системаларида вақт ўтишининг секинлашиши дейилади. Бинобарин, махсус нисбийлик назариясида вақтнинг ўтиши ҳам нисбийдир.

Шуни айтиш керакки, барча инерциал саноқ системаларида соатлар аниқ юради, лекин уларнинг кўрсатиши солиштирилганда ҳаракатланаётган К' инерциал саноқ системасидаги соат бўйича вақтнинг ўтиши К системага нисбатан секинроқ содир бўлади. Махсус нисбийлик назариясининг бу хулосаси тажрибаларда бевосита тасдиқланган.

5. 4. ТЎРТ ЎЛЧОВЛИ ФАЗО-ВАҚТ ТУШУНЧАСИ. ИНТЕРВАЛ

Ҳар қандай физик воқеа уч ўлчовли фазо ва бир ўлчовли вақт билан тавсифланади. Классик механикада уч ўлчовли фазо координатлари x , y , z ва бир ўлчовли вақт координати t бир-биридан мустақил равишда мавжуддир. Шунинг учун Ньютон механикасида физик воқеани вақтнинг иштирокисиз, фақат уч ўлчовли фазода алоҳида қараб чиқиш мумкин.

Релятивистик механикада эса фазо (x, y, z) ва вақт (t) бир-бири билан чамбарчас боғланишга эга. Ҳақиқатан ҳам, 5.2-жадвалда келтирилган Лорентц алмаштириш тенгнамаларида вақт (t) тўртинчи тенг ҳуқуқли координат сифатида иштирок этади. Шундай қилиб, релятивистик

механиканинг махсус нисбийлик назариясида фазо (x, y, z) ва вақт (t)ни бир-биридан мутлақо ажратиш мумкин эмас. Шунинг учун тўрт ўлчовли фазо-вақт тушунчаси асосида фикр юритамиз.

Геометрик ўхшатишдан фойдаланиб, тўрт ўлчовли фазонинг физик маъносини осонгина тушуниб олиш мумкин. Геометрияда нуқта учта x, y, z координаталар орқали аниқланиб, иккита нуқта орасидаги масофа эса координаталар системасининг турига боғлиқ эмас. Шундай қилиб, тўрт ўлчовли фазода содир бўлаётган воқеа x, y, z координаталар билан характерланувчи, дунё нуқтаси деб аталувчи нуқта кўринишида ифодаланади. Воқеанинг содир бўлиш жараёни эса тўрт ўлчовли фазода дунё чизиги деб аталувчи тўғри чизиқ шаклида тасвирланади. Икки воқеа орасидаги интервал тушунчаси билан танишиб чиқайлик.

Фараз қилайлик, кўзгалмас K инерциал саноқ система-сида бир воқеанинг дунё нуқтаси координатлари x_1, y_1, z_1, t_1 ва иккинчи воқеанинг дунё нуқтаси координатлари эса x_2, y_2, z_2, t_2 бўлсин. У вақтда бу икки воқеалар орасидаги Δs интервал:

$$\begin{aligned} \Delta s &= \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 - c^2(t_2 - t_1)^2} = \\ &= \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 - c^2 \Delta t^2}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Энди ҳаракатланувчи K' инерциал саноқ системасида юқоридаги икки воқеа орасидаги $\Delta s'$ интервал (5.13) га ўхшаш равишда қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\Delta s' = \sqrt{\Delta x'^2 + \Delta y'^2 + \Delta z'^2 - c^2 \Delta t'^2} \quad (5.14)$$

5.2-жадвалда келтирилган Лорентц алмаштиришларига биноан

$$\Delta x' = \frac{\Delta x - v \Delta t}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}; \quad \Delta y' = \Delta y; \quad \Delta z' = \Delta z; \quad \Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{v}{c^2} \Delta x}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}};$$

ларни ёзиш мумкин: Бу ифодаларни (5.14) га қўйиб, унча мураккаб бўлмаган математик ўзгартиришдан сўнг

$$\Delta s' = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2 - c^2 \Delta t'^2}$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ифоданинг ўнг томони (5.13) га асосан Δs интервалга тенг:

$$\Delta s' = \Delta s, \quad (5.14)$$

Шундай қилиб, иккита физик воқеанинг интервали барча инерциал саноқ системаларида бир хилдир. Бошқача қилиб айтганда, икки воқеа орасидаги интервал бир инерциал саноқ системасидан унга нисбий тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётган иккинчи инерциал саноқ система-сига нисбат инвариантдир. Бу эса ўз навбатида, махсус нисбийлик назариясида тўрт ўлчовли фазо-вақт тушунчаси объектив эканлигидан далолат беради.

5.5. РЕЛЯТИВИСТИК МЕХАНИКАДА ТЕЗЛИКЛАРНИ ҚЎШИШ

Лоренц алмаштиришларга асосланган, тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлган ҳаракатларни ўрганадиган механика релятивистик механика дейилади.

Қўзғалмас K инерциал саноқ системасидаги моддий нуқта тезлик векторининг x, y, z ўқларига проекциялари:

$$v_x = \frac{dx}{dt}, v_y = \frac{dy}{dt}, v_z = \frac{dz}{dt}. \quad (5.15)$$

Ҳаракатланувчи K' инерциал саноқ системасидаги моддий нуқта тезлик векторининг x', y', z' ўқларига проекцияларини бундай белгилаймиз:

$$v'_x = \frac{dx'}{dt'}, v'_y = \frac{dy'}{dt'}, v'_z = \frac{dz'}{dt'}, \quad (5.15a)$$

5.2-жадвал биринчи устунидаги алмаштиришларни дифференциялаб чиқамиз:

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = dt' \frac{dx' + v}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}; \quad dy = dy'; \quad dz = dz'.$$

$$dt = \frac{dt' + \frac{v}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = dt' \frac{1 + \frac{v}{c^2} \frac{dx'}{dt'}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}.$$

Олдинги учта тенгликни тўртинчи тенгликка мос равишда бўлиб ташланса, тезликлар учун K' системадан K системага ўтишдаги алмаштириш формулалари келиб чиқади:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{dx'}{dt'}}; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dy' \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{dx'}{dt'}}; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz' \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{dx'}{dt'}}.$$

Ва ниҳоят (5.15) ва (5.15a) ларни назарда тутиб ифода-ларни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$v_x = \frac{v'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} v'_x}; \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 + \frac{v}{c^2} v'_x}; \quad v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 + \frac{v}{c^2} v'_x}. \quad (5.16)$$

Бу формулалар тезликларни қўшиш (алмаштириш)нинг релятивистик қонунини ифодалайди.

Агар моддий нуқтанинг тезлиги ва саноқ система-ларнинг нисбий тезлиги ёруғлик тезлигидан кичик, яъни $v \ll c$ бўлса, Ньютон механикасидаги тезликларни қўшиш қонуни келиб чиқади:

$$v_x = v'_x + v; \quad v_y = 0; \quad v_z = 0. \quad (5.17)$$

Шу билан барча тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни (5.16) нисбийлик назариясининг иккинчи посту-латига мувофиқ келадиган натижаларни ҳам беради. Ҳақиқатан ҳам $v'_x = c$ га тенг бўлсин деб фараз қилинса, v'_x учун (5.16) нинг биринчи формуласидан қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$v'_x = \frac{v'_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} v'_x} = \frac{c + v}{1 + \frac{v}{c^2} c} = \frac{c + v}{1 + \frac{v}{c}} = c.$$

Бу натижа ёруғлик тезлиги барча инерциал саноқ систе-маси бир хил деб таърифланувчи Эйнштейн иккинчи постулатининг тасдиқланишидир.

5.2-жадвалнинг иккинчи устунида келтирилган Лоренц алмаштиришларидан фойдаланиб, К системадаги тезлик орқали К' системадаги тезликлар учун ҳам қуйидаги ифода-ларни осонгина келтириб чиқариш қийин эмас:

$$v'_x = \frac{v_x - v}{1 - \frac{v}{c^2} v'_x}; \quad v'_y = \frac{v_y \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 - \frac{v}{c^2} v'_x}; \quad v'_z = \frac{v_z \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 - \frac{v}{c^2} v'_x}. \quad (5.18)$$

Бу формудаларнинг (5.16) даги барча v тезликининг олдидаги минус ишора билан фарқ қилади, чунки К система К' системага нисбатан « $-v$ » тезлик билан ҳаракатланишидир.

5.6. РЕЛЯТИВИСТИК ЭНЕРГИЯ ВА МАССАНИНГ ЎЗАРО БОҒЛАНИШИ

Классик механикада жисмнинг массаси ўзгармас ($m = \text{const}$) бўлганлигидан жисмнинг кинетик энергияси фақат тезлигининг ўзгариши билан ўзгаради. Релятивистик механикада эса жисмнинг массаси унинг тезлигига боғлиқ [(5.24) га қ.] бўлгани учун релятивистик кинетик энергиянинг ўзгаришида масса ўзгаришини ҳам назарга олиш керак. Бинобарин, ҳаракатланаётган жисм массасининг ортишини таҳлил қилиб, ундан жисм кинетик энергиясини массаси ўзгариши орқали ифодалаш мумкин. Жисм ёруғлик тезлигидан жуда кичик ($v \ll c$) тезлик билан ҳаракатланаётганда (5.24) формула Ньютон биномига ёйиб чиқилади:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots\right) \quad (5.28)$$

Бу ерда, $\frac{v^4}{c^4}$, $\frac{v^8}{c^8}$ ва ҳоказо ҳадлар жуда кичик қийматга эга бўлганидан, уларни назарга олмаслик мумкин. У вақтда (5.28) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$m = m_0 + \frac{m_0 v^2}{2c^2} = m_0 + \frac{1}{c^2} W_k \quad (5.28a)$$

Бу ифодадан кинетик энергия:

$$W_k = mc^2 - m_0 c^2 \quad (5.29)$$

Бунда mc^2 ни W билан белгилаб, (5.29) ни

$$W = mc^2 = m_0 c^2 + W_k \quad (5.30)$$

кўринишда ёзамиз. Бу муносабат махсус нисбийлик назариясининг асосий натижаларидан бири ҳисобланади. У Эйнштейн кашф этган энергия ва массанинг ўзаро боғланиш қонунининг математик ифодасидир.

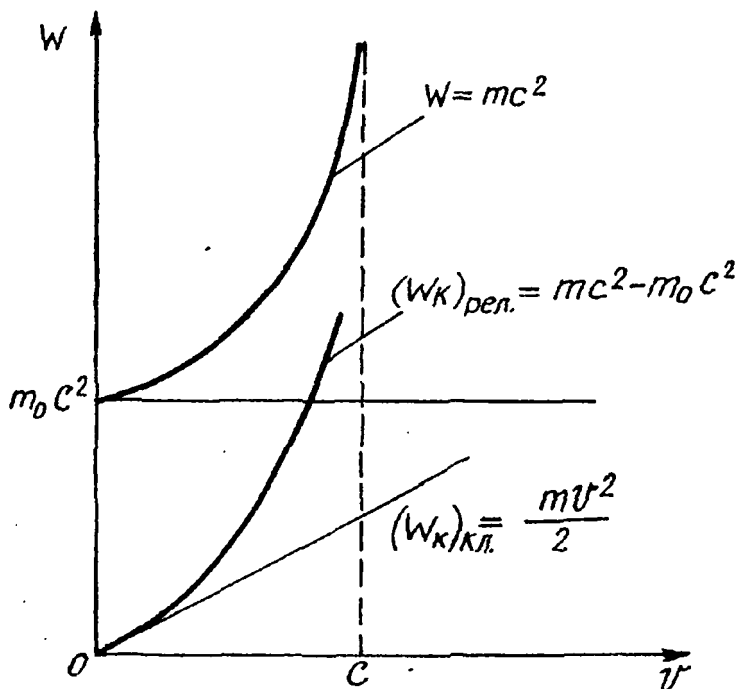
(5.30) даги W жисмнинг ихтиёрий ҳолатидаги тўлиқ релятивистик энергиясидир. Агар жисм тинч ($v = 0$) ҳолатда

бўлса, унинг кинетик энергияси W_k полга тенг бўлганидан тинч ҳолатдаги жисмнинг энергияси

$$W_0 = m_0 c^2. \quad (5.31)$$

бўлади. Жисмнинг тинч ҳолатдаги энергияси (5.31) мавжудлигига жисмни маълум бир потенциал энергия резервуари деб қараш мумкин.

Жисмнинг тўлиқ релятивистик энергияси, $(W_k)_{\text{рел}}$ релятивистик ва $(W_k)_{\text{кл}}$ классик кинетик энергияларининг тезлигига боғланиши графиклари 5.5-расмда тасвирланган.



5.5-расм

Шундай қилиб, муҳим хулоса келиб чиқади: классик механикада энергия—жисмнинг иш бажара олиш қобилияти, массаси—инерция ўлчови бир-бири билан мутлақо боғланмаган катталиклар бўлиб, релятивистик механикада эса улар ўзаро боғланган катталиклардир.

5.7. РЕЛЯТИВИСТИК ЭНЕРГИЯ ВА ИМПУЛЬС ОРАСИДАГИ БОҒЛАНИШ

Релятивистик энергия $W = mc^2$ ва импульс $P = mv$ орасидаги боғланишни топиш учун импульсни c га кўпайтирайлик, сўнг иккала ифодани квадратга кўтарайлик: $W^2 = m^2c^4$; $p^2c^2 = m^2c^2v^2$. Биринчи ифодадан иккинчисини айириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$W^2 - p^2c^2 = m^2c^4 - m^2c^2v^2 = m^2c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right).$$

Бундаги m ўрнига (5.24) ифодаси қўйилса,

$$W^2 - p^2c^2 = \frac{m_0^2}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = m_0^2c^4$$

ҳосил бўлади. Бундан релятивистик энергия ва импульс P нинг ўзаро боғланишини ифодаловчи қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$W = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} = c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2}. \quad (5.32)$$

Бу боғланишдан тинч ҳолатдаги массага эга бўлмаган заррачалар ҳам (жумладан, нейтрон ва фотон) релятивистик энергияга эга бўлиши кўринади. Бундай заррачаларнинг тинч ҳолатдаги массаси $m_0 = 0$ бўлгани учун, релятивистик энергияси (5.32) га асосан импульси билан қуйидаги боғланишга эга:

$$W = pc \quad (5.33)$$

Бу бобни яқунлаб шундай мулоҳазаларни айтиш мумкин: махсус нисбийлик назарияси Галилей, Ньютон ва бошқа олимлар томонидан асосланган классик механиканинг қонун ва қоидаларини инкор қилмай, аксинча уларни ривожлантиради ва умумлаштиради ҳамда классик механиканинг қўлланиш чегараларини белгилаб беради.

Бутун релятивистик механика амалий қўллаш жиҳатдан муҳанлислик механикаси ҳам бўлиб қолди. Унинг ёрдами билан элементар зарралар тўқнашишлари, релятивистик заррачаларнинг модда билан ўзаро таъсири ва умуман ёруғлик тезлигига яқин тезликдаги барча жараёнлар таҳлил қилинади. Зарядли элементар заррачаларнинг барча замонавий тезлаткичлари релятивистик механика асосида режалаштирилади ва ҳисоблаб чиқилади.

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Галилей алмаштиришларини ёзинг ва механик нисбийлик принципини таърифланг.
2. Галилей алмаштиришларидан қандай муҳим хулосалар келиб чиқади?
3. Классик механикадаги инерциал санок системаларида импульс, кинетик ва тўлиқ энергиялар ўзаро қандай боғланишга эга?
4. Физо, Майкельсон-Морли тажриба натижалари ва унинг моҳияти қандай?
5. Қандай механика релятивистик механика дейилади?
6. Махсус нисбийлик назарияси деб қандай назарияга айтилади?
7. Махсус нисбийлик назариясининг асосий принципи: Эйнштейннинг биринчи ва иккинчи постулатлари таърифлансин.
8. Релятивистик механикадаги Лорентц алмаштиришлари ёзилсин.
9. Қандай шароитда Лорентц алмаштиришлари Галилей алмаштиришларига айланади?
10. Релятивистик механикада узунлик, вақт ўтишининг нисбийлиги, уларнинг тезлик боғланиши ёзилсин.
11. Релятивистик механикада тезликларни қўшиш қонунининг ифодаси ёзилсин.
12. Релятивистик динамиканинг асосий қонуни қандай кўринишга эга? Энергия ва импульс-чи?
13. Масса ва энергия ўзаро қандай боғланишга эга ва унинг физик маъноси қандай?
14. Релятивистик энергия ва импульс ўзаро қандай боғланишга эга?

6 - БОБ

СУЮҚЛИКЛАР МЕХАНИКАСИ

6.1. СУЮҚЛИКЛАРНИНГ УМУМИЙ ХОССАЛАРИ

Суюқлик—модданинг қаттиқ ва газсимон ҳолатлари ўртасидаги агрегат ҳолат. Суюқликнинг баъзи хоссалари газникига, баъзи хоссалари қаттиқ жисмникига ўхшаб кетади. Шунинг учун у ўзига хос оқувчанлик хоссаси билан бир қаторда ҳажмий эластиклик хоссасига эга. У қаттиқ жисмга ўхшаб маълум ҳажмни эгаллайди, идишга қуйилганда эса, газ сингари идиш шаклини олади.

Суюқликларда босим таъсирида намоён бўладиган ҳажмий эластиклик хусусияти сиқилувчанлик коэффициентини β билан ифодаланади:

$$\beta = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp}. \quad (6.1)$$

Суюқликнинг сиқилувчанлик коэффициентини деб, босим бир бирликка ўзгарганда суюқлик ҳажмининг нисбий ўзгаришига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Одатда сиқилувчанлик коэффицентининг тескари ифодаси K га тенг бўлган физик катталikka суюқликнинг ҳажмий эластиклик модули дейилади:

$$K = \frac{1}{\beta} = -v \frac{dp}{dv}. \quad (6.2)$$

Суюқликнинг ҳажмий эластиклик модули деб, унинг нисбий ҳажмини бир бирликка ўзгартириш учун зарур бўлган босимга миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталikka айтилади.

Суюқликлар жуда кичик сиқилувчанликка эга бўлгани учун айрим ҳолларда улар ҳажмининг ўзгаришларини мутлақо ҳисобга олмаслик имкониятини беради ва бу ҳолда идеал суюқлик деб аталувчи абсолют суюқлик тушунчаси киритилади.

6.2. СУЮҚЛИКНИНГ МУВОЗАНАТ ВА ҲАРАКАТ ҲОЛАТ ТЕНГЛАМАСИ

Ҳар қандай суюқликларда таъсир қилувчи кучлар одатда масса (ҳажмий) кучларга ва сирт кучларга бўлинади. Масса кучи ўзи таъсир қилаётган суюқликнинг элементар массаси dm га, бинобарин элементар ҳажми dv га пропорционалдир:

$$d\vec{F} = \vec{a} dm = \vec{a} \rho dv = \vec{f} dv, \quad (6.3)$$

бунда \vec{f} —пропорционаллик коэффицентги бўлиб, унга масса кучининг ҳажмий зичлиги деб аталади ва у куйидагига тенгдир:

$$\vec{f} = \frac{d\vec{F}}{dv} = \vec{a} \rho = \frac{d\vec{v}}{dt} P \quad (6.4)$$

бу ерда: $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ тезланиш, $dm = \rho dv$ суюқликнинг dv ҳажмига мос келган массаси, ρ —эса унинг зичлиги.

Масса кучининг ҳажмий зичлиги \vec{f} суюқликдаги босим (кучланиш) билан куйидагича боғланишга эга:

$$\vec{f} = \frac{dp}{dx} \vec{i} + \frac{dp}{dy} \vec{j} + \frac{dp}{dz} \vec{k}. \quad (6.5)$$

Вектор анализдан маълумки, (6.5)нинг ўнг томонидаги вектор ифодаси скаляр P нинг градиенти деб аталади ва град p орқали белгиланади:

$$\text{grad } P = \frac{dp}{dx} \vec{i} + \frac{dp}{dy} \vec{j} + \frac{dp}{dz} \vec{k}. \quad (6.6)$$

Шундай қилиб, (6.5) ва (6.6)га биноан, қуйидаги тенглама келиб чиқади:

$$\text{grad } p = \vec{f}. \quad (6.7)$$

Бу формула суюқлик мувозанат ҳолатининг, яъни гидростатиканинг асосий тенграмаси бўлиб, бундай таърифланади:

Суюқлик мувозанат ҳолатда бўлганда масса кучининг ҳажмий зичлиги босимининг градиентига тенг бўлади.

Шуни айтиш керакки, (6.7) шарт бажарилганда суюқликка таъсир қилувчи куч консерватив кучдан, унинг майдони эса консерватив майдондан иборат бўлади. Бинобарин, ноконсерватив куч майдонидаги суюқликлар мувозанат ҳолатда бўлиши мумкин эмас.

(6.7) формула асосида, суюқлик ҳаракати ҳолатининг, яъни гидродинамиканинг асосий тенграмасини осонгина чиқариш мумкин. Мувозанат ($\vec{f} - \text{grad } p = 0$)даги суюқликка $\rho \vec{a} = \beta \frac{d\vec{v}}{dt}$ ҳажмий зичлигига тенг куч таъсир қилганда, у ҳаракатга келади ва қуйидаги тенглама ўринли бўлади:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} - \text{grad } p. \quad (6.8)$$

Бу формула суюқликнинг ҳаракат ҳолат тенграмаси ёки Эйлер тенграмаси ҳам деб аталади.

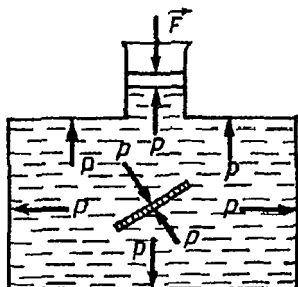
6.3. ИДЕАЛ СУЮҚЛИК ГИДРОСТАТИКАСИ

Гидростатиканинг умумий вазифаси мувозанатдаги суюқликнинг идиш деворига ёки суюқликка туширилган жисмларга таъсирини, суюқлик эгаллаган ҳажмда гидростатик босимнинг тарқалиш қонуларини ҳамда ҳар хил қурилма элементларига тинч турган суюқликнинг таъсир кучларини аниқлашдан иборатдир.

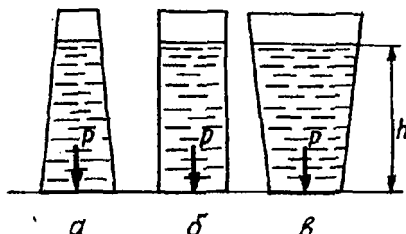
1. **Паскаль (1623—1662) қонуни.** Агар суюқлик (ёки газ)нинг оғирлиги назарга олинмаса, масса кучининг ҳажмий зичлиги мавжуд бўлмайди, яъни $\vec{f} = 0$ бўлади. У вақтда (6.5)дан:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0; \\ p = \text{const}. \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

Бу формула суюқлик ва газлар учун Паскаль қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади: *тинч турган суюқликнинг (газнинг) исталган жойида босим ҳамма йўналишда бир хил бўлиб, шу билан бирга суюқлик (газ)нинг бутун ҳажми бўйлаб бир хил узатилади* (6.1-расм).



6.1-расм



6.2-расм

2. Суюқлик устунининг босими. Агар суюқлик оғирлик майдонида бўлса, масса кучининг ҳажмий зичлиги $f = \rho g$ бўлади. Z ўқни вертикал юқорига йўналтирамиз. У ҳолда суюқлик мувозанат ҳолатининг (6.6) тенгламаси

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \text{ ва } \frac{\partial p}{\partial z} = \rho g$$

кўринишга келади.

Суюқлик устунининг баландлиги h га қараб босимнинг ўзгаришини охири тенгламани интеграллаб осонгина аниқлаш мумкин:

$$\int_{p_0}^p dp = \int_0^h g dz: p_0 - p = \rho gh.$$

Бунда

$$p = p_0 + \rho gh. \quad (6.10)$$

Бу ерда p_0 суюқликнинг $z = h$ баландлигидаги босими, яъни координаталар боши суюқликнинг эркин сиртида олинган бўлса, у атмосфера босими бўлади. Фақат суюқлик устунни ҳосил қилган $p_{сид}$ босимга гидростатик босим дейилади:

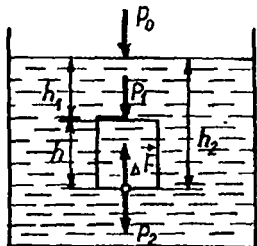
$$p_{сид} = \rho gh. \quad (6.11)$$

Шундай қилиб, фақат суюқлик устуни ҳосил қилган босим суюқлик солишгирма оғирлиги (ρg)нинг баландлик h га кўпайтмасига тенг экан.

Идиш тубига бўлган босим кучига оид «гидростатик парадоксни» (6.2-расм) суюқликдаги босим тақсимооти изоҳлаб беради. Идиш тубига бўлган босим кучи P идишдаги суюқлик оғирлигига нисбатан ҳар хил бўлади. Босим кучи идиш ичидаги суюқлик оғирлигидан ортиқ бўлиши ҳам, (6.2,а- расм), тенг (6.2,б- расм) ва кичик (6.2,в-расм) бўлиши ҳам мумкин, чунки идиш тубига бўлган босим кучи P гидростатик босим $P_{\text{ид}}$ билан идиш тубининг юзаси s га кўпайтмасига тенг:

$$P = p_{\text{ид}} \cdot S = \rho gh \cdot S. \quad (6.12)$$

3. Архимед қонуни. Агар суюқликка ташқи куч таъсир этмаса, суюқликка ботирилган жисмларга фақат гидростатик босим таъсир қилади. Соддалик учун идишдаги суюқликка тўғри бурчакли параллелепипед шаклидаги жисм туширилган бўлсин (6.3- расм). Бу жисмнинг ён сиртига, шунингдек остки асосларига гидростатик босим таъсир қилади. Жисмнинг ён ёқларига таъсир қилувчи суюқлик босимлари тенг ва қарама-қарши йўналганлиги учун улар ўзаро мувозанатланади. Жисмнинг устки ва остки асосларига таъсир қилувчи гидростатик



6.3- расм

$p_1 = \rho_0 gh_1$ ва $p_2 = \rho_0 gh_2$ босимлар фарқи $p = p_2 - p_1 = \rho_0 g(h_2 - h_1)$

жисмнинг остки асосидан юқорига йўналган босимдан иборат бўлади.

У вақтда суюқликдаги асосининг юзи S бўлган жисми юқорига кўтарувчи Архимед кучи куйидагига тенг бўлади:

$$F_A = ps = \rho_0 g(h_2 - h_1)s = \rho_0 ghS = \rho_0 gV. \quad (6.13)$$

бунда ρ_0 — суюқликнинг зичлиги, g — эркин тушиш тезланиши, h_1 ва h_2 жисмнинг устки ва остки асосларига бўлган суюқлик устунларининг баландликлари, h эса жисмнинг баландлиги.

(6.4) формула Архимед (эрамиздан олдинги 287-212 йиллар) қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай

сифрланади: суюқлик ёки газга ботирилган ҳар қандай жисмга шу жисм сиқиб чиқарган суюқлик ёки газларнинг оғирлигига тенг ва юқорига йўналган куч таъсир қилади.

Суюқликга ботирилган жисмга иккита куч: вертикал пастга йўналган P оғирлик кучи ва вертикал юқорига йўналган F_A Архимед кучи таъсир қилади. У вақтда бу кучларнинг таъсирида жисм катта куч томонга ҳаракат қилади. Бунда қуйидаги уч ҳол бўлиши мумкин:

1) Агар жисмнинг оғирлиги P Архимед кучи F_A дан катта ($P > F_A$) бўлса жисм $F = P - F_A$ пастга йўналган натижаловчи куч таъсирида суюқликда чўка бошлайди.

2) Агар жисмнинг оғирлиги P Архимед кучи F_A га тенг ($P = F_A$) бўлса, жисмга таъсир қилувчи натижаловчи куч нолга тенг $F = 0$ бўлгани учун жисм суюқликнинг ихтиёрий жойида мувозанатла, яъни муаллақ ҳолатда бўлади.

3) Агар жисмнинг оғирлиги P Архимед кучи F_A дан кичик ($P < F_A$) бўлса, жисм $F = P - F_A$ натижаловчи юқорига йўналган куч таъсирида суюқликдан қалқиб чиқади ва сузиб юради. Суюқлик юзида сузиб юривчи жисмнинг оғирлиги бу жисм сиқиб чиқарган суюқлик ҳажмининг оғирлигига тенг бўлади.

6.4. ИДЕАЛ СУЮҚЛИКНИНГ ҲАРАКАТИ ВА УЗЛУКСИЗЛИК ШАРТИ

Идеал суюқлик ҳаракатини икки хил усул билан текшириш асосида ҳаракат қонуниятларини аниқлаш мумкин.

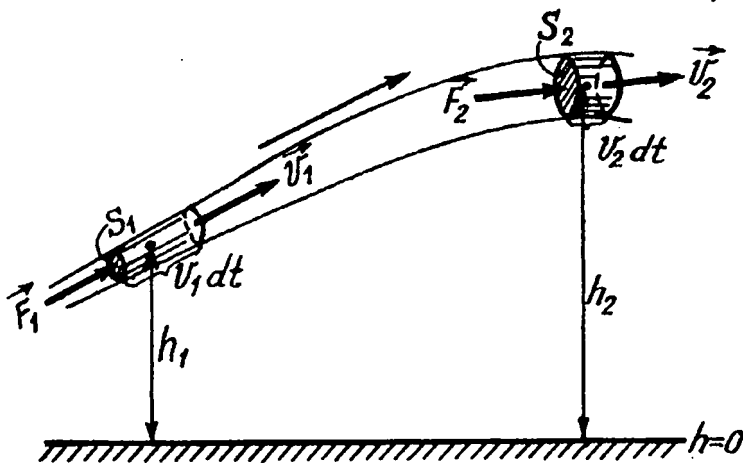
Биринчи усул: суюқликнинг алоҳида заррача ҳаракатини кузатиш асосида вақтнинг ҳар бир моментида бу заррачанинг ўрнини ва тезлигини, шу билан суюқлик барча заррачаларининг траекторияларини ҳам аниқлаш мумкин.

Лекин жуда қулай бўлган иккинчи усулда, суюқлик заррачаларини кузатмасдан фазонинг алоҳида нуқталарини кузатиб, шу нуқталардан суюқлик заррачалари қандай тезлик билан ўтаётганини қайд қилиб бориш йўли билан суюқлик ҳаракатининг қонуниятларини тушунтириш мумкин. Бу усулга Эйлер усули дейилади. Агар фазонинг битта нуқтаси эмас, балки ҳар хил нуқталари кузатилиб, вақт қайд қилинса, суюқлик тезликлари тақсимотининг оний манзараси—тезликлари майдони ҳосил бўлади. Суюқликнинг тезлик майдони оқим чизиқлари деб аталувчи чизиқлар билан тасвирланади (6.4-расм). Оқим чизиқлари деб, шундай эгри чизиқларга айтиладики, унинг ҳар бир

6.5. БЕРНУЛЛИ ТЕНГЛАМАСИ ВА УНИНГ ТАТБИҚИ

Реал суюқлик ва газлар ҳаракатини текшириш жуда мураккаб масалалар. Бу масалани соддалаштириш учун ички ишқаланиш кучлари ҳисобга олинмайдиган идеал суюқликнинг ҳаракати мисолида қараб чиқамиз. Идеал суюқликда таъсир қилиши мумкин бўлган бирдан-бир сирт кучлари ҳосил қилган p босимдир.

Идеал суюқликнинг бирор консерватив куч майдонидаги, жумладан оғирлик майдонидаги барқарор оқимини қараб чиқамиз. Бу оқимга энергиянинг сақланиш қонунини татбиқ қилиб, идеал суюқликнинг оқим тезлиги ва босими орасидаги боғланишни аниқлаймиз. Бунинг учун идеал суюқликнинг барқарор оқими ичида кўндаланг кесим юзлари S_1 ва S_2 бўлган оқим найини ажратиб оламиз (6.6-расм).



6.6-расм

S_1 ва S_2 кесимлар орқали dt вақт давомида най бўйлаб ўтган суюқлик элементар массалари маркази бирор горизонтал сатҳдан баландликлари мос равишда h_1 ва h_2 бўлсин.

Соддалик учун фараз қилайлик, сув оқимида иссиқлик алмашуви мавжуд бўлмасин, яъни $dq = 0$ бўлсин. У вақтда $T = \text{const}$ бўлиб, суюқлик ички энергиясининг ўзгариши $du = 0$ бўлади. Бу ҳолда энергиянинг сақланиш қонунига биноан dt вақт оралиғида оқиб ўтган суюқлик тўлиқ энер-

гиясининг ўзгариши $dw_T = dw_k + dw_n$ ташқи кучнинг бажарган иши δA га тенг бўлади:

$$dw_k + dw_n = \delta A \quad (6.17)$$

Бу ерда суюқликнинг dm массасига мос келган кинетик, потенциал энергияси ва ташқи кучнинг бажарган иши куйидаги кўринишга эга:

$$\left. \begin{aligned} dw_k &= dw_{k_2} + dw_{k_1} = \frac{dm \cdot v_2^2}{2} - \frac{dm \cdot v_1^2}{2} = \frac{dm}{2} (v_2^2 - v_1^2) \\ dw_n &= dw_{n_2} + dw_{n_1} = dm \cdot gh_2 - dm \cdot gh_1 = dm \cdot g(h_2 - h_1) \end{aligned} \right\} (6.18)$$

$$dA = dA_2 - dA_1 = F_2 dl_2 = F_1 dl_1 = p_2 s_2 v_2 dt - p_1 s_1 v_1 dt. \quad (6.19)$$

Суюқликнинг узлуксиз шартига биноан $v_1 s_1 = v_2 s_2$ бўлгани учун охириги ифодадаги $vsdt$ кўпайтмани

$$s_1 v_1 dt = s_2 v_2 dt = dv = \frac{dm}{\rho}. \quad (6.20)$$

кўринишда ёзиш мумкин. (6.19) ни (6.20) га биноан бундай кўринишда ёзамиз:

$$dA = p_2 \frac{dm}{\rho} - p_1 \frac{dm}{\rho} = \frac{dm}{\rho} (p_2 - p_1). \quad (6.21)$$

Шундай қилиб, (6.18) ва (6.20) ифодаларни (6.17) га қўйилса

$$\frac{dm}{\rho} (v_2^2 - v_1^2) + dm \cdot g(h_2 - h_1) = (p_2 - p_1) \frac{dm}{\rho}$$

ифода келиб чиқади. Бу ифодани $\frac{dm}{\rho}$ га бўлиб, мос равишда бир хил индексли катталикларни бир томонга ўтказилса,

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2 \quad (6.22)$$

муносабат ҳосил бўлади. Бу муносабат оқим найининг ихтиёрый кесимлари учун ҳам ўринлидир. У вақтда (6.22) формулани умумий кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = \text{const}. \quad (6.23)$$

Бу муносабатга Даниэл Бернулли (1700—1782) тенгламаси деб аталади. Бунга ρ — суюқлик зичлиги; v — оқим тезлиги; h — оқим чизигининг бирор сатҳдан баландлиги.

Бернулли тенгламасидаги қўшилувчи ҳадларнинг физик маъносини аниқлайлик:

1. Учинчи қўшилувчи p катталиқ суюқлик ичидаги босимни англатади. Унга статик босим дейилади.

2. Иккинчи қўшилувчи $\rho dh = p_{\text{гид}}$ гидростатик босим дейилади.

3. Биринчи қўшилувчи $\frac{\rho v^2}{2} = p_{\text{дин}}$ эса динамик босим дейилади.

У вақтда Бернулли тенгламасини бундай таърифлаш мумкин:

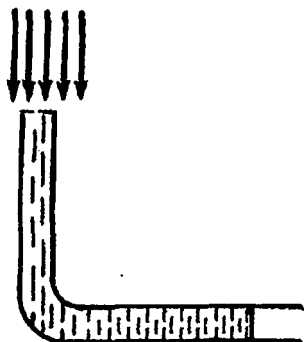
Идеал суюқлик барқарор оқимидаги тўла босим динамик, гидростатик ва статик босимларининг йиғиндисига тенг.

Кўплаб мураккаб масалалар Бернулли тенгламаси (6.23) нинг татбиқи асосида осонгина ҳал қилинади, жумладан:

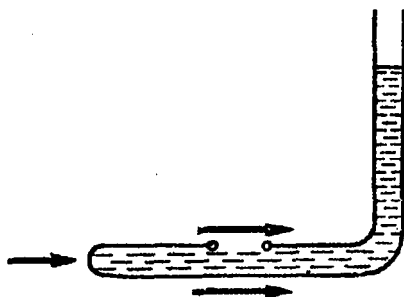
1. Агар оқим чизиги горизонтал бўлса, (6.23) тенгламага биноан суюқликнинг тўла босими p_0 динамик ва статик босимларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$p_0 = \frac{\rho v^2}{2} + p. \quad (6.24)$$

Фазонинг маълум нуқтасида суюқликнинг тўла босими p_0 ни ва статик босим p ни ўлчаб, суюқликнинг шу нуқтадаги тезлигини ҳисоблаб топиш мумкин. Тўла босимни ўлчаш учун Пито (1695—1771) найи ишлатилади. Пито найи—ингичка букилган манометрик най бўлиб, очиқ учи билан суюқлик оқимига қарши ўрнатилади (6.7- расм). Пито



6.7- расм



6.8- расм

найига йўналган оқим чизиқлари суюқлик тинч бўлган жойида тугалланади. Шунинг учун ҳам Пито найида ҳосил бўлган суюқлик устунининг баландлиги тўла босим p_0 ни кўрсатади.

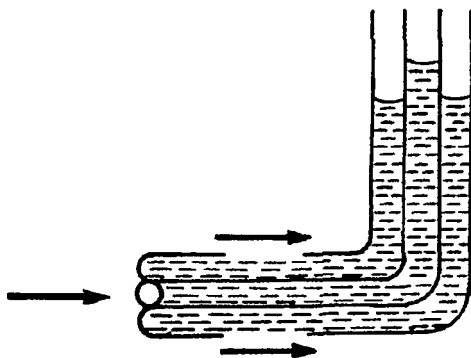
Туташ муҳтидан иборат бўлган қувурдаги сув оқимининг, самолёт атропофидаги ҳаво оқимининг тўла босими p_0 Пито найи билан ўлчанса, статик босим p эса зонд найи деб аталувчи иккинчи хил манометрик найи билан ўлчанади. Зонд найи (6.8- расм) ҳам Пито найига ўхшаш бўлиб, олд қисми кавшарланган ва ён деворида кичик дарчаси бор. Амалда тўла босим p_0 ни ва статик босим p ни бир вақтда ўлчаш учун Пито ва зонд найини бирга қўшиб, 6.9- расмда тасвирлангандек қўш най кўринишида ясалади. Бундай қўш найча Прандтель (1875—1953) найи деб аталади. Бу най кўрсатган босимлар фарқи $p_0 - p = \frac{\rho v^2}{2}$ дан туташ муҳтининг оқим тезлиги v ни осонгина аниқлаш мумкин.

Шуни айтиш керакки, эркин сирт суюқликка, жумладан дарёга туширилган Пито найи динамик босим

$p_{\text{дин}} = \frac{\rho v^2}{2}$ кўрсатади, ундан тўғридан-тўғри оқим тезлиги v ни осонгина аниқлаш мумкин.

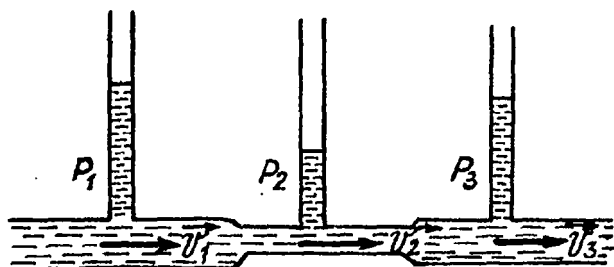
2. Агар кўндаланг кесим юзи ҳар хил най горизонтал, яъни $h_1 = h_2$ бўлса, Бернулли тенгламаси (6.22) қуйидаги кўринишни олади:

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} = \text{const} . \quad (6.25)$$



6.9- расм

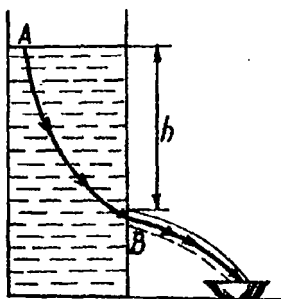
Шундай қилиб, (6.25) дан кўриладики, сувнинг оқим тезлиги қанча катта бўлса, суюқликнинг статик босими шунча кичик бўлади ва аксинча. Суюқликнинг узлуксизлик шarti (6.10) га асосан $s_1 > s_2$ бўлса, $v_1 < v_2$ бўлиб, $p_1 > p_2$ бўлади. Бошқача қилиб айтганда найнинг тор жойида тезлик ортса, босими камаяди. 6.10-расмда кесим юзи ўзгарувчан горизонтал шиша найга вертикал найчалар кавшарланган. Бу найчалар манометр вазифасини ўтайди. Найдан сув юборилса, тор жойда босим энг кичик, оқим тезлиги энг катта ва аксинча, кенг жойда босим энг катта, оқим тезлиги эса энг кичик бўлади (6.10- расмга қ.).



6.10- расм

Суюқлик босими p нинг оқим тезлиги v га боғланиши техникада кенг қўлланилади. Жумладан, пульверизатор, карбюратор, сув ўлчов асбоби («водомер») ва шунга ўхшаш асбоблар ясалган.

3. Торичелли формуласи. Идсал сиқилган суюқликнинг кенг идиш деворидаги ёки тубидаги кичик тешикчадан оқиб чиқишини қараб чиқамиз. Суюқлик заррачалари кўндаланг



6.11- расм

йўналишларда тезликларга эга бўлган ҳолда тешикка яқинлашиб келади (6.11-расм). Суюқлик кичик тешикдан оқиб чиқишида оқим чизиклари эркин сиртга яқин жой ($v = 0$) дан бошланиб, тешикча орқали ўтади. Маълумки, Бернулли тенгнамаси ҳар қандай оқим чизиклари учун ўриналидир. У вақтда Бернулли тенгнамасини бирор оқим чизиғи А ва В нуқталарга татбиқ қиламиз (6.11-расм). А нуқтада

заррача тезлиги нолга тенг бўлиб, В нуқтадагиси v бўлсин. У вақтда Бернулли тенгламасидан: $p_0 + \rho gh = p_0 + \frac{\rho v^2}{2}$, бунда p_0 —атмосфера босими; h —сув оқаётган тешикдан эркин сиртгача бўлган баландлик. Бундан қуйидаги натижа келиб чиқади:

$$v = \sqrt{2gh}.$$

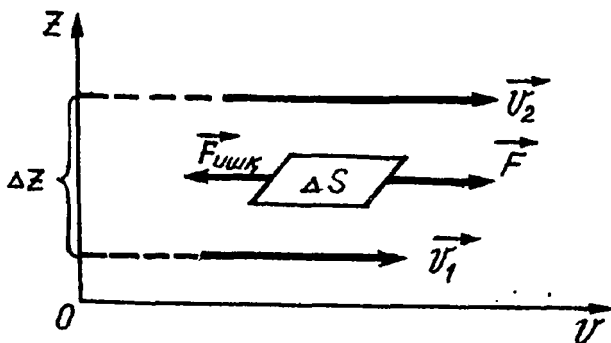
(6.26) формуладан кўринадики, идиш тубидаги тешикдан оқиб чиқаётган сувнинг тезлиги v (6.11-расмга қ.), h —баландликдан эркин тушаётган жисмнинг $v = \sqrt{2gh}$ тезлигига тенг.

6.6. ҚОВУШОҚ СУЮҚЛИКЛАР ГИДРОДИНАМИКАСИ

Гидродинамика сиқилмайдиغان суюқликлар ҳаракатини ва уларнинг қаттиқ жисмлар билан ўзаро таъсирини ўрганадиган гидромеханиканинг бир бўлими. Гидродинамика масалаларини ҳал қилишда механиканинг асосий қонунлари ва усулларидан фойдаланилади.

Реал суюқликларда нормал босим кучларидан ташқари ҳаракатланувчи суюқлик элементлари чегараларида ички ишқаланишнинг ёки қовушоқликнинг тангенциал (уринма) кучлари ҳам таъсир қилади. Шунинг учун ҳам суюқлик қатламларининг бир-бирига нисбатан ҳаракатланиши жараёнида улар орасида ички ишқаланиш, яъни қовушоқлик ҳосил бўлади.

Ички ишқаланиш, кўчирилиш ҳодисалардан бири бўлиб, ихтиёрий туташ муҳитда кузатилади. Суюқликларда ички ишқаланишнинг ҳосил бўлиш сабабларини гидродинамика ва молекуляр кинетик назария асосида қараб чиқиш мумкин. Суюқликнинг қовушоқлиги суюқлик молекулаларининг бир қатламдан иккинчи қатламга импульсни кўчириб ўтиши асосида ҳосил бўлади. Суюқлик молекулалари газ молекулалари каби эркин ҳаракат қила олмайди, улар тебранма ҳаракат қилиб, вақти-вақти билан кўчади, бунда силжиш масофаси уларнинг ўлчамлари тартибда бўлади. Суюқлик зичлиги катта бўлгалиги сабабли молекулаларнинг илгариланма ҳаракати чеклангандир. Паст температурада суюқлик молекулаларининг сакраб кўчиши жуда сийрак бўлганлиги сабабли, суюқликнинг қовушоқлиги газларникига нисбатан жуда катта бўлади. Суюқликнинг



6.12-расм

қовушоқлиги температурага кучли боғлиқ бўлиб, температура ортиши билан тез камая боради.

Суюқлик ҳаракатланганда унинг қатламлари орасида юзага келган ички ишқаланиш кучлари қатламлар тезликларини тенглаштиришга иштилади. Бу кучларнинг юзага келишини қуйидагича тушунтириш мумкин: ҳар хил тезликлар билан ҳаракатланувчи қатлам молекулаларининг тартибсиз ҳаракати натижасида секинроқ ҳаракатланувчи қатламга импульс кўчади. Бу эса импульснинг ўзгаришига сабаб бўлади. Ўз ўрнида импульснинг $d\vec{p}$ ўзгариши куч импульси $\vec{F}dt$ га тенг, яъни $d\vec{p} = \vec{F}dt$ бўлгани учун, қатламлараро параллел жойлаштирилган текисликка уринма равишда йўналган ички ишқаланиш кучи $\vec{F}_{\text{ишк}}$ ни ҳосил қилади. Тажрибадан аниқланган Ньютон қонунига биноан икки қатлам орасидаги ички ишқаланиш кучи (6.12-расм):

$$\vec{F}_{\text{ишк}} = -\eta \frac{dv}{dz} \Delta S, \quad (6.27)$$

бунда ΔS —суюқлик қатламларига параллел жойланган юзача, $\frac{dv}{dz}$ —тезлик градиенти, η —пропорционаллик коэффиценти бўлиб, у суюқлик табиатига, ҳолатига ва ҳароратига боғлиқ бўлиб, у ички ишқаланиш коэффиценти ёки қовушоқлик коэффиценти, ёки қисқача қилиб суюқликнинг қовушоқлиги ҳам дейилади, «—» минус ишора $\vec{F}_{\text{ишк}}$ ички ишқаланиш кучи суюқлик қатламининг ҳаракатига тескари йўналганлигини ифодалайди.

(6.27) дан суюқликнинг қовушоқлиги миқдор жиҳатдан қуйидагига тенг бўлади:

$$|\eta| = \frac{\bar{F}_{\text{ишқ}}}{dv/dz \cdot \Delta s}. \quad (6.28)$$

Агар (6.28) да $\frac{dv}{dz} = 1$ ва $\Delta s = 1$ бўлса, $|\eta| = F_{\text{ишқ}}$ бўлганлигидан суюқликнинг қовушоқлиги қуйидагича таърифланади:

Суюқликнинг қовушоқлиги деб, қатламлар тезлик градиенти бир бирликка тенг бўлганда, қатламлараро жойлашган юза бирлигига уринма равишда таъсир қилувчи ички ишқаланиш кучига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталikka айтилади.

Қовушоқликнинг СИ даги ўлчов бирлиги:

$$|\eta|_{\text{СИ}} = \left| \frac{F_{\text{ишқ}}}{dv/dz \cdot \Delta s} \right|_{\text{СИ}} = \frac{H}{\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}} = \frac{H}{\text{м}^2} \text{с} = \text{Па} \cdot \text{с}$$

Қовушоқликнинг ўлчамлиги:

$$\dim|\eta| = \dim \left| \frac{F_{\text{ишқ}}}{dv/dz \cdot \Delta s} \right| = \frac{LMT^{-2}}{LT^{-1} \cdot L^{-1}L^2} = L^{-1}MT^{-1}.$$

Туташ муҳит (суюқлик)нинг ҳаракатланаётган жисмга таъсир қонуниятини билган ҳолда, унинг қовушоқлик коэффициенти η ни аниқлаш мумкин. Агар r радиусли шарча қовушоқ суюқликда ўзгармас тезлик билан тушаётганда унга таъсир қилувчи ички ишқаланиш кучи:

$$F_{\text{ишқ}} = 6\pi\eta rv. \quad (6.29)$$

Суюқликда текис ($\vec{v} = \text{const}$) ҳаракатланиб тушаётган шарчага пастга томон йўналган \vec{p} —огирлик кучи, юқори томон йўналган \vec{F}_A —Архимед кучи ва шар ҳаракатига қарама-қарши йўналган $\vec{F}_{\text{ишқ}}$ —ички ишқаланиш кучи таъсир қилади (6.13- расм), яъни шарнинг огирлик кучи Архимед ва ички ишқаланиш кучлари билан ўзаро мувозанатлашади:

$$P = F_A + F_{\text{ишқ}}. \quad (6.30)$$

Бунда шарнинг оғирлиги \vec{P} ва унга таъсир қилувчи Архимед кучи \vec{F}_A қуйидагига тенгдир:

$$P = mg = \rho Vg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g; F_A = \rho_0 g V = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g. \quad (6.31)$$

Бу ерда ρ — шар моддасининг зичлиги, ρ_0 — суюқлик зичлиги, r — шарнинг радиуси, g — эркин тушиш тезланиши.

(6.29), (6.31) дан $F_{\text{ишк}}, P, F_A$ кучларнинг ифодаларини

(6.30) га қўйилса, $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g + 6\pi \eta r v$ ёки

$6\pi \eta r v = \frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho - \rho_0)$ бўлади. Ва ниҳоят, бундан суюқликнинг қовушоқлик коэффициентини аниқласак:

$$\eta = \frac{2}{9} \cdot \frac{\rho - \rho_0}{v} r^2 g. \quad (6.32)$$

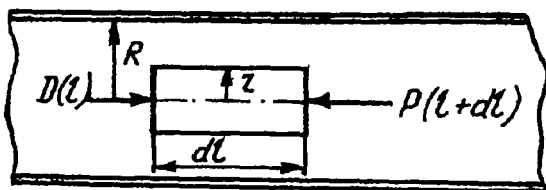
Бу формула шарча ҳаракатига идиш деворининг таъсири бўлмаган, яъни шарча ўлчамига нисбатан идиш деворини чексиз узоқлашган деб қараш мумкин бўлган ҳол учун ўринлидир.

Иккинчи томондан, Стокс формуласидаги ички ишқаланиш кучлари, фақат, суюқликнинг ламинар оқими учунгина тўғридир. *Ламинар (лат. latino — қатлам) оқим деб, суюқлик ёки газ қатламларининг бир-бирига нисбатан сирпанма, бошқача қилиб айтганда, қатламли оқимига айтилади.* Ламинар оқимда суюқлик (ёки газ) қатламлари ўзаро параллел силжийди. Ламинар оқимда вақт бўйича оқим чизиғи ўзгармаганлигидан у стационар — барқарор ҳаракатдан иборат бўлади. Шундай қилиб, (6.32) формула суюқликнинг барқарор ҳаракатига тегишлидир.

6.7. ҚОВУШОҚ СУЮҚЛИКНИНГ НАЙДАН ОҚИШИ. ПУАЗЕЙЛЬ ФОРМУЛАСИ

Қовушоқ суюқлик горизонтал цилиндрик труба бўйлаб оққанда, суюқлик заррачалар тезликлари труба ўқиға параллел йўналганлиги сабабли қовушоқлик кучлари най ўқи йўналишида таъсир қилади.

Қовушоқ суюқлик ўзгармас кесимли горизонтал тўғри найдан барқарор оқиши сабабли, унинг ҳар бир қўлдаланг кесимдаги босим бир хил, бинобарин оқим чизиқлари найча ўқиға параллел йўналган бўлади. Агар бундай



6.13-расм

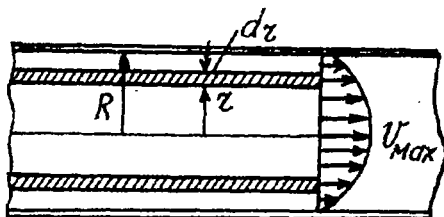
бўлмаганда эди, унда оқим чизиқлари эгилган бўлар ёки найчага кўндаланг йўналган оқим юзага келган бўлар эди. Суюқликнинг доиравий найча деворларига яқин турган ҳамма заррачалари найчага ёпишиб, уларнинг тезлиги нолга тенг; уларга яқин турган ҳалқасимон қатлам симметрия шартлари туфайли бутун айланиш бўйлаб бир хил тезликка эга бўлиши керак. Аммо қатлам тезлиги труба ўқи томон оша боради. Шунинг учун ҳам, оқим тезлиги v найча ўқиғача бўлган r радиуснинг функцияси, яъни $v = f(r)$ дейиш мумкин.

Найчадан оқаётган суюқлик ҳажмида радиуси r , узунлиги dl га тенг цилиндр (6.13- расм) ажратиб оламиз ва ҳаракатланиш қонуниятини қараб чиқамиз.

Биринчидан, суюқлик оқими барқарор бўлгани учун ажратиб олинган цилиндр асосига таъсир қилувчи босим кучи dF (6.13- расмга қ.) $dF = [p(l) - p(l + dl)]ds$ бўлади: бунда $p(l + dl) - p(l) = \frac{dp}{dl} dl$ ва цилиндр асосининг юзи $s = \pi r^2$ бўлгани учун босим кучи қуйидаги кўринишга келади:

$$dF = -\frac{dp}{dl} dl \cdot \pi r^2 = -\pi r^2 \frac{dp}{dl} dl. \quad (6.33)$$

Иккинчидан, элементар цилиндрининг ён сиртига уринма равишда таъсир қилувчи ички ишқаланиш кучи $clF_{\text{ишқ}}$ (6.27)га асосан қуйидагига тенг бўлади (6.14- расм):



6.14-расм

$$dF_{\text{ишқ}} = -\eta \frac{dv}{dr} ds_{\text{ен}},$$

бунда $ds_{\text{ен}}$ —элементар цилиндрнинг ён сирти бўлиб,
 $ds_{\text{ен}} = -2\pi r dl$ бўлгани учун:

$$dF_{\text{ишқ}} = -2\pi r \eta \frac{dv}{dr} dl \quad (6.34)$$

Бу ерда η —суюқликнинг қовушоқлик коэффициентини, радиус ортган сари тезлик камая борганлиги учун минус ишора қўйилган.

Суюқлик барқарор оқишида бу икки: босим кучи dF ва ички ишқаланиш кучи $dF_{\text{ишқ}}$ ўзаро мувозанатда, яъни уларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак:

$$-\pi r^2 \frac{dp}{dl} dl - 2\pi r \eta \frac{dv}{dr} dl = 0,$$

бунда

$$2\eta \frac{dv}{dr} = r \frac{dp}{dl}. \quad (6.35)$$

Бунда $v(r)$ —тезлик, $\frac{dv}{dr}$ — тезли градиенти l —нинг ўзга-ришига боғлиқ эмас, бинобарин $\frac{dp}{dl}$ ҳосила ҳам ўзгармас, яъни $\frac{dp}{dl} = \frac{p_2 - p_1}{l} = \text{const}$ бўлиши керак (бунда p_1 —суюқликнинг трубага киришдаги босими, p_2 —эса чиқишдаги босими), l —трубанинг узунлиги. Натижада (6.35) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dv}{dr} = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} r, \quad (6.36)$$

яъни

$$dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} r dr. \quad (6.36a)$$

Маълумки, цилиндр девори яқинида оқим тезлиги $v(R) = 0$ ва $v(r) = v$ эканини ҳисобга олиб, (6.36a)ни r дан R гача интегралланса:

$$\int_v^0 dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\eta l} \int_r^R r dr$$

Бу интегрални ҳисоблаб топамиз:

$$v = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (6.37)$$

Трубанинг ўқи ($r = 0$) да оқим тезлиги максимал бўлиб, тезликнинг қиймати трубанинг диаметри бўйича параболик қонун асосида тақсимланади (6.14-расм). Максимал тезлик қуйидагича бўлади:

$$V_{\max} = \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} R^2. \quad (6.38)$$

Агар труба диаметри бўйлаб суюқлик қатлам тезлигининг тақсимоти маълум бўлса, суюқлик сарфини, яъни трубанинг қўндаланг кесими орқали вақт бирлиги ичида ўтган суюқлик ҳажми Q ни топиш мумкин. Бунинг учун радиуси r ва юзи $ds = 2\pi r dr$ бўлган (6.14-расмга қ.) ҳалқасимон қатлам орқали вақт бирлиги ичида оқиб ўтган суюқликнинг ҳажми:

$$dQ = \frac{dV}{t} = \frac{1}{t} ds = v \cdot 2\pi r dr = 2\pi v r dr, \quad (6.39)$$

бўлади, бунда $v = \frac{1}{t}$ — оқим тезлиги, унинг ифодасини (6.37)дан (6.39)га қўйилса:

$$dQ = 2\pi \frac{P_1 - P_2}{4\eta l} (R^2 - r^2) r dr = \pi \frac{P_1 - P_2}{2\eta l} (R^2 - r^2) r dv. \quad (6.39a)$$

Бу ифодани 0 дан R гача оралиқда интеграллаб, ҳисоблаш амали бажарилса, трубанинг бутун кесими орқали суюқлик сарфи Q ни топамиз:

$$Q = \int_0^R \pi \frac{P_1 - P_2}{2\eta l} (R^2 - r^2) r dr = \pi \frac{P_1 - P_2}{2\eta l} \int_0^R (R^2 - r^2) r dr = \pi \frac{P_1 - P_2}{8\eta l} R^4. \quad (6.40)$$

Шундай қилиб, *суюқлик сарфи труба учларидаги босимлар фарқига, труба радиусининг тўртинчи даражасига тўғри пропорционал бўлиб трубанинг узунлигига ва суюқликнинг қовушоқлик коэффициентига тесқари пропорционалдир.*

Бу қонуният 1839 йилда Гаген томонидан ва 1840 йилда француз олими Пуазейль томонидан экспериментал асосда бир-биридан мустақил равишда аниқланган. Гаген фақат

сувнинг трубадаги ҳаракатини текширган, Пуазейль умумий ҳолда суюқликларнинг капиллярдан оқишини текширганлиги учун (6.40)га Пуазейль формуласи дейилади. Суюқликнинг қовушоқлик коэффициентини аниқлашнинг экспериментал усуларидан бири Пуазейль формуласи (6.40) га асосланган.

Пуазейль формуласи (6.40) суюқликнинг фақат ламинар оқимлари учун ўринлидир. Оқим тезлиги унча катта бўлмаганда қовушоқ суюқлик оқими ламинар бўлиб қолади. Оқим тезлиги ортиши билан, най учларидаги босимлар фарқининг ортиши билан оқим хусусияти ўзгаради ва барқарор ламинар оқим турбулент (уюрмали) оқимга айланади. Турбулент оқимларга Пуазейль формуласини қўллаб бўлмайди.

6.8. ГИДРОДИНАМИКАНИНГ ЎХШАШЛИК ҚОНУНИ

Икки оқимнинг механик ўхшашлигидан оқим параметрлари ва суюқликларни тавсифловчи зичлик, қовушоқлик ва бошқа доимийларини таққослаш мумкин. Агар ўхшашлик мавжуд бўлса, биринчи жисм учун оқим манзарасини билган ҳолда унга геометрик ўхшаш бўлган бошқа жисмлар учун суюқлик (газлар) оқимининг бир қийматли параметрларини олдиндан айтиб бериш мумкин. Ўхшашлик қонуни кема ва самолётсозликда катта аҳамиятга эга. Жумладан, кема ва самолётлар ўрнига уларнинг кичрайтирилган геометрик ўхшаш моделлари синовдан ўтказилади ва қайта ҳисоблаш йўли билан реал системаларга оид хулосалар чиқарилади.

Бу масалани умумий кўринишда қараб чиқамиз. Суюқликдаги ўхшаш жойлашган нуқталар қуйидаги катталиклар:

\vec{r} — нуқтанинг радиус-вектори, \vec{v} — оқим тезлиги, ρ — зичлиги, η — қовушоқлик коэффициенти, v_0 — оқимнинг чексизликдан нуқтага етиб келган характери тезликлари билан ифодаланади. Суюқликнинг сиқилувчанлиги β нинг ўрнига товушнинг берилган суюқликдаги тарқалиш тезлиги

c дан фойдаланиш мумкин, чунки $c = \frac{1}{\sqrt{\rho\beta}}$. Суюқлик оғирлик кўчи майдонида оқаётган бўлса, эркин тушиш тезланиши \vec{g} ҳам оқимнинг асосий катталикларидан бирига айланади. Агар оқим ностационар (беқарор) бўлса,

оқимнинг l масофадаги тезлигини ифодаловчи характерли τ вақт тушунчаси киритилади. Шундай қилиб, умумий ҳолда суюқлик оқимининг тенгламаси ва \bar{v} , v_0 , \bar{r} , l , ρ , η , c , τ катталиклар ўзаро функционал боғланишга эга бўлади. Бу катталиклардан олтига эрки ўлчамсиз нисбатлар ҳосил қилинган бўлиб, улардан тўрттаси тавсия қилган олимлар номи билан белгиланган. Бу сонлар куйидаги 6.1-жадвалда келтирилган.

6.1-жадвал

Тезлик сони	$T = \bar{v}/v_0;$	(6.41)
Узунлик сони	$Y = \bar{r}/l,$	(6.41, а)
Рейнольдс сони	$Re = \rho l v/\eta,$	(6.41, б)
Фруд сони	$F = v_0^2/gl,$	(6.41, в)
Мах сони	$M = v_0/l.$	(6.41, г)
Струхаль сони	$S = v_0 \tau/l$	(6.41, д)

Ўлчамлик қондасига биноан жадвалдаги сонлардан бири қолганларининг функцияси бўлади, жумладан тезлик сони:

$$T = \bar{v}/v_0 = -f(Y, Re, F, M, S), \quad (6.42)$$

ёки

$$\bar{v} = v_0 f(Y, Re, F, M, S). \quad (6.42a)$$

Бу ифода оқимлар ўхшашлиги умумий қонунининг математик ифодаси бўлиб, у қуйидагича таърифланади.

Агар олтига ўлчамсиз характерли сонлардан бештаси иккита оқим учун бир хил бўлса, олтинчиси ҳам бир хил бўлади.

Ўхшашлик умумий қонунига бўйсунувчи оқимларга механик ёки гидродинамик ўхшашлик дейилади.

6.1-жадвалда келтирилган ўлчамсиз сонлардан: тезлик, узунлик, мах ва струхаль сонлари бир хил катталиклар нисбатидан иборат бўлгани учун уларга изоҳнинг ҳожати йўқ. Лекин Рейнольдс ва Фруд сонлари мураккаброқ кўрилишга эга бўлгани учун уларнинг физик маъноларига тўхталиб ўтамыз.

Рейнольдс сони, Re суюқлик кинетик энергияси $W_k = \frac{1}{2} \rho l^3 v_0^2 \sim \rho l^3 v_0^2$ нинг характерли узунлик l да ички

ишқаланиш кучининг бажарган иши $A \sim \eta v_0 l^2$ га бўлган нисбатига пропорционалдир.

$$\frac{W_k}{A} \sim \frac{\rho l^3 v_0^2}{\eta v_0 l^2} = \frac{\rho l v_0}{\eta} = Re \quad (6.43)$$

Шундай қилиб, Рейнольдс сони суюқлик инерцияси билан оқимдаги қовушоқдигининг нисбий ролини аниқлайди. Рейнольдс сони катта бўлганда инерция асосий роль ўйнайди, кичик бўлганда эса қовушоқлик муҳит аҳамиятли бўлади. Шунини айтиш керакки, Рейнольдс сони Re нинг тахминий қиймати топилади, чунки характерли l узунлиги ва характерли v_0 тезликни аниқ ўлчаб бўлмайди.

Фруд сони F ҳам Рейнольдс сонига ўхшаш маънога эга. Фруд сони F суюқлик кинетик энергияси W_k нинг характерли l узунликка тенг масофада оғирлик кучининг бажарган ишига бўлган нисбатни ифодалайди. Фруд сони қанча катта бўлса, инерциянинг оғирликка нисбатан аҳамияти шунча катта бўлади ва аксинча.

Стационар (барқарор) оқимлар характерли τ вақт, u билан бирга Струхаль сони ҳам чексизликка айланади, яъни $\tau = \infty$ ва $s = \infty$ бўлади. U вақтда (6.42а) ифодадан Струхаль сони s тушиб қолади. Иккинчидан сиқилмас суюқлик учун Мах сони нолга айланади. Шундай қилиб, сиқилмас суюқликнинг барқарор оқими учун (6.42а) қуйидаги кўринишга келади:

$$\bar{v} = v_0 f(Y, Re, F). \quad (6.44)$$

Рейнольдс ва Фруд сонлари бир хил бўлганда оқимлар ўхшашдир. Бу ҳолда самолёт моделини ўхшашлик қонуни асосида текшириш мумкин.

6.9. ГИДРОДИНАМИК БЕҚАРОРЛИК ВА ТУРБУЛЕНТЛИК

Ламинар оқимнинг муҳим хусусиятларидан бири унинг берқарорлигидир. Ламинар оқимда суюқлик ёки газ заррачалари бир-бирига аралашмайдиган қатламлар тарзида битта йўналишда кўчади. Ламинар оқаётган суюқлик ёки газга фақат таъсир қилувчи кучларнинг ёки ташқи шароитларни ўзгартириш натижасидагина вақт ўтиши билан оқимнинг барқарорлигини ўзгартириш мумкин. Жумладан,

суyoқлик ёки газ oқимининг тезлигини ошира бoриб, критик тезлик деб аталувчи $v_{кр}$ тезликдан бошлаб ламинар oқимнинг беқарор oқимга айланиши сабабли oқимнинг қатлам ҳолати бузилади ва суyoқлик (ёки газ) ларнинг аралашмаси, яъни турбулентлик ҳолисаси содир бўлади.

Турбулентлик — суyoқлик ёки газларнинг кўпчилик oқимларида кузатиладиган ҳамда бу oқимларда турли ўлчамли жуда кўплаб уюрмалар ҳосил бўладиган ҳодиса. Бу ҳодиса туфайли гидродинамик ва термодинамик характеристикалар: тезлик, бoсим, ҳарорат, зичликдан иборат катталиклар вақт ўтиши билан тез ва тартибсиз ўзгариб туради, яъни флуктуацияланади.

Турбулентлик кузатиладиган суyoқлик oқимига турбулент оқим дейилади. Бундай oқимда суyoқлик ва газнинг заррачалари тартибсиз, нотурғун ҳаракат қилади ҳамда уларнинг жадал аралашувига олиб келади.

Жўшқин тоғ oқимларидаги, шаршаралардаги ёки тез сузаётган кеманинг куйруғидаги ҳаракати, заводлар трубаларидан чиқаётган тутуннинг айланувчи ҳалқалар кўринишидаги ҳаракати ва шу кабилар турбулент oқимга мисол бўла олади.

Шундай қилиб, турбулентлик маълум шароитларда ламинар oқимларнинг гидродинамик беқарорлиги oқибатида юзага келади. Турбулентликнинг ҳосил бўлишида қовушоқликнинг ҳиссаси ҳам каттадир. Қовушоқлик кучлари суyoқлик кинетик энергияси, яъни oқим тезлигини камайтириб, беқарорликнинг ривожланишига қаршилиқ қилиб, ламинар oқимнинг беқарорлик соҳасини торайтириб боради.

Oқим тезлиги ортиши билан ламинар ҳаракат турбулент ҳаракатга айлана боради. Суyoқликнинг ламинар oқими турбулент oқимга ўтишидаги oқим тезлигига критик тезлик дейилади. Бундай тезлик ўрнига юқорида баён қилинган ўлчамсиз катталиқ — Рейнольдс сони Re дан фойдаланиш кулайдир. Ҳақиқатан ҳам маълум шароитта мос Рейнольдс сонининг $Re_{кр}$ критик қийматида ламинар oқим турбулент oқимга айланади. Гидродинамик ўхшашлик қонунида баён қилинган мулоҳазалар турбулент oқимга ҳам, шунингдек ламинар oқимдан турбулент oқимга ўтиш режимига ҳам тегишлидир. Бунга асосан Рейнольдс қуйидаги қонунни таърифлади; *геометрик системаларда ламинар oқимнинг турбулент oқимга ўтиши Рейнольдс сонининг бир хил $Re_{кр}$ қийматларида содир бўлади.* $Re_{кр}$ нинг

қиймати суюқлик айланиб ўтаётган жисмнинг шаклига ва ламинар оқимнинг галаёнланиш даражасига боғлиқ. Жумладан, водопроводга уланган оддий цилиндрик трубадаги сув оқими учун критик Рейнольдс сони

$Re_{кр} = \frac{\rho \bar{v}}{\eta} = 1000$. Деворлари силлиқланган, иккинчи учи думалоқ қайтарилган найни катта идишдаги сувга улаб, ундаги сув мувозанати сақлаб турилса, $Re_{кр} = 25\,000$ гача ламинар оқимни сақлаб туриш мумкин.

Оқим қатлам-қатлам (ламинар) бўлганда, ишқаланиш кучи Стекс формуласи (6.29) га асосан, тезликнинг биринчи даражасига пропорционал бўлади:

$$F_{ишк} = 6\pi\eta r v \quad (6.29)$$

бунда η — суюқликнинг қовушоқлик коэффициенти, r — суюқликда тушаётган шарчанинг радиуси, v — шарчанинг суюқликдаги тушиш тезлиги пропорционал бўлади. Агар оқим уюрмали (турбулент) бўлса, ишқаланиш кучи тезликнинг квадратига тўғри пропорционал бўлади:

$$F_{ишк} = \frac{C\rho S v^2}{2}, \quad (6.45)$$

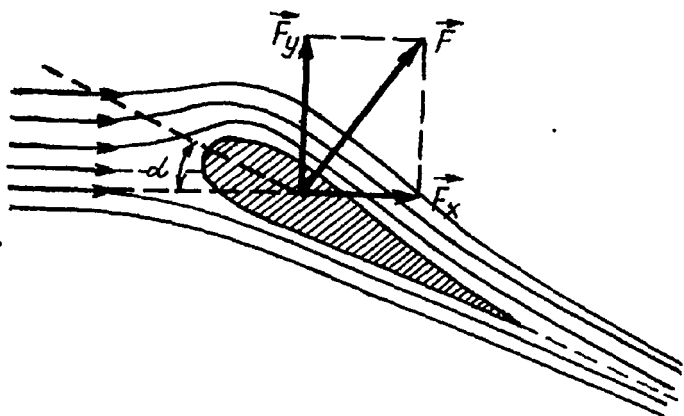
бунда C — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, суюқликда ҳаракатланаётган жисм шаклига боғлиқ.

6.10. ЖИСМЛАРНИНГ СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАРДАГИ ҲАРАКАТИ. ЧЕГАРАВИЙ ҚАТЛАМ

Қаттиқ жисм суюқлик ёки газларда ҳаракатланганда улар орасида таъсир кучлари мавжуд бўлади. Шунинг учун ҳам қаттиқ жисм суюқликда ҳаракатланиш жараёнида қаршиликка учрайди.

Суюқлик оқими томонидан жисмга таъсир қилувчи куч \vec{F} ни оқим йўналишидаги \vec{F}_x ва оқимга перпендикуляр \vec{F}_y ташкил этувчиларга ажратиш мумкин (6.15-расм). \vec{F}_x кучга — пешона қаршилик кучи, \vec{F}_y кучга эса кўтариш кучи деб аталади.

Пешона қаршилик кучи \vec{F}_x икки хил кучдан: жисмнинг олдинги ва орқадаги сиртларига таъсир қилаётган босимлар фарқидан ва қовушоқлик ишқаланиш кучларидан иборат. Тезлик катта бўлганда, яъни Рейнольдс сони Re катта



6.15-расм

бўлганда босим фарқи устунлик қилса, кичик тезликларда қовушоқлик кучлари устунлик қилади.

Дастлаб идеал суюқликнинг ламинар оқимини қараб чиқамиз.

Оқимнинг симметрия ўқи бўйлаб жойлашган симметрик жисмларга оқимнинг кўрсатадиган таъсир кучи фақат пешона қаршилик кучи \vec{F}_x дан иборат бўлиб, бу ҳолда кўтарувчи \vec{F}_y куч эса нолга тенг бўлади.

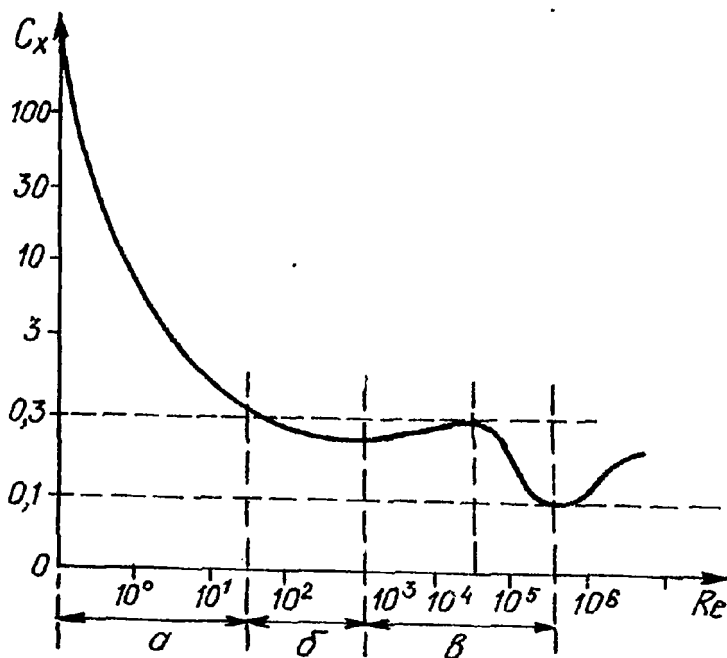
Пешона қаршилик кучи жисмнинг шакли ва ўлчамлигига, оқим тезлигига ва суюқликнинг физик хоссасига боғлиқдир. Тажрибанинг кўрсатишича, пешона қаршилик кучи \vec{F}_x суюқлик оқимининг гидродинамик босими

$p_{\text{гин}} = \frac{\rho v^2}{2}$ ни жисмнинг оқимга перпендикуляр бўлган йўналишига проекциясининг юзи S га кўпайтмасига пропорционалдир:

$$F_x = p_{\text{гин}} S = C_x \frac{\rho v^2}{2} \cdot S. \quad (6.46)$$

Бунда C_x — жисмнинг шакли, ўлчамлигига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти бўлиб, унга пешона қаршилик коэффициенти дейилади.

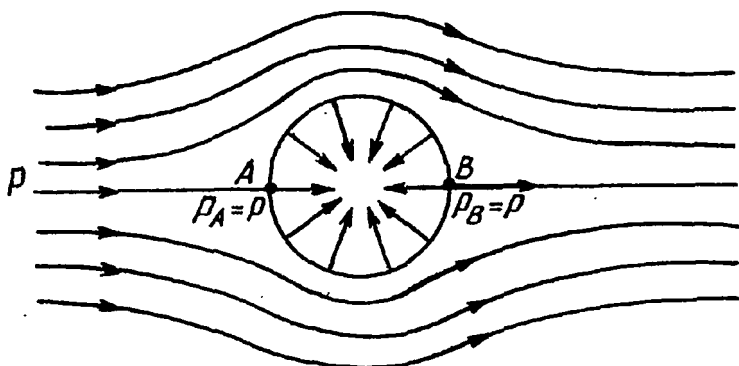
Умуман айтганда, жисмнинг пешона қаршилик коэффициенти C_x Рейнольдс сонини Re га боғлиқ бўлган ўзгармас



6.16-расм

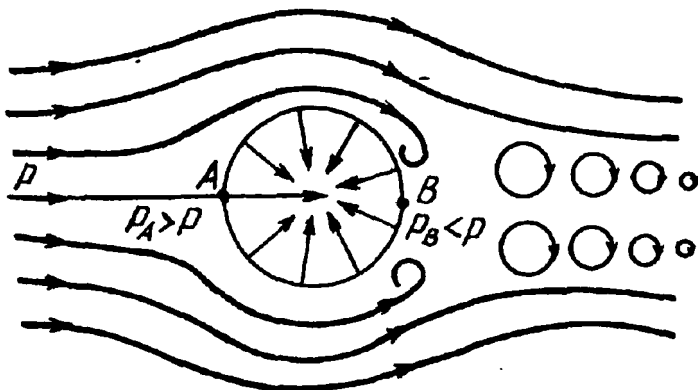
катталиқдир. 6.16-расмда шар пешона қаршилик коэф-фициенти C_x нинг Рейнольдс сони Re га боғланиш графиги $C_x = f(Re)$ тасвирланган. Графикдан кўринадики, Рейнольдс сони $(Re = \frac{vL}{\eta})$ оқим тезлигига пропорционал бўлганлигидан Re нинг 0 дан 100 га бўлган қиймати оралигида пешона қаршилик кучи \vec{F}_x оқим тезлигига пропорционал равишда ўзгариб, кейинги Re нинг 100 дан $\sim 1,5 \cdot 10^5$ қийматлари оралигида пешона қаршилиги кучи \vec{F}_x оқим тезлигининг квадратига пропорционал бўлади. $Re \approx 1,5 \cdot 10^5$ қийматга эришганда C_x коэффицент кескин камайиб, кейин деярли ўзгармай қолади. Шундай қилиб, $C_x = f(Re)$ графикда a соҳа — чизиқли боғланиш соҳаси; b — соҳа — биринчи квадратик боғланиш соҳаси ($C_x=0,4$) $в$ —соҳа—иккинчи квадратик боғланиш соҳаси ($C_x=0,1-0,4$).

Пешона қаршилик кучи \vec{F}_x нинг қандай шароитда ҳосил бўлишини қараб чиқайлик. Агар жисм қовушоқлиги



6.17-расм

бўлмаган суюқликда ҳаракатланса, оқим силлиқ жисм (шар)ни айланиб ва оқим найлари шарга нисбатан мутлақо симметрик жойлашади. Қовушоқлик кучлари бўлмагани учун шарнинг сиртига фақат статик босим кучи таъсир қилади. Оқим шар олдида ва орқасида симметрик бўлгани учун бу нуқталарда тезлик ҳам бир хил, босим ҳам бир хил бўлади (6.17-расм). Бинобарин, идеал суюқлик оқимида турган шарга таъсир қилувчи натижаловчи куч нолга тенг бўлади. Шундай қилиб, идеал сиқилмас суюқлик ламинар оқимида ёки бундай суюқлик ичида текис ҳаракат қилаётганда пешона қаршилиқ кучи нолга тенг бўлади. Бу хулоса ўз даврида Даламбер (1717—1783) парадокси номини олган.



6.18-расм

Оқим тезлиги катта бўлганда манзара тубдан ўзгаради (6.18-расм). Жисмнинг орқа томонида уюрмалар ҳосил бўлади, улар вақти-вақти билан узилиб туради. Оқим бу уюрмаларни олиб кетиши сабабли уюрмалардан иборат йўл ҳосил бўлади. Жисмдан анча узоқда уюрмалар йўқолиб, оқим яна ламинар бўлиб қолади. Бунинг натижасида жисм орқа томонидаги уюрмали соҳа босими p_a олдиндаги p_a дан кичик бўлади. Шунинг учун бу ҳолда, идеал суюқлик томонидан жисмга пешона қаршилиқ кучи таъсир қилади: бу қаршилиқ уюрмали қаршилиқ ҳам деб аталади.

Жисм қовушоқ суюқликларда ҳаракатланганда эса бошқачароқ ҳодиса кузатилади. Бу ҳолда жуда юпқа суюқлик қатлами жисмнинг сиртига ёпишиб олади ва у билан бирга ҳаракатланиб, ёнидаги қатламларга ишқаланиши сабабли эргашиб кетади. Жисмнинг сиртидан узоқлаша борган сари суюқлик тезлиги жуда тез ўса боради. Бу тез ўсиш сирт яқинидаги суюқликнинг юпқагина қатламида содир бўлиб, бу қатламга чегаравий қатлам дейилади.

Чегаравий қатлам деб, суюқлик заррачаларининг тезлиги нолга тенг қаттиқ жисм сиртидан суюқликнинг оқим тезлигига тенг бўлган қатламгача, яъни тезлик градиенти мавжуд бўлган қатламга айтилади.

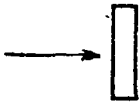
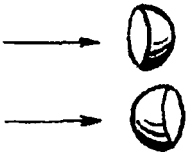
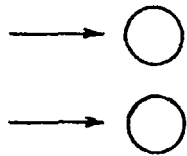
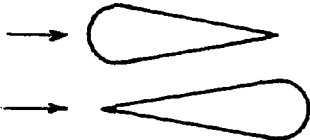
Чегаравий қатламнинг қалинлиги δ ни тўла ва қатъий аниқлаб бўлмайди, чунки қатламнинг суюқлик томонидаги чегараси кескин ажралмагандир. Чегаравий қатламда қовушоқлик кучлари билан босим фарқидан келиб чиқадиган кучлар бир хил тартибда бўлишини эътиборга олинса, чегаравий қатламнинг қалинлиги δ куйидаги формула асосида аниқланиши мумкин:

$$\delta = \frac{l}{\sqrt{Re}}. \quad (6.47)$$

бунда l — жисмнинг ҳарактерли ўлчами, Re — Рейнольдс сони. Чегаравий қатламда ишқаланиш кучлари мавжуд бўлиб, натижада улар пешона қаршилигини юзага келтиради. Шундай қилиб, қовушоқ суюқликдаги жисмнинг пешона қаршилиги уч сабабга кўра пайдо бўлади: а) қовушоқликнинг уринма кучлари, б) оқимнинг жисмдан ажрлиши туфайли босимнинг қайта тақсимланиши, в) жисмнинг орқасида уюрмаларнинг ҳосил бўлишидан босимнинг тебранишлари.

Куйидаги 6.2-жадвалда турли шакли жисмлар учун Рейнольдс сонига мос келган пешона қаршилиқ коэффициентларининг ўртача қийматлари келтирилган.

6.2-жадвал

Жисм-нинг номи	Жисмнинг шакли ва оқим йўналиши	Рейнольдс сони	Пешона қаршилиқ коэффициенти, C_x
Диск		$0+5 \cdot 10^6$	1,11
Ярим сфера		$0+5 \cdot 10^6$	1,35+1,40 0,30+0,35
Шар		$2 \cdot 10^3+2,5 \cdot 10^5$ $3 \cdot 10^5+7 \cdot 10^6$	0,40 0,10+0,20
Суйри шакли жисм		$1,5 \cdot 10^5+6 \cdot 10^6$	0,045 0,100

6.2-жадвалдан кўриналики, пешона қаршилиги жисм орқа қисми шаклига кучли боғлиқликдир. Жумладан, тумшуги тўмтоқ ва орқа томони бир хил текисланган суйри шаклидаги жисмнинг пешона қаршилиги энг кичик бўлиб, аксинча, учли томони оқимга қаратиб қўйилганда бу

жисмнинг пешона қаршилиги катта бўлади. Шунинг учун ҳам самолётнинг қаноти, тирговичи, шунингдек оқим таъсир қиладиган қисмлари суйри шаклида ясалади.

6.11. САМОЛЁТ ҚАНОТИНИНГ КЎТАРИШ КУЧИ

Ҳаво оқимининг жисмларга таъсири муҳим амалий аҳамиятга эга бўлиб, уни самолёт қанотининг кўтариш кучи мисолида қараб чиқамиз.

Ҳавода ҳаракатланаётган жисмларга таъсир этувчи кучларга *аэродинамик кучлар* дейилади. Агар аэродинамик куч \vec{F} ҳаракатга нисбатан бирор бурчак остида (бу бурчакка ҳужум бурчаги дейилади) йўналган бўлса, уни \vec{F}_y нормал ва пешона қаршилик \vec{F}_x куч — тангенциал ташкил этувчиларга ажратиш мумкин (6.17-расм). Самолёт қаноти ҳаракатланган вақтда юзага келадиغان нормал ташкил этувчи \vec{F}_y кучи самолётни ҳавода ушлаб турадиган кўтарувчи кучдан иборат бўлади.

Самолёт қаноти Жуковский профили деб аталувчи, олд томони юмалоқ ва орқа томони ингичкалашиб кетган ўзига хос суйри шаклга эга бўлади. Қанотнинг кўтарувчи \vec{F}_y кучи билан пешона қаршилик \vec{F}_x кучи, унинг ҳаракатланиши натижасида юзага келган уюрмалар системаларининг қанот билан ўзаро таъсирлашган вақтда ҳосил бўлади.

Назарий ва амалий текширишдан маълум бўлдики, кўтарувчи \vec{F}_y куч ҳаракат тезлиги \bar{v} нинг квадратига, самолёт кўтарувчи сиртининг юзаси S га ва ҳавонинг зичлиги ρ га пропорционалдир, у (6.45) га ўхшаш формула билан аниқланади:

$$F_y = C_y \frac{\rho v^2}{2} S \quad (6.46a)$$

бундаги C_y — пропорционаллик коэффиценти кўтарувчи куч коэффиценти дейилади.

Самолёт қанотининг пешона қаршилиги эса (6.46) формуладан топилади, яъни:

$$F_x = C_x \frac{\rho v^2}{2} S. \quad (6.46)$$

Назарий йўл билан C_x ва C_y коэффициентлар турли шаклдаги қанотлар учун Жуковский ва Чаплигин тавсия қилган формулалар ёрдамида старли аниқлик билан ҳисоблаб чиқарилиши мумкин.

Шундай қилиб, самолётнинг кўтарувчи кучи ва паррак (винт)нинг тортиш кучи назарияларининг асосчиси Николай Егорович Жуковскийдир. У самолётни кўтарувчи куч қанот профилининг геометрик шаклига боғлиқлигини аниқлаган.

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Қандай моддаларга суюқлик ва газлар деб айтилади?
2. Суюқлик ва газларнинг қаттиқ жисмлардан фарқи нимада?
3. Механик кучланиш деб, нимага айтилади? Тангенциал ва нормал кучланиш деб-чи? Унинг «СИ» даги ўлчов бирлиги ва ўлчамлигини ёзинг.
4. Босим деб нимага айтилади? Босим кучи деб-чи? Босимнинг ўлчов бирликлари ва ўлчамлигини ёзинг.
5. Суюқликнинг сиқилувчанлиги деб нимага айтилади? Ҳажмий эластиклик модули деб-чи?
6. Суюқликнинг мувозанат ҳолат тенгламаси ва ҳаракат ҳолат тенгламаларини ёзинг.
7. Паскаль қонунини таърифланг. Суюқлик ва газ устунининг босимиши ифодаловчи формулани ёзинг.
8. Атмосфера босими деб нимага айтилади? Атмосфера босимининг қандай ўлчов бирликларини биласиз?
9. Суюқлик ва газлар учун Архимед қонунини таърифланг.
10. Архимед қонунининг татбиқига фан ва техникадан мисоллар келтиринг.
11. Суюқликдаги жисмнинг муаллақ сузиб юриши ва чўкиш шартлари қандай?
12. Суюқлик ёки газ босими оқим тезлигига қандай боғлиқ?
13. Бернулли формуласини ёзинг ва унинг ҳадлари қандай физик маънога эга?
14. Суюқликдаги ички ишқаланиш ҳодисаси қандай шароитла содир бўлади? Стокс формуласини ёзинг.
15. Суюқликнинг қовушоқлик (ички ишқаланиш) коэффициентини деб нимага айтилади? Унинг ўлчов бирлиги ва ўлчамлиги қандай?
16. Қовушоқ суюқликнинг трубадаги оқимини ифодаловчи Пуазейль формуласини ёзинг.
17. Гидродинамик ўхшашлик қонунини тушунтиринг ва унинг математик ифодасини ёзинг.
18. Ламинар ва турбулент оқим деб қандай оқимга айтилади? Оқим характериши ифодаловчи Рейнольдс сонининг физик маъноси қандай?
19. Ҳаво оқими таъсирида пешона қаршилик кучи ва кўтариш кучи қандай ҳосил бўлади? Улар нимага боғлиқ?

ИККИНЧИ ҚИСМ

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

7-БОБ

ЭЛЕКТРНИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

Ҳозирги вақтда электр ҳодисаси ва қонунларининг замон фан техникасини ўрганишда катта аҳамиятга эга эканлигини инкор қилиб бўлмайди. Шунинг учун ҳам турли хил электр машина ва асбобларининг ишлашини тушуниб олиш, электрнинг хусусияти ва қонунларини оз бўлса ҳам билиб олиш шарт.

Электр юнонча «электрон» сўздан олинган бўлиб, қаҳрабо демакдир. Жумладан, мўйнага ишқаланган қаҳрабо таёқчанинг пат, қоғоз, сомон бўлакчаси, соч ва шунга ўхшаш енгил жисмларни ўзига тортишини эрамиздан олдинги 640—550 йилларда яшаган грек файласуфлари кузатган эдилар. Бу ҳодиса 2000 йил давомида ўрганилмади. Ва ниҳоят инглиз врачлари Жилберт 1600 йили чармга ишқаланган шиша ва бир қатор бошқа моддалар ҳам шундай ҳоссага эга бўлиб қолишини топиб, бу катифётни янада кенгайтди. Бундай ҳолатга келтирилган жисмларни электрланган ёки «қаҳраболанган» жисмлар деб аталди, чунки электрон сўзи қаҳрабо демакдир. Жисмларнинг ўзаро тортишига жисмларнинг электромагнит таъсири дейилди. Жисмларнинг электромагнит таъсирини аниқловчи физик катталиқка электр заряди дейилади. Электр заряди q ҳарфи билан белгиланади.

Электр зарядларининг ўзаро таъсиринга қараб улар турли хил фаразлар билан тушунтирилади. Электр зарядининг бир тури—мусбат, иккинчиси—манфий дейилди.

Зарядлар ишорасини аниқлаш учун шартли равишда чармга ишқаланган шиша таёқчада ҳосил бўлган заряд

мусбат дейилиб, мўйнага ишқаланган эбонит таёқчада ҳосил бўлган зарядни эса манфий деб қабул қилишди.

Табиатда мавжуд бўлган жисмларда ҳар доим ўзаро тенг миқдорда мусбат ва манфий зарядлар бўлиб, улар нейтрал ҳолатда бўлади. Бизга маълумки, ҳамма жисмлар атом ёки молекулалардан ташкил тошган. Атомнинг ўзи ядродан ва унинг атрофида ҳаракатланаётган электронлардан иборат. Электрон—энг кичик манфий зарядли заррача бўлиб, унинг заряди $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, массаси $= 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг.

Ишқаланиш натижасида биридан иккинчисига электронлар ўтиши ҳисобига биринчи жисм мусбат, иккинчи жисм эса манфий зарядланади. Натижада иккала жисм икки хил ишорали заряд билан зарядланади ва ҳар бирининг заряди $q = ne$ бўлади.

Табиатнинг асосий қонунларидан бири бўлган заряднинг сақланиш қонунини 1843 йилда тажриба асосида М. Фарадей кашф қилган бўлиб, у бундай таърифланади:

Ёпиқ (электр изоляцияланган) системадаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ҳар доим ўзгармас қолади.

Агар ёпиқ системадаги заррачаларнинг зарядлари q_1, q_2, \dots, q_n бўлса, заряднинг сақланиш қонунига билинган куйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const} \text{ ёки } \sum_{i=1}^n q_i = \text{const} \quad (7.1)$$

Шунинг қайд қилиш керакки, ёпиқ системадаги элементар заррачалар бир-бирига айланиши, янгидан пайдо бўлиши ва фақат, зарядлар жуфт-жуфти билан йўналиши (аннигиляцияланиши) мумкин бўлган ҳолларда ҳам зарядларнинг сақланиш қонуни (7.1) бажарилади. Бу қонун электр зарядларининг хоссаларидан биридир.

Элементар заряд ва заряднинг дискретлиги.

Элементар заррача материя тузилишининг бошланғич бўлинимас энг кичик заррачасидир. Манфий зарядли элементар заррача электрон (e^-) деб аталади, уни 1897 йили инглиз олими Ж. Томсон кашф қилган. 1919 йилда Э. Резерфорд атом ядросидан уриб чиқарилаётган заррачаларни ўрганишда мусбат заряд (e^+) ли ва массаси электрон массасидан 1836 марта катта бўлган протон p ни кашф қилди. Электрон ва протоннинг зарядлари катталиқ жиҳатидан тенг, ишоралари эса қарама-қаршидир. Шунинг учун ҳам электрон (ёки протон)нинг электр зарядини

элементар заряд деб аталади, унинг сон қиймати $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, га тенг. Текширишлардан ҳар қандай заррачанинг заряди дискрет (лат. discretus—бўлинган, узлукли), яъни узлукли қийматларга эга бўлганлигидаи. ҳар қандай заряд квантланганлиги маълум бўлди. Шундай қилиб, мусбат ёки манфий зарядланган жисмнинг заряди квантланган бўлиб, протон (ёки электрон) заряди e нинг каррали қийматига тенг бўлади, яъни:

$$q = \pm e, \pm 2e, \dots, \pm Ne.$$

Манфий элементар заррача—электрон барча кимёвий элементларнинг таркибига кириши ва эркин яшай олиши, металлларда ва вакуумда ҳаракатланиши билан электр токини юзага келтириши маълумдир.

1932 йилда зарядининг катталиги электрон зарядига тенг, бироқ ипораси мусбат ва массаси электроннинг массасига тенг бўлган позитрон деб аталувчи элементар заррача кашф қилинди. Маълум бўлишича, позитронлар электронлардан фарқли ўлароқ узоқ яшай олмас экан: позитрон электрон билан бирлашиб, нейтраллашар, яъни аннигиляцияланар экан; бунда жуда қисқа тўлқин узунликтаги электромагнит нурланиш ҳосил бўлади.

Атом ядроларининг мусбат зарядлари элементар заряд (e) га нисбатан каррали бўлиб, элементнинг даврий жадвалдаги тартиб номери ядрогаи мусбат элементар зарядлар-протонлар сониини ифодалайди.

Классик электродинамика—электр зарядларининг ҳаракати ва уларнинг ўзаро таъсириини электромагнит майдон воситасида ўрганувчи физиканинг бир бўлими. Классик электродинамика икки қисмга бўлинади. 1. **Классик макроэлектродинамика**—макроскопик электромагнит ҳодисаларнинг классик назариясини ва унинг қонуниятларини Максвеллнинг дифференциал тенгламалари орқали ифодалайди; 2. **Классик микроэлектродинамика**—микроскопик электромагнит ҳодисаларнинг классик назарияси ва унинг қонуниятларини Максвелл—Лоренц дифференциал тенгламалари орқали ифодалайди.

Электродинамика электротехника, радиотехника ва электротехникага оид бошқа фанларнинг назарий асоси ҳисобланади. Классик электродинамика билан бир қаторда нисбийлик назариясига асосланган ҳаракатланувчи

муҳитлар электродинамикаси ҳаракатланувчи системаларда рўй берадиган электромагнит ҳодисаларни ўрганади.

Фазода пайдо бўлган юқори частотали, яъни жуда қисқа тўлқин узунликли ўзгарувчан электромагнит майдонлар узлуксизлик хусусиятини йўқотади, чунки бу ерда узлуклилик хусусияти асосий ўринни эгаллайди. Узлуксизлик хусусиятларига эга бўлган электромагнит майдонларни квант электродинамика ўрганади.

Электродинамика қўзғалмас зарядлар ўзаро таъсири-нинг хусусий ва энг содда ҳоли сифатида электростатикани ўз ичига олади.

7.1. ЭЛЕКТРОСТАТИКАНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНИ — КУЛОН ҚОНУНИ

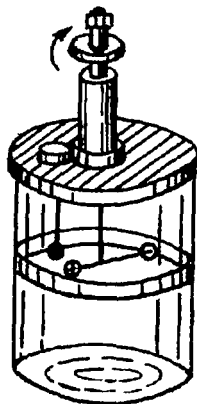
Энди зарядларнинг электромагнит ўзаро таъсирларини миқдорий томондан тавсифлаиш қонунларини қараб чиқайлик. Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсирларини кузатишдан бир хил ишорали зарядланган жисмлар ўзаро итаришиб, қарама-қарши ишорали зарядланган жисмлар эса ўзаро бир-бири билан тортишиши маълум бўлди. Зарядланган тинч турган жисмларнинг ўзаро таъсири жисмларнинг шаклига ва ўлчамларига боғлиқ бўлганилигидан ўзаро таъсир қонунини аниқлашда нуқтавий зарядлар деб аталувчи зарядлардан фойдаланилади. *Нуқтавий заряд деб, ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбат кичик бўлган зарядланган жисмларга айтилади.*

Икки нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир қонунини 1785 йилда француз физиги Ш. Кулон (1736—1806) тажриба йўли билан аниқлаган.

Кулон буралма тарози (7.1-расм) ёрдамида зарядларнинг ўзаро таъсирини текшириб, қуйидаги натижаларни аниқлади:

1. Зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари марказий кучлар, яъни зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандир.

2. Зарядлар орасидаги масофа ўзгармас ($r = \text{const}$) бўлганда уларнинг ўзаро таъсир кучи F зарядлар кўпайтмаси $q_1 \cdot q_2$ га тўғри пропорционалдир.



7.1-расм

3. Зарядлар миқдори ўзгармас ($q_1 = \text{const}$, $q_2 = \text{const}$) бўлганда уларнинг ўзаро таъсир кучи F улар орасидаги масофа r нинг квадратиغا тескари пропорционалдир.

Шундай қилиб, Кулон қонуни бундай таърифланади: вакуумдаги икки нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи заряд катталикларининг кўпайтмасига тўғри, улар орасидаги масофанинг квадратиغا тескари пропорционал бўлиб, зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандир.

$$F = K_1 \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (7.2)$$

бунда: q_1, q_2 — нуқтавий зарядлар, r —зарядлар орасидаги масофа, K_1 —пропорционаллик коэффиценти бўлиб, бирликлар системасига ва муҳитнинг хусусиятига боғлиқ. Бир хил ишорали зарядлар ($q_1 > 0$ ва $q_2 > 0$ ёки $q_1 < 0$ ва $q_2 < 0$) учун $q_1 \cdot q_2 > 0$ ва $F > 0$ бўлиб, зарядлар ўзаро итаришади. Аксинча, ҳар хил ишорали зарядлар ($q_1 > 0$ ва $q_2 < 0$ ёки $q_1 < 0$ ва $q_2 > 0$) учун $q_1 \cdot q_2 < 0$ ва $F < 0$ бўлиб, зарядлар ўзаро тортишади.

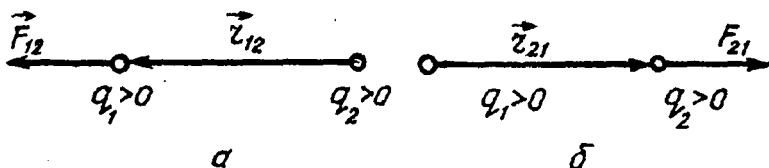
Кулон қонунининг (7.1) математик ифодасини вектор кўринишда ёзиш мумкин. У вақтда q_1 зарядга таъсир қилувчи \vec{F}_{12} куч

$$\vec{F}_{12} = F \frac{\vec{r}_{12}}{r} = K_1 \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}. \quad (7.2.a)$$

бўлади, бунда: \vec{r}_{12} —биринчи q_1 заряддан иккинчи q_2 зарядга йўналган радиус-вектор (7.2.a-расм) бўлиб, $|\vec{r}_{12}| = r$, $|\vec{F}_{12}| = F$.

Худди шунингдек, q_2 зарядга таъсир қилувчи \vec{F}_{21} куч эса

$$\vec{F}_{21} = F \frac{\vec{r}_{21}}{r} = K_1 \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r}. \quad (7.3)$$



7.2-расм

кўринишда бўлади, бунда $\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12}$ бўлиб, q_2 заряддан q_1 зарядга йўналган радиус-вектордир (7.2-б расм).

Шуни яна бир бор қайд қилиш керакки, (7.2) ёки (7.2a) ва (7.3) формулалар, фақат вакуумдаги нуқтавий зарядлар учунгина ўринлидир.

Текшириш ва кузатишлар турли муҳитдаги зарядларнинг ўзаро таъсир кучи муҳитнинг диэлектрик хусусиятига боғлиқ эканини кўрсатди. Шу билан бирга муҳитнинг диэлектрик хусусиятининг мавжудлиги зарядларнинг ўзаро таъсир кучини камайтирар экан. Жумладан, зарядларнинг ўзаро таъсир кучи вакуумдагига нисбатан керосинда 2 марта, сувда 81 марта кичикдир. Шунинг учун Кулон қонунини ифодаловчи формулага муҳитнинг таъсирини ҳисобга олувчи коэффициент киритилиши лозим. Муҳитнинг электр хоссасини тавсифловчи бу коэффициентга муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги деб аталади ва ϵ —эпсилон ҳарфи билан белгиланади. У вақтда Кулон қонунининг (7.2) формуласидаги K_1 ни муҳитга боғлиқ бўлмаган K пропорционаллик коэффициенти орқали бундай ифодалаш мумкин:

$$K_1 = \frac{K}{\epsilon}, \quad (7.4)$$

бунда K —пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у фақат қўлланилаётган ўлчов бирликлар системасига боғлиқдир. Шундай қилиб, (7.4) га асосан Кулон қонуни (7.2) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$F = K \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (7.5)$$

Вакуум ($\epsilon = 1$) да бир-бирдан r масофада турган q_1 ва q_2 зарядларни ўзаро таъсир кучи (7.5)га асосан

$$F_0 = K \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (7.5a)$$

бўлади: (7.5) ва (7.5,a) формулалардан:

$$\epsilon = \frac{F_0}{F}. \quad (7.6)$$

Шундай қилиб, муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги зарядларнинг берилган муҳитдаги таъсир кучи вакуумдагига нисбатан неча марта кичик эканлигини ифодаловчи физик катталиқдир.

7.2. ЭЛЕКТР КАТГАЛИКЛАРНИНГ БИРЛИКЛАРИ СИСТЕМАСИ

Кулон қонунидаги пропорционаллик коэффициенти К ни аниқлаш учун аниқ бир бирликлар системасини топиш керак.

СИ системасида электр заряд бирлиги кулон (Кл) ҳосиловий бирлик бўлиб, у ток кучининг бирлиги ампер (А) орқали қуйидагича аниқланади:

$$I = qt, \quad (7.7)$$

бунда I —ток кучи, t —тоқнинг ўтиш вақти. У вақтда заряднинг СИ системадаги бирлигини аниқласак:

$$[I]_{СИ} = [I \cdot t]_{СИ} = A \cdot c = Кл.$$

Кулон (Кл) деб, 1А ток ўтиб турган ўтказгичнинг кўндаланг қесимидан 1с ичида ўтган заряд миқдорига айтилади.

СИ системаси СГСЭ дан унда электр қонунларининг формулалари соддалаштирилган шаклда ёзилиши билан фарқ қилади. Формулаларни рационаллаштириш Кулон қонунидан бошланади.

Кулон қонуни рационаллашган шаклга эга бўлиши учун, унинг (7.5) формуладаги К пропорционаллик коэффициенти СИ да қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad (7.8)$$

бунда: ϵ_0 —электр доимийси деб аталувчи, маълум ўлчов бирликка эга бўлган катталиқдир. У вақтда Кулон қонунининг СИ даги математик ифодаси:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (7.9)$$

(7.9) ни вектор кўринишида ёзилса (7.2-расмга қ):

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r} \quad \text{ёки} \quad \vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{21}}{r} \quad (7.9a)$$

Электр доимийсининг қиймати. СИ да ϵ_0 нинг қийматини топиш қийин эмас. Фараз қилайлик, бири-биридан r масофадаги икки нуқтавий

$q_1 = q_2 = 1 Кл = 3 \cdot 10^9$ СГСЭ_q ($см^{3/2} г^{1/2} с^{-1}$) зарядлар вакуум ($\epsilon=1$) да таъсирлашсин.

Бу зарядлар тасир кучи F нинг қиймати (7.9) формула асосида ҳисоблаб чиқамиз:

$$F = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} = \frac{\left(3 \cdot 10^9 \text{ см}^{3/2} \cdot 1/2 \text{ с}^{-1}\right)^2}{1 \cdot (10^2 \text{ см})^2} = 9 \cdot 10^{14} \frac{\text{г} \cdot \text{см}}{\text{с}^2} (\text{Ш}) = 9 \cdot 10^9 \text{ А}$$

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 \text{ Кл}^2}{1 \text{ м}^2}$$

Бу кучлар ўзаро тенгдир, яъни:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н.}$$

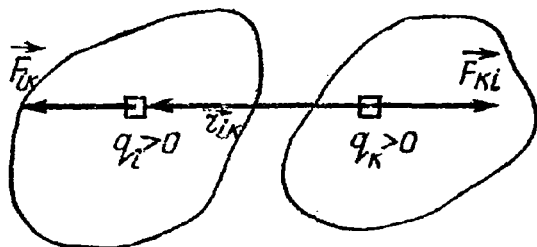
Бундан электр доимийси ϵ_0 нинг сон қиймати қуйилга тенг бўлади:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \left(\frac{\Phi}{\text{м}}\right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \left(\frac{\Phi}{\text{м}}\right) \quad (7.10)$$

Шуни қайд қилиб ўтамизки, фан ва техникада 1960 йилдан бошлаб, фақат СИ системасидан фойдаланиш тавсия қилинган. Шунинг учун бундан кейин электр ва электромагнитизм қонуниятларининг формуллари СИ да рационаллаштирилган шаклда бериб борилди.

Зарядланган жисملарнинг таъсири. Зарядланган макроскопик жисملарнинг ўзаро таъсир кучи \vec{F}_{12} ни аниқлаш учун жисملарни Δq зарядли n элементар бўлақчаларга ажратиб (7.3-расм), уларга Кулон қонуни (7.9а) татбиқ этилади:

$$\vec{F}_{ik} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta q_i \cdot \Delta q_k}{\epsilon r_{ik}^2} \cdot \vec{r}_{ik} \quad (7.11)$$



7.3-расм

Бундан, Δq_i —биринчи жисмдаги i —элементар бўлакчанинг заряди, Δq_k —иккинчи жисмдаги k —элементар бўлакчанинг заряди, \vec{r}_{ik} —икки бўлакчалар орасидаги радиус-вектор.

(7.11) га асосан биринчи зарядланган жисмнинг иккинчи жисмдаги Δq_k элементар зарядга таъсир кучи \vec{F}_{ik} қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{F}_{ik} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{ik} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta q_i \cdot \Delta q_k}{\epsilon r_{ik}} \cdot \frac{\vec{r}_{ik}}{r_{ik}}. \quad (7.11a)$$

У вақтда зарядланган биринчи ва иккинчи жисмлар орасидаги ўзаро таъсир кучи \vec{F}_{12} , ниҳоят қуйидагича бўлади:

$$\vec{F}_{12} = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta q_i \cdot \Delta q_k}{\epsilon r_{ik}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{ik}}{r_{ik}} \quad (7.12)$$

Шундай қилиб, *зарядланган икки жисмнинг ўзаро таъсир кучи, улардаги элементар зарядлар таъсир кучларининг геометрик (вектор) йиғиндисига тенг.*

7.3. ЭЛЕКТР МАЙДОН

Электр зарядларининг ўзаро таъсири қандай бўлиши ва қандай узатилиши ҳамда бу таъсир, фақат иккита заряд мавжуд бўлгандагина ҳосил бўладими деган муаммо бири-бирига қарама-қарши бўлган қуйидаги иккита таъсир назарияси асосида тушунтириб келинди:

1. Олисдан таъсир қилиш назариясига биноан жисмлар бошқа жисмларга ҳар қандай масофадаги таъсир кучлари муҳитнинг ишгиросисиз бир онда узатилалади. Бу назарияга биноан битта заряд мавжуд бўлса, унинг атрофидаги фазода ҳеч қандай ўзгариш содир бўлмас экан.

2. Яқиндан таъсир қилиш назариясига биноан, жисмларнинг ўзаро таъсир кучлари бу жисмларни ўраб олган бирор муҳит орқали чекланган тезлик билан узатилар экан. Бу назарияга асосан ягона заряд бўлганда ҳам, уни ўраб олган фазода маълум ўзгаришлар содир бўлар экан.

Ҳозирги замон физикасининг ривожланиши олисдан таъсир қилиш назариясини инкор этиб, яқиндан таъсир

қилиш назариясининг тўғри эканлигини тасдиқлади. Машҳур инглиз олими Ж. Максвелл (1831—1879) яқиндан таъсир қилиш назариясини математик нуқтаи назардан асослаб берди.

Шундай қилиб, *табиатда бир онда тарқалувчи таъсир бўлмаганлигидан, бундан кейин ҳар қандай таъсир яқиндан таъсир қилиш назарияси асосида қараб чиқилади.*

Баъзи ҳолларда таъсирларни узатиш учун моддий муҳит бўлиши шарт. Масалан, товуш таъсири моддий муҳит (ҳаво, суюқлик, қаттиқ жисмлар)да узатилиб, ҳавосиз бўшлиқ (вакуум)да эса узатилмайди. Бошқа ҳолларда модда таъсирни узатишда бевосита қатнашмайди. Масалан, Қуёшдан ёруғлик Ерга ҳавосиз фазо орқали етиб келади. Демак, материя фақат модда кўринишда эмас, яна таъсирни узатувчи майдон кўринишида ҳам мавжуддир.

Майдон деб, жисмлар таъсирини ҳатто ҳавосиз фазода ҳам узатувчи моддий муҳитга айтилади. Шундай қилиб, материя модда ва майдон кўринишида мавжуддир. Таъсир кучларининг табиатига қараб, майдонлар ҳар хил кўринишда бўлиши мумкин. Бутун олам тортишиш кучини узатувчи майдонга тортишиш (гравитацион) майдон, зарядлар таъсирини узатувчи майдонга эса электростатик ёки электр майдон дейилади.

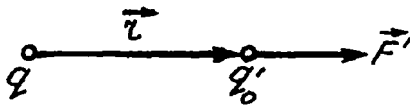
Тажриба нагижаларидан маълум бўлдики, майдон орқали ҳар қандай таъсир фазода ёруғликнинг чекли $C=3000\ 000$ км/с га тенг тарқалиш тезлиги билан узатилади.

Электр майдон фақат электр зарядларига таъсир қилади. Шунинг учун ҳам q қўзғатмас электр заряди атрофида ҳосил бўлган электр майдони «синов заряди» деб аталувчи q_0 заряд ёрдамида текширилди.

«Синов заряди» (q_0) деб, текшириляётган электр майдоннинг хусусиятини сезиларли даражада ўзгартирмайдиган жуда кичик мусбат нуқтавий зарядга айтилади.

7.4. ЭЛЕКТР МАЙДОН КУЧЛАНГАНЛИГИ

Электр майдон куч нуқтаи назаридан кучланганлик вектори деб аталувчи физик катталиқ билан тавсифланади. Бунинг учун q заряд ҳосил қилган электр майдоннинг ихтиёрий бирор нуқтасига q_0 синов зарядини киритайлик (7.4-расм). Бу синов зарядига майдон томонидан таъсир



7.4-расм

этувчи электр куч Кулон қонуни (7.9а) га асосан q ва q_0' зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучидан иборат, яъни:

$$\vec{F}' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_0'}{r^2} \vec{r}, \quad (7.13)$$

бунда: \vec{r} – майдонни ҳосил қилган q заряддан q_0 синов заряди киритилган нуқтага йўналган радиус-вектордир.

Агар майдоннинг текширилаётган нуқтасига $q_0', q_0'', \dots, q_0^{(n)}$ бўлган синов зарядлари навбатма-навбат киритилса, уларнинг ҳар бирига майдоннинг кўрсатган таъсир кучлари (7.13) асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{F}'' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_0''}{r^2} \vec{r}; \quad \vec{F}''' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_0'''}{r^2} \vec{r}, \dots, \quad (7.13a)$$

$$\vec{F}^{(n)} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q^{(n)}}{r^2} \vec{r}^{(n)}.$$

Бу (7.13), (7.13 а) формулалардан кўринадики, электр майдон бирор нуқтасига киритилган синов зарядларига таъсир қилувчи электр майдон кучларининг мос равишда синов зарядларига бўлган нисбати электр майдонининг берилган нуқтасини куч нуқтаи назаридан тавсифловчи ўзгармас физик катталиқдир:

$$\frac{\vec{F}'}{q_0'} = \frac{\vec{F}''}{q_0''} = \dots = \frac{\vec{F}^{(n)}}{q_0^{(n)}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \vec{r}. \quad (7.14)$$

Бу катталиқ электр майдон берилган нуқтасининг кучланганлиги деб аталади ва у \vec{E} ҳарфи билан белгиланади. У вақтда (7.14) га асосан, электр майдоннинг бирор нуқтасидаги кучланганлиги \vec{E} умумий кўринишда қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (7.15)$$

Бу (7.15) ифодага асосан электр майдонининг бирор нуқтасидаги кучланганлигини қуйидагича таърифлаш мумкин:

Электр майдоннинг бирор нуқтасидаги кучланганлиги деб, шу нуқтага киритилган бир birlik мусбат синов зарядига таъсир қилган кучга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Агар электр майдонни q нуқтавий заряд ҳосил қилган бўлса, ундан r масофадаги электр майдоннинг кучланганлиги (7.14) га асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0 \vec{r}}{r^2}, \quad (7.15a)$$

Бу (7.15a) қонуниятни таърифлаш учун, уни скаляр кўринишда ифодалаш керак, яъни:

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

Шундай қилиб, нуқтавий заряд ҳосил қилган электр майдоннинг бирор нуқтасидаги кучланганлиги зарядга тўғри ва заряддан шу нуқтагача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, муҳитнинг диэлектрик хусусиятига боғлиқдир.

7.5. ЭЛЕКТР МАЙДОННИНГ СУПЕРПОЗИЦИЯ (ҚўШИШ) ПРИНЦИПИ

Энди электр майдонини битта эмас, бир нечта q_1, q_2, \dots, q_n заряд ҳосил қилган бўлсин. Бу ҳолда электр майдоннинг кучланганлиги \vec{E} ни аниқлаш учун берилган нуқтасига q_0 синов зарядига таъсир қилувчи куч ҳар бир заряд мустақил ҳосил қилган майдоннинг синов зарядига таъсир қилган $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ кучларнинг геометрик йиғиндисига тенг:

$$F = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n. \quad (7.16)$$

Бу ифоданинг чап ва ўнг томонини q_0 синов зарядига бўлиб ташланса, электр майдоннинг берилган нуқтасидаги кучланганлиги \vec{E} келиб чиқади:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{\vec{F}_1}{q_0} + \frac{\vec{F}_2}{q_0} + \dots + \frac{\vec{F}_n}{q_0}. \quad (7.16a)$$

Бу тенгламанинг ўнг томонидаги ҳаллар q_1, q_2, \dots, q_n зарядлар мустақил ҳосил қилган майдонларнинг $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_n$ кучланганликларидир;

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n. \quad (7.17)$$

Бу формула электр майдонлари суперпозиция (қўшиш) принципининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

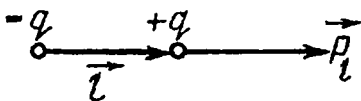
Бир нечта заряд ҳосил қилган электр майдоннинг кучланганлиги алоҳида зарядлар ҳосил қилган майдонлар кучланганликларининг геометрик (вектор) йиғиндисига тенгдир.

Электр майдонларнинг суперпозиция принципини билган ҳолда ҳар қандай электр зарядлари системаси ҳосил қилган майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин.

Электр майдоннинг суперпозиция (қўшиш) принцинга мисол тариқасида электр дополи майдонини қараб чиқамиз:

Электр диполи деб, миқдор жиҳатдан тенг, қарама-қарши ишорали $+q$ ва $-q$ ($q > 0$) зарядли, жуда кичик l ($l \ll r$) масофада жойлашган иккита зарядлар системасига айтилади (7.5- расм). Маълум бўлишича, радио ва телеантенналари ҳамда диэлектрик молекулалари ҳосил қилган электр майдонларининг хусусиятлари электр диполи майдонининг хоссалари билан айнан бир хил бўлгани учун дипол майдони кучланганлигини аниқлаш катта амалий аҳамиятга эга.

Электр диполи куйидаги тушунча ва катталиклар билан тавсифланади: электр диполининг $+q$ ва $-q$ зарядлари орқали ўтувчи ўққа диполнинг ўқи дейилади.



7.5- расм

Диполнинг зарядлари жойлашган нуқталарга диполнинг қутблари дейилади. Диполнинг ўқи бўйлаб манфий қутбдан мусбат қутбга йўналган \vec{l} векторга диполнинг елкаси дейилади.

Диполнинг мусбат қутби заряди q нинг елкаси \vec{l} га кўпайтмаси \vec{P}_e га диполнинг электр моменти дейилади.

$$\vec{P}_e = q\vec{l}. \quad (7.18)$$

Диполь электр моменти векторни \vec{P}_e нинг йўналиши елкаси \vec{l} нинг йўналиши билан мос тушади.

Электр майдоннинг суперпозиция принципига биноан электр диполининг ихтиёрий нуқтадаги кучланганлиги \vec{E} ҳар бир қутб зарядлари ($+q$ ва $-q$) нинг мустақил ҳосил қилган майдон кучланганликлари \vec{E}_+ ва \vec{E}_- шинг геометрик йиғиндисига тенг:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_- \quad (7.19)$$

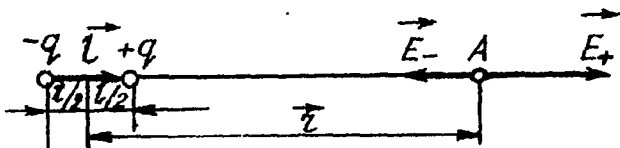
Қуйидаги ҳолларни қараб чиқамиз.

1. Текшириляётган A нуқта диполь ўқида ётсин (7.6-расм). Бу ҳолда диполнинг $+q$ ва $-q$ қутб зарядлари ҳосил қилган электр майдоннинг A нуқтасидаги \vec{E}_+ ва \vec{E}_- кучланганликлари ўқ бўйлаб қарама-қарши йўналган бўлиб, улар қуйидагига тенг:

$$\vec{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r_+^3} \vec{r}_+ \quad \text{ва} \quad \vec{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r_-^3} \vec{r}_-, \quad (7.20)$$

бунда: \vec{r}_+ ва \vec{r}_- — диполнинг мусбат ва манфий қутбларидан A нуқтагача бўлган радиус-векторлар бўлиб, улар $r_+ = (r - \frac{l}{2})$ ва $r_- = (r + \frac{l}{2})$ га тенг (7.6-расмга қ). \vec{r}_+ ва \vec{r}_- радиус-векторларнинг йўналиши \vec{l} векторнинг йўналиши билан мос тушгани учун \vec{r}_+ ва \vec{r}_- векторларни $\vec{r}_+ = r_+ \frac{\vec{l}}{l} = (r - \frac{l}{2}) \frac{\vec{l}}{l}$ ва $\vec{r}_- = r_- \frac{\vec{l}}{l} = (r + \frac{l}{2}) \frac{\vec{l}}{l}$ кўринишда ёзиш мумкин. У вақтда (7.20) ифода

$$\vec{E}_+ = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon (r - \frac{l}{2})^3} \frac{\vec{l}}{l}; \quad \vec{E}_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon (r + \frac{l}{2})^3} \frac{\vec{l}}{l}. \quad (7.20a)$$



7.6-расм

кўринишга келади. Ёки (7.20а) ни (7.19) га қўйилса, диполь ўқидаги A нуқтадаги электр майдоннинг кучланганлиги \vec{E}_{\parallel} қуйидагига тенг бўлади.

$$\vec{E}_{\parallel} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q\vec{l}}{\epsilon l} \left[\frac{1}{(r-\frac{l}{2})^2} - \frac{1}{(r+\frac{l}{2})^2} \right] = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q\vec{l} \cdot r}{\epsilon \left(r^2 - \frac{l^2}{4} \right)^2}. \quad (7.20б)$$

Бу ифодада $q\vec{l} = \vec{p}_e$ электр диполнинг электр моментидан иборат бўлгани учун

$$\vec{E}_{\parallel} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\vec{p}_e r}{\epsilon \left(r^2 - \frac{l^2}{4} \right)^2}. \quad (7.21)$$

Агар $r \gg l$ бўлса, $\frac{l^2}{4}$ ни r^2 га нисбатан назарга олмаса ҳам бўлади:

$$\vec{E}_{\parallel} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\vec{p}_e}{\epsilon r^3}. \quad (7.22)$$

ёки бу ифода скаляр кўринишда ёзилса

$$E_{\parallel} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\vec{p}_e}{\epsilon r^3}. \quad (7.22а)$$

Шундай қилиб, *электр диполининг ўқида ётган нуқталардаги майдон кучланганлиги \vec{E}_{\parallel} диполнинг электр momenti \vec{p}_e га тўғри ва диполь марказидан нуқтагача бўлган масофа r нинг кубига тескари пропорционалдир.*

2. Энди текширилаётган B нуқта диполь маркази орқали ўқига перпендикуляр ўтган йўналишда ётган бўлсин (7.7-расм). Бу ҳолда ҳам B нуқтадаги диполнинг $+q$ ва $-q$ зарядлари мустақил ҳосил қилган электр майдон кучланганлиги \vec{E}_1 ҳам (7.19) формула асосида аниқланади.

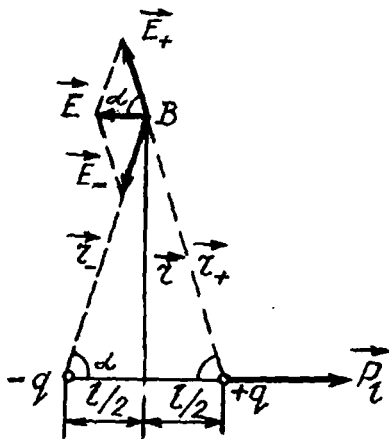
B нуқта диполнинг қутбларидан бир хил: $r_+^2 = r_-^2 = \left(r + \frac{l}{2} \right)^2$ масофала бўлгани учун:

$$\left| \vec{E}_+ \right| = \left| \vec{E}_- \right| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon \left(r^2 + \frac{l^2}{4} \right)} \quad (7.23)$$

7.7-расмдан майдоннинг берилган B нуқтасидаги кучланганлик вектори \vec{E} диполь электр моменти вектори \vec{p}_e га қарама-қарши йўналгани учун, уни бундай ёзиш мумкин:

$$\vec{E}_\perp = -E_\perp \cdot \frac{\vec{p}_e}{p_e} = -E_\perp \frac{\vec{p}_e}{ql} \quad (7.24)$$

Диполь электр майдонининг B нуқтадаги нагизавий кучланганлик вектори $\vec{E}_\perp = \vec{E}_+ + \vec{E}_-$ бўлиб, унинг катталиги (7.6-расмга қ.);



7.7-расм

$$E_\perp = \vec{E}_+ \cos\alpha + E_- \cos\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q}{\epsilon \left(r^2 + \frac{l^2}{4} \right)} \cos\alpha \quad (7.25)$$

7.6-расмда $\cos\alpha = \frac{l/2}{\left(r^2 + l^2/4 \right)^{1/2}}$ бўлгани учун:

$$E_\perp = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2q}{\epsilon \left(r^2 + \frac{l^2}{4} \right)} \cdot \frac{l/2}{\left(r^2 + \frac{l^2}{4} \right)^{1/2}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p_e}{\epsilon \left(r^2 + \frac{l^2}{4} \right)^{3/2}} \quad (7.26)$$

Агар $r \gg l$ бўлса, яъни $l^2/4$ ни r^2 га нисбатан назарга олмаса ҳам бўлади. У вақтда (7.30) бундай кўринишга келади:

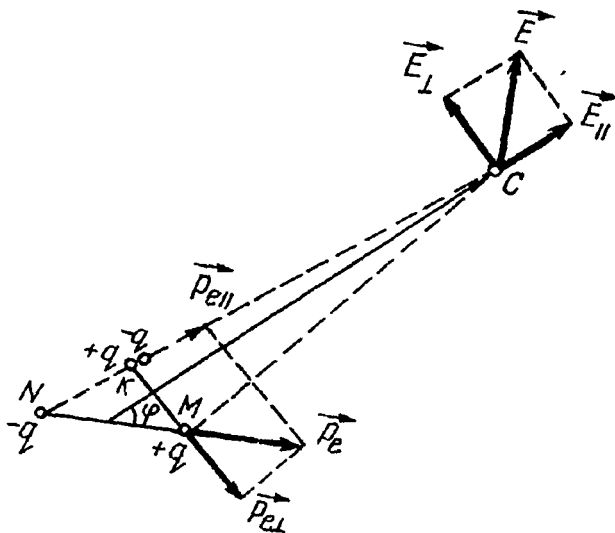
$$E_\perp = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p_e}{\epsilon r^3} \quad (7.26a)$$

7.7- расмдан кўринадики, \vec{E}_\perp ва \vec{p}_e векторлар ўзаро қарама-қарши йўналгани учун (7.26a) ифола вектор кўринишда қуйидагича бўлади:

$$\vec{E}_\perp = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{p}_e}{\epsilon r^3} \quad (7.26 б)$$

Бу ҳолда диполь электр майдон кучланганлиги E_{\perp} биринчи ҳолдаги E_{\parallel} дан икки марта кичикдир.

3. Ва ниҳоят, умумий ҳолни қараб чиқамиз. Бу ҳолда текшириляётган C нуқта диполь маркази O нуқтадан унинг



7.8-расм

ўқиға нисбатан φ бурчак остида йўналган кесимида ётсин (7.8-расм).

Диполнинг кутбларини C нуқта билан NC ва MC пунктир чизиқ орқали туташтирамиз ва M нуқтадан NC чизиқнинг K нуқтасига перпендикуляр туширамиз. K нуқта диполь майдонини ўзгартирмайдиган диполнинг кутб зарядларига тенг $+q$ ва $-q$ зарядлар жойлаштирамиз. У вақтда M , N ва K нуқталардаги зарядларин иккита MN ва MK диполлар деб қарап мумкин. Диполнинг l елкаси r га нисбатан жуда кичик ($l \ll r$) бўлгани учун $\angle CNM \approx \varphi$ дейиш мумкин. Шунинг учун биринчи ва иккинчи диполнинг электр моменти:

$$P_{e_{\parallel}} = P_e \cos \varphi; \quad P_{e_{\perp}} = P_e \sin \varphi \quad (7.27)$$

Бу $\vec{P}_{e\parallel}$ ва $\vec{P}_{e\perp}$ векторлар ўзаро перпендикуляр йўналгани учун унга мос келган электр майдоннинг C нуқтадаги E_{\parallel} ва E_{\perp} кучланганликлари (7.22) ва (7.26 б) га асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{E}_{\parallel} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\vec{p}_e}{r^3}, \quad \vec{E}_{\perp} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{p}_e}{r^3} \quad (7.28)$$

Диполь электр майдонининг C нуқтасидаги \vec{E}_{\parallel} ва \vec{E}_{\perp} кучланганлик векторлари ҳам ўзаро перпендикуляр йўналгани учун натижавий кучланганликнинг сон қиймати

$$E = \sqrt{E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^3} \sqrt{\left(2P_{e\parallel}\right)^2 + \left(2P_{e\perp}\right)^2} \quad (7.29)$$

бўлади. Бу формулалаги $P_{e\parallel}$ ва $P_{e\perp}$ нинг ифодаларини (7.27)

қўйилса, MN диполнинг C нуқтадаги кучланганлиги E келиб чиқади:

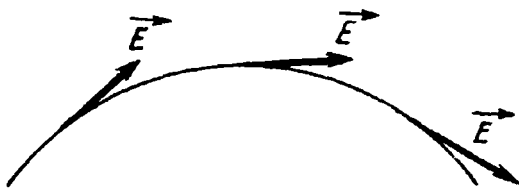
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^3} \sqrt{3\cos^2\varphi + 1}. \quad (7.30)$$

Умумий ҳолни ифодаловчи бу формуладан хусусий ҳолларда юқоридаги формулалар келиб чиқади. Ҳақиқатдан ҳам, $\varphi = 0$ бўлса, (7.21) формула $\varphi = \frac{\pi}{2}$ бўлганда эса (7.26б) формула келиб чиқади.

7.6. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОННИНГ ГРАФИК ТАСВИРИ

Электр майдонни кучланганлик вектори \vec{E} орқали график равишда ифодалаш ноқулай, чунки майдоннинг ҳар хил нуқталаридаги \vec{E} векторлар бир-бири билан кесишиб, тушунарсиз чалкаш манзара ҳосил бўлади. Шу сабабли электр майдонни М. Фарадий тавсия қилган куч чизиқлари (кучланганлик чизиқлари) билан кўргазмали тасвирлаш мумкин.

Куч чизиқлар деб, ҳар бир нуқтасида кучланганлик вектори уринма равишда йўналган эгри чизиққа айтилади (7.9-расм). Куч чизиғининг йўналиши унинг ҳар бир нуқтасидаги кучланганлик вектори \vec{E} нинг йўналиши билан бир хил бўлади. Ҳар қандай тўғри чизиқ каби уринма ҳам



7.9- расм

икки ўзаро қарама-қарши йўналишни ифодалайди, шунинг учун ҳам кучланганлик чизигига маълум йўналиш берилади, уни чизмада стрелка билан белгиланади.

Куч чизиқлар ёрдамида фақат йўналиш эмас, балки майдон кучланганлигининг катталигини ҳам тасвирлаш мумкин, чунки куч чизиқлар тушунчасига асосан электр майдоннинг берилган кучланганлиги қуйидагича таърифланади:

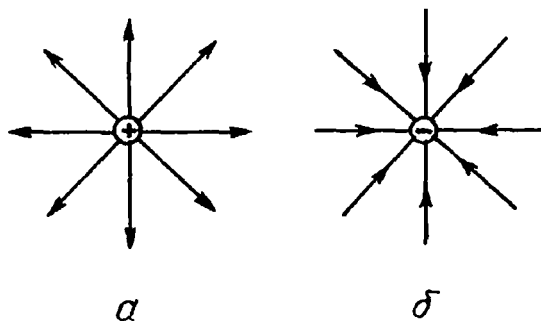
Электр майдоннинг бирор нуқтасидаги кучланганлиги миқдор жиҳатдан майдоннинг шу нуқтасидаги бир бирлик юзидан тик равишда ўтаётган куч чизиқларнинг сонига, яъни куч чизиқларнинг сирт зичлигига тенгдир.

Электр майдонини куч чизиқлар орқали ифодалаб, унинг турли қисмларидаги кучланганлиги катталигини ва фазода қандай ўзгаришини кўргазмали ифодаловчи электр майдоннинг график тасвири ҳосил бўлади.

Айтилганлардан майдоннинг ҳар қандай нуқтаси орқали фақат битта куч чизиги ўтказиш мумкинлиги келиб чиқади. Майдоннинг ҳар қайси нуқтасида кучланганлик вектори маълум йўналишга эга бўлгани учун куч чизиқлари ҳеч қасрда ўзаро кесинмайди.

Қуйида мисол сифатида бўшлиқдаги якка ва қўш зарядлар системаси ҳосил қилган электр майдоннинг куч чизиқларини қараб чиқамиз.

1. Нуқтавий заряднинг куч чизиқлари. Нуқтавий заряднинг куч чизиқлари заряд мусбат бўлса, заряддан чиқувчи (7.10 б- расм) ва заряд манфий бўлганда эса зарядга кирувчи (7.10 б- расм) радиал тўғри чизиқлардан иборат бўлади. Бинобарин, мусбат зарядни куч чизиқнинг бошланиш жойи, манфий зарядни эса тугаш жойи деб қараш мумкин. Нуқтавий заряддан бирор r масофада куч чизиқларнинг зичлиги заряддан чиқувчи куч чизиқлар сони N нинг r радиусли сфера сирти $S=4\pi r^2$ га нисбатига, яъни $N/4\pi r^2$ тенгдир. У ҳам майдон кучланганлиги $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$ каби



7.10- расм

заряд узоқлашган сари масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камайиб борали.

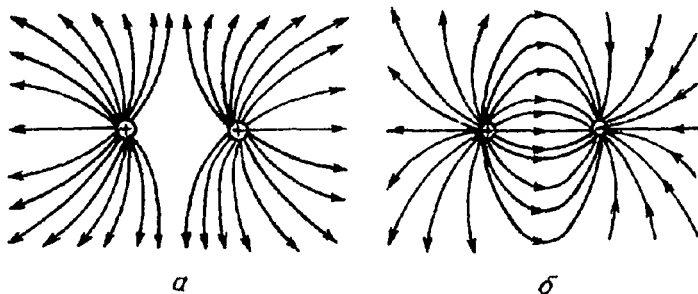
2. Икки нуқтавий заряднинг куч чизиқлари. 7.11,а-расмда тенг ва бир хил ишорали иккита нуқтавий заряднинг, 7.11,б-расмда эса сон жиҳатдан бир-бирига тенг турли ишорали иккита нуқтавий заряднинг, яъни бошқача айтганда, диполнинг куч чизиқлари тасвирланган.

Майдонни график усул билан тасвирлашда қуйидаги шартларга риоя қилиш керак:

1) куч чизиқлари бир-бири билан ҳеч қерда кесишмайди:

2) куч чизиқлар мусбат заряддан (ёки чексизликдан) бошланади ва манфий зарядда (ёки чексизликда) тугайди.

3) куч чизиқлар зарядлар оралиғида ҳеч қерда узилмайди.



7.11- расм

3. Бир жинсли майдон куч чизиқлари. Электр майдоннинг барча нуқталарида кучланганлиги миқдор ва йўналиш жиҳатдан ўзгармас, яъни куч чизиқларининг сирт зичлиги ўзгармас қолган майдонга бир жинсли майдон дейилади. Агар электр майдоннинг кучланганлиги нуқтадан нуқтага ўзгариб борадиган, яъни ҳар хил жойларда куч чизиқларнинг сирт зичлиги ҳар хил бўлган майдонга эса бир жинсли бўлмаган майдон дейилади.

Шундай қилиб, электр майдоннинг график тасвирдан куч чизиқларнинг жойлашиши ва шаклига қараб электр майдоннинг хусусиятини аниқлаш мумкин. Майдонларни бу усулда тасвирлаш анча кўргазмали бўлганлигидан электротехникада катта амалий қўлланишга эга.

7.7. ЭЛЕКТР ИНДУКЦИЯ (СИЛЖИШ) ВЕКТОРИ ВА ОҚИМИ

Бўшлиқдаги зарядларнинг, яъни эркин зарядларнинг майдонини ифодаловчи кучланганлик чизиқлари узлуксиз хусусиятга эга бўлиб, диэлектрикларда эса бундай бўлмайди. Масалан, диэлектрикларнинг бўлиниш чегарасида боғланган сирт зарядлари вужудга келади ва кучланганлик чизиқларининг бир қисми шу зарядларда тугайди ёки улардан бошланади. Шундай қилиб, бир жинсли бўлмаган диэлектрикларда кучланганлик чизиқларининг узлуксизлик шarti бажарилмайди. Шунинг учун ҳам, ихтиёрий кўринишдаги диэлектриклар ичидаги майдонни тавсифлаш учун, унинг бўлиниш чегарасида узлуксиз ўталиган янги \vec{D} вектор катталики киритилади. Бу вектор катталикка электр индукция (силжиш) вектори дейилади. Электр индукция вектори \vec{D} муҳитнинг диэлектрик хусусиятига боғлиқ бўлмаслиги, яъни индукция чизиқлари ихтиёрий муҳитда узлуксиз бўлиши учун, \vec{E} кучланганлик вектори билан қуйидаги муносабатда боғланган бўлиши шарт:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}. \quad (7.31)$$

Нуқтавий заряд ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги \vec{E} нинг ифодаси (7.15а) ни (7.31) га қўйилса,

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^3} \vec{r}. \quad (7.32)$$

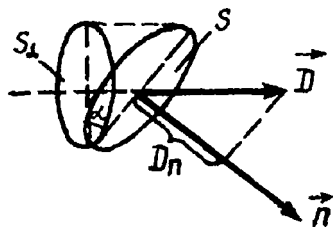
бўлади. Индукция вектори \vec{D} нинг \vec{r} радиус-вектор йўналишига проекцияси, яъни (7.32) нинг скаляр кўринишидаги ифодаси:

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}. \quad (7.32a)$$

Шундай қилиб, ихтиёрий муҳитда нуқтавий заряд ҳосил қилган майдоннинг бирор нуқтасидаги индукция шу зарядга тўғри ва заряд нуқтасига бўлган масофа квадратига тескари пропорционалдир.

Шуни яна бир бор, таъкидлаш керакки, бир жинсли бўлмаган диэлектрикларда кучланганлик чизиқлари узлукли бўлиб, индукция чизиқлари эса узлуксиз чизиқлардан иборат бўлади.

Электр индукция вектори \vec{D} миқдор жиҳатдан бир бирлик юзадан тик равишда ўтаётган индукция чизиқларини, яъни индукция чизиқларининг сирт зичлигини ифодалайди. У вақтда бир жинсли



7.12-расм

электр майдони ($\vec{D} = \text{const}$) даги ихтиёрий S юза орқали тик равишда ўтаётган индукция чизиқларига индукция оқимлари дейиллади ва N ҳарфи билан белгиланади (7.12-расм):

$$N = D_n S = DS_{\perp} = DS \cos \alpha, \quad (7.33)$$

бунда: $D_n = D \cos \alpha$, —индукция вектори \vec{D} нинг S юзага ўтказилган \vec{n} га бўлган проекцияси, $S_{\perp} = \sin \alpha$ эса S_{\perp} юза S нинг \vec{D} векторга тик йўналишдаги проекцияси.

Агар электр майдон бир жинсли бўлмаса ($\vec{D} \neq \text{const}$), у ҳолда ds элементар юза соҳасидаги майдонни бир жинсли ҳисоблаш мумкин. У вақтда (7.33) кўринишдаги ифола

$$dN = D_n dS = DdS_{\perp} = DdS \cdot \cos \alpha \quad (7.33a)$$

дифференциал кўринишга келади.

Ихтиёрий S сиртдан ўтувчи электр индукция оқими N чексиз кўп шундай элементлар электр индукция оқимлари dN нинг йиғиндиси билан, яъни

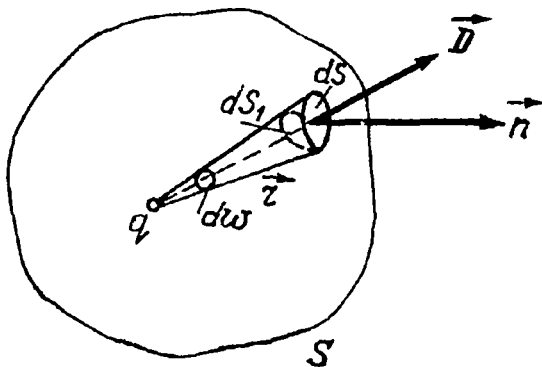
$$N = \int_s D_n ds = \int_s D ds_{\perp} \quad (7.34)$$

интеграл билан ифодаланади: бунда S белги интегралнинг S сирт бўйича олинишини кўрсатади.

7.8. ОСТРОГРАДСКИЙ - ГАУСС ТЕОРЕМАСИ

Нуқтавий зарядлар системаси ва зарядланган жисмлар ҳосил қилган электр майдонни суперпозиция принципи асосида ҳисоблаш математик нуқтаи назардан жуда мураккаб бўлиб, айрим ҳолларда ҳатто ҳисоблаб бўлмайди. Бундай муаммони Остроградский-Гаусс теоремаси осонгина ҳал қилишга имкон беради.

Остроградский-Гаусс теоремаси берк сиртдан чиқаётган электр индукция оқимини ҳисоблашдан иборатдир. Бу теореманинг математик ифодасини чиқариш учун, фараз қилайлик q заряд ихтиёрий ёпиқ S сирт ичида жойлашган бўлсин (7.13-расм). Электр индукция векторининг (7.32) формуласига кўра, \vec{D} вектор заряд жойлашган нуқтадан чиқувчи \vec{r} радиус-вектор бўйлаб йўналган. Шунинг учун, \vec{n} нормал билан \vec{D} вектор орасидаги $d\omega$ фазовий бурчак ds ва ds_{\perp} сиртлар орасидаги бурчакка тенгдир. У вақтда



7.13-расм

(7.33a) ва (7.32) формулаларга биноан элементар ds сиртдан чиқётган электр индукция оқими:

$$dN = D ds_{\perp} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2} ds_{\perp}. \quad (7.34)$$

Бу ерда $ds_{\perp}/r^2 = d\omega$ — элементар фазовий бурчакка тенг

бўлгани учун:

$$dN = \frac{q}{4\pi} d\omega \quad (7.35)$$

Шундай қилиб, элементар ds сиртдан чиқётган электр индукция оқими dN элементар ds сиртнинг заряд жойлашган нуқтадан кўринадиган фазовий бурчаги $d\omega$ га пропорционалдир. Фазовий бурчак ω нинг қиймати 0 дан 4π гача ўзгаради. У вақтда ёпиқ s сиртдан чиқувчи тўла электр индукция оқими N чексиз кўп элементар электр индукция оқимлари dN нинг йиғиндисига тенг бўлиб, уни интеграллаш билан алмаштириш зарур, яъни:

$$dN = \oint_s D ds_{\perp} = \int_0^{4\pi} \frac{q}{4\pi} d\omega = q. \quad (7.36)$$

Бу ифода хусусий ҳоллаги (битта заряд учун) Остроградский-Гаусс теоремасининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

Ёпиқ сиртдан чиқётган электр индукция оқими шу сирт ичидаги зарядга тенг.

Энди (4.36) формулани ёпиқ сирт ичида q_1, q_2, \dots, q_m зарядлар системаси бўлган ҳолга умумлаштириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, суперпозиция принципига биноан q_1, q_2, \dots, q_m зарядлар ҳосил қилган майдоннинг натижавий индукция вектори \vec{D} ҳар бир заряднинг мустақил ҳосил қилган майдони индукция векторларининг йиғиндисига тенг:

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_m = \sum_{i=1}^m \vec{D}_i. \quad (7.37)$$

У вақтда \vec{D} векторнинг сирт нормали \vec{n} га бўлган проекцияларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$D_n = D_{1n} + D_{2n} + \dots + D_{mn} = \sum_{i=1}^m D_{in}. \quad (7.37a)$$

У вақтда ичида q_1, q_2, \dots, q_m заряди бўлган ихтиёрий ёпиқ сирт S орқали чиқаётган электр индукция оқими қуйидагига тенг:

$$N = \oint_S D_n ds = \oint_S \sum_{i=1}^m D_{in} ds = \sum_{i=1}^m \oint_S D_{in} ds = \sum_{i=1}^m q_i. \quad (7.38)$$

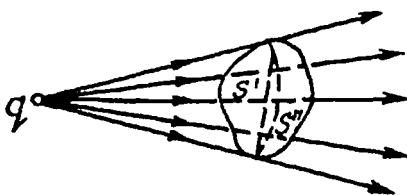
Бу формула Остроградский-Гаусс теоремасининг умумий кўринишдаги математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

Ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими шу ёпиқ сирт ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Хусусий ҳоллар:

1. Заряд ёпиқ сиртдан ташқарида бўлсин (7.13,а-расм).

Бу ҳолда s' сиртга йўналган электр индукция оқимини



7.13а- расм

« $-N'$ » манфий ҳисоблаб, s'' сиртдан чиқаётган « $+N''$ » ни эса мусбат ҳисобланади. Электр индукция чизиқларининг узлуксизлиги хусусиятига биноан сиртга кирувчи N' ва сиртдан чиқувчи N'' электр

индукция оқимлари миқдор жиҳатдан тенгдир, яъни $N' = N''$ бўлади. Шунинг учун ҳам, $S = S' + S''$ ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$N = \oint_S D_n ds = \oint_{S'} D_n ds + \oint_{S''} D_n ds = -N' + N'' = 0. \quad (7.38a)$$

Демак, заряд ёпиқ сиртдан ташқарида бўлганда, шу сиртдан чиқаётган электр индукция оқими нолга тенг бўлар экан.

2. Ёпиқ сирт ичида миқдор жиҳатдан тенг ва қарама-қарши ишорали $q_1 = +q$; $q_2 = -q$ зарядлар жойлашган бўлсин. У вақтда (7.38) га асосан ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими N қуйидагига тенг бўлади:

$$N = \oint_S D_n ds = q_1 + q_2 = +q - q = 0 \quad (7.38б)$$

Бу ҳолда ҳам, ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими полга тенг бўлар экан.

7.9. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДА ЗАРЯДНИ КЎЧИРИШДА БАЖАРИЛГАН ИШ

Ҳар қандай майдон ва шу майдонда кучининг табиати бажарилган ишнинг кўришиши билан аниқланади. Жумладан, бажарилган иш йўлнинг шаклига боғлиқ бўлиши ёки бўлмаслиги, куч ва майдон табиатининг мезони бўлиб хизмат қилади. Шунинг учун ҳам, электростатик майдонда зарядни кўчиришда бажарилган ишни аниқлаш катта амалий аҳамиятга эга.

Агар q заряд ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги \vec{E} бўлган нуқтасига q_0 заряд киритилса, унга $\vec{F} = q_0 \vec{E}$ куч таъсир қилади (7.14-расм). Бу \vec{F} кучининг q_0 зарядни dl масофага кўчиришда бажарган элементар иши dA қуйидагига тенг бўлади:

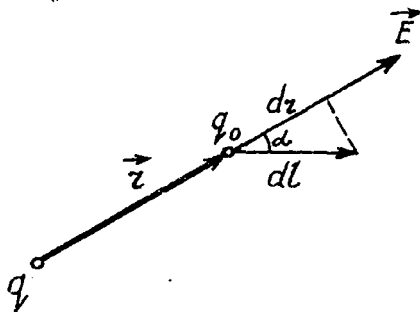
$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{l}) = q_0 (\vec{E} \cdot d\vec{l}) = q_0 E dl \cos \alpha. \quad (7.39)$$

(7.39) да α — бурчак \vec{E} ва $d\vec{l}$ векторлар орасидаги бурчак.

7.14-расмдаги чизмада $dl \cos \alpha = dr$ бўлиб, $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2}$ бўлгани учун (7.39) ни

$$dA = \frac{q q_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{dr}{r^2} \quad (7.39a)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда r — майдонни ҳосил қилган q заряддан q_0 зарядгача бўлган масофа.



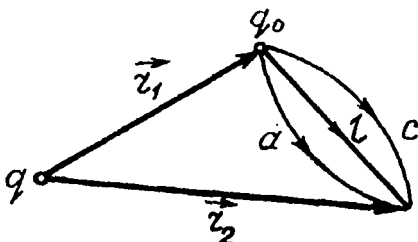
7.14-расм

Заряд q_0 ни майдоннинг 1 нуқтасидан 2 нуқтасига кўчиришда бажарилган A_{12} ишни (7.39) ифодани интеграллаб аниқланади:

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{dr}{r^2} = \frac{-q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{1}{r} \Big|_{r_1}^{r_2} = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (7.40)$$

Бунда r_1 ва r_2 — майдонни ҳосил қилган q заряддан майдоннинг 1 ва 2 нуқтасигача бўлган масофалари.

(7.40) ифодалан кўриналики, бир хил ишорали q ва q_0 зарядларнинг ўзаро итариш кучи таъсирида зарядлар узоқлашиб, мусбат иш бажарилади, яқинлашганда эса манфий иш бажарилади. Аксинча, ҳар хил ишорали зарядларнинг тортишиш кучи таъсирида q ва q_0 зарядларнинг яқинлашишида мусбат иш бажарилиб, узоқлашишида эса манфий иш бажарилади.



7.15-расм

Электростатик майдонда заряднинг кўчиришда бажарилган A_{12} ишнинг (7.40) ифодасидан бу иш йўлнинг шаклига боғлиқ эмаслиги кўринади. Бинобарин, q_0 зарядни a ва c йўналишида 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчиришда бир хил иш бажарилди (7.15-расм):

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2} = A_2. \quad (7.41)$$

Шундай қилиб, *электростатик майдон кучининг бажарган иши йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмагани учун электростатик майдон кучи консерватив кучдир.*

Агар майдонни битта эмас бир қанча q_1, q_2, \dots, q_n заряд ҳосил қилган бўлса, майдондаги q_0 зарядга

$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$ куч таъсир қилади. Бу нагижаловчи \vec{F} кучнинг бажарган A иши ҳар бир кучлар мустақил бажарган ишларининг аягсбраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$A = A_1 + A_2 + \dots + A_n = \sum_{i=1}^n A_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right), \quad (7.42)$$

бунда: r_{11} ва r_{12} — майдонни ҳосил қилган $\sum_{i=1}^n q_i$ — заряд-

дан майдоннинг 1 ва 2 нуқтасигача бўлган масофалар. Бу ҳолда ҳам тўлиқ бажарилган иш йўлининг шаклига боғлиқ бўлмаслиги яна бир бор электростатик майдон кучининг консерватив куч эканлигини тасдиқлайди.

Электростатик майдоннинг табиати ифодалаш учун, бир бирлик зарядни ёпиқ контур бўйича кўчиришда бажарилган ишни (7.39) ифода асосида ҳисоблаб чиқилса,

$$\frac{A_{\text{о}}}{q_0} = \oint_L (\vec{E}, d\vec{l}). \quad (7.43)$$

бўлади: Бу формуланинг ўнг томонидаги ёпиқ L контур бўйича олинган интеграл ифода $\oint_L (\vec{E}, d\vec{l})$ га электростатик

майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси дейилалади. (7.43) формуладаги интеграл белгиси зарядни ёпиқ L контур бўйича кўчиришдаги бажарилган иш бўлиб, (7.40) формулага асосан нолга тенг бўлади. Ҳақиқатдан ҳам, ёпиқ контурда майдоннинг бошланғич ва охириги нуқталари устма-уст тушади, яъни $r_2 = r_1$ бўлади. У вақтда (7.40) га биноан:

$$A_{\text{о}} = \oint_L dA = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)_{r_2=r_1} = 0. \quad (7.44)$$

Бундан фойдаланиб, (7.39) ни ушбу кўринишда ёзиш мумкин:

$$\oint_L (\vec{E}, d\vec{l}) = 0 \quad (7.45)$$

Майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлган майдонларга потенциал майдонлар дейилиб, нолга тенг бўлмаган майдонларга эса нопотенциал майдонлар дейилади.

Шундай қилиб, (7.45) дан кўринадики, электростатик майдон потенциал майдондир.

7. 10. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДАГИ ЗАРЯДНИНГ ПОТЕНЦИАЛ ЭНЕРГИЯСИ. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОННИНГ ПОТЕНЦИАЛИ

Агар майдон потенциал майдондан иборат бўлса, потенциал энергия W нинг камайиши ҳисобига иш бажарилади, яъни:

$$dA = -dW. \quad (7.46)$$

Бундан: q_0 зарядни электростатик майдоннинг 1 нуқтасидан 2 нуқтасига кўчиришда бажарилган A_{12} иш заряднинг шу нуқталарда потенциал энергиялари фарқига тенг:

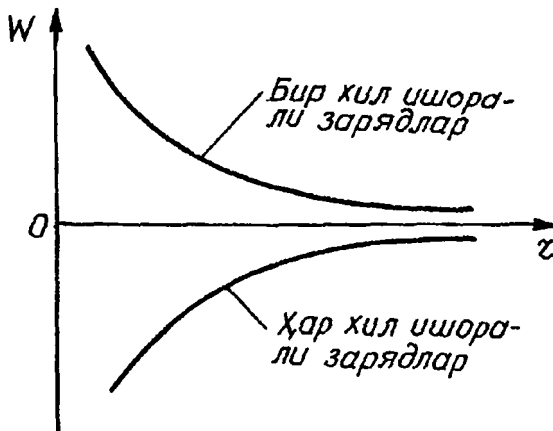
$$A_{12} = -\Delta W = -(W_2 - W_1) = W_1 - W_2. \quad (7.47)$$

Бу ифодани (7.40) билан таққослаб, q заряд майдонининг 1 ва 2 нуқталаридаги q_0 заряднинг потенциал энергиялари W_1 ва W_2 мос равишда $W_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot q_0}{\epsilon r_1}$; $W_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot q_0}{\epsilon r_2}$ бўлади.

Бундан, электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги заряднинг потенциал энергиясини ифодаловчи формулани, умумий ҳолда қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q \cdot q_0}{\epsilon r}. \quad (7.48)$$

Бу ифодадан электростатик майдондаги q_0 заряднинг потенциал энергияси W майдонни ҳосил қилган q зарядга



7.16-расм

ҳам боғлиқ бўлгани учун унга зарядларнинг ўзаро потенциал энергияси ҳам дейилади.

Шундай қилиб, *икки заряднинг ўзаро потенциал энергияси зарядлар кўпайтмасига тўғри ва оралигидаги масофага эса тескари пропорционалдир.*

Агар q ва q_0 бир хил ишорали бўлса, уларнинг ўзаро итариш потенциал энергияси W мусбат ($W > 0$) бўлиб, яқинлашган сари оша боради. Аксинча, ҳар хил ишорали зарядларнинг ўзаро тортиш потенциал энергияси манфий ($W < 0$) бўлиб, улар бир биридан чексизликкача узоқлашганда поягача ошиб боради. Икки нуқтавий зарядлар ўзаро потенциал энергияси W нинг улар орасидаги r масофага боғланиши 7.16-расмда тасвирланган.

Агар электростатик майдонни битта эмас, бир қанча q_1, q_2, \dots, q_n зарядлар ҳосил қилган бўлса, майдондаги q_0 заряднинг потенциал энергияси W ҳар бир заряднинг муостақил ҳосил қилган майдондаги потенциал энергиялари W_i ($i = 1, 2, \dots, n$)нинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$W = W_1 + W_2 + \dots + W_n = \sum_{i=1}^n W_i = q_0 \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 r_i^2}, \quad (7.49)$$

буғла: r_i — майдонни ҳосил қилган q_i заряд билан майдонга киритилган q_0 зарядлар орасидаги масофа.

Шундай қилиб, q электр заряднинг W потенциал энергияси электростатик майдондаги ҳолатига боғлиқ бўлгани учун электростатик майдоннинг нуқталари энергетик нуқтаи назардан потенциал деб аталувчи скаляр катталиқ билан ифодаланади.

Электростатик майдон бирор нуқтасининг потенциали деб, майдоннинг шу нуқтасига киритилган бир бирлик мусбат синов зарядига мос келган потенциал энергияга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади, яъни:

$$\varphi = \frac{W}{q_0}. \quad (7.50)$$

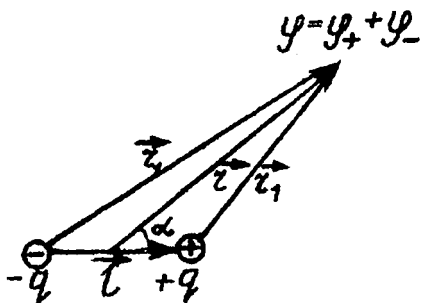
Бу (7.50) ифодага заряднинг потенциал энергияси W нинг қиймати (7.48) дан олиб қўйилса, заряднинг ҳосил қилган электростатик майдон нуқтасининг потенциали φ келиб чиқади:

$$\varphi = \frac{W}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (7.51)$$

Шундай қилиб, нуқтавий заряд ҳосил қилган электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги потенциали зарядга тўғри ва заряддан нуқтагача масофага тесқари пропорционалдир.

Агар электростатик майдонни битта эмас, бир нечта q_1, q_2, \dots, q_n зарядлар ҳосил қилган бўлса, майдоннинг бирор нуқтасининг потенциали Φ ҳар бир заряд мустақил ҳосил қилган майдон потенциаллари $\phi(i=1, 2, \dots)$ нинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \dots + \phi_n = \sum_{i=1}^n \phi_i = \sum_{i=1}^n \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_i}{r_i}. \quad (7.52)$$



7.17-расм

Бу (7.52) ифода турли шаклдаги ва ҳар хил ўлчамли зарядланган жисмлар электростатик майдонларининг потенциаларини ҳисоблашга имкон беради. Жумладан, электр диполи кўблари ҳосил қилган электростатик майдон потенциаллари ϕ_+ ва ϕ_- нинг йиғиндисига тенгдир (7.17-расм):

$$\phi = \phi_+ + \phi_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r_2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}. \quad (7.53)$$

Агар $l \ll r$ бўлса, $r_2 - r_1 \approx l \cos \alpha$ ва $r_1 \cdot r_2 \approx r^2$ бўлади. У вақтда (7.53) ифодани

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{l \cos \alpha}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{p_e}{r^2} \cos \alpha. \quad (7.54)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда $p_e = q_1 l$ —дипол электр моментининг абсолют қиймати, α —дипол электр momenti \vec{p}_e йўналиши билан текшириляётган майдон нуқтаси радиус-вектори r —орасидаги бурчак.

Электростатик майдоннинг потенциали энергетик харақтеристикаси бўлгани учун зарядни кўчиришда электростатик майдон кучининг бажарган иши ҳам майдон потенциаллари билан ўзаро боғланишга эга бўлиши керак.

Ҳақиқатан ҳам, биринчилан (7.47) га биноан $A_{12} = W_1 - W_2$ бўлиб, иккинчилан (7.50) ифода асосила $W_1 - W_2 = q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$ бўлгани учун, электростатик майдон кучининг q_0 зарядни 1 нуқтасидан 2 нуқтага кўчиришдаги бажарган иши A_{12} майдондаги потенциаллар фарқи $(\varphi_1 - \varphi_2)$ билан қуйидагича ифодаланали:

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (7.55)$$

Шундай қилиб, *электростатик майдон кучларининг зарядни кўчиришда бажарган иши миқдор жиҳатдан заряд катталигини йўлнинг бошланғич ва охириги нуқталаридаги потенциаллар айирмасига кўпайтмасига тенг бўлиб, йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, унинг бошланғич ва охириги нуқталарининг вазиятига боғлиқдир.*

Агар заряднинг кўчиш йўли берк бўлганда унинг бошланғич ва охириги нуқталари устма-уст тушганда $\varphi_1 - \varphi_2$ ҳамда (7.55) га кўра $A_{12} = 0$ бўлади, яъни зарядни берк йўл бўйлаб кўчиришда электростатик майдон кучлари бажарган ишининг нолга тенглиги яна бир бор келиб чиқади.

(7.55) формуладан электростатик майдоннинг икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q_0}. \quad (7.56)$$

(7.56) га асосан потенциаллар айирмасини қуйидагича таърифлаш мумкин: *электростатик майдоннинг икки нуқтасидаги потенциаллар айирмаси деб, бир бирлик мусбат зарядни биринчи нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда бажарилган ишга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.*

Нуқтавий зарядни электростатик майдон кучининг берилган нуқтадан чексизликка ($r_2 = \infty$), яъни потенциали

ноль ($\varphi_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{er_2} = 0$) бўлган нуқтага кўчиришда бажарган иши $A_{1\infty} = q_0\varphi_1$, бўлади,

бундан
$$\varphi_1 = \frac{A_{1\infty}}{q_0}. \quad (7.57)$$

Шундай қилиб, электростатик майдон потенциалини яна бундай таърифлаш мумкин:

Электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги потенциали деб, электростатик майдон кучининг бир бирлик мусбат зарядни шу нуқтадан потенциали nolга тенг бўлган чексизликдаги нуқтага кўчиришда бажарган ишига мўлдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

7.11. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН КУЧЛАНГАНЛИГИ ВА ПОТЕНЦИАЛИ ОРАСИДАГИ БОҒЛАНИШИ. ЭКВИПОТЕНЦИАЛ СИРТЛАР

Электростатик майдон кучларининг зарядни кўчиришдаги бажарган иши кучланганлик орқали ҳам, майдон нуқталарининг потенциаллар айирмаси орқали ҳам ифодалангани кучланганлик ва потенциалларни ўзаро боғланишини аниқланга имкон беради.

Юқоридаги (7.39) ва (7.46) формулалардан кўринадики, электростатик майдонда q_0 зарядни кўчиришда потенциал энергиясининг камайиши dW ҳисобига dA элементар иш бажарилади, яъни:

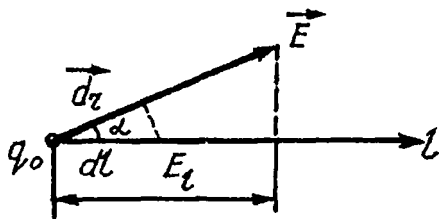
$$dA = q_0 F dl \cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = -dW.$$

Иккинчи томондан (7.51)га асосан: $dW = q_0 d\phi$. Бундан:

$$q_0 E dl \cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = -q_0 d\phi \text{ ёки } E dl \cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = -d\phi \text{ тенгликни ёзиш мумкин.}$$

Охириги тенгликдан электростатик майдон кучланганлиги:

$$E = - \frac{d\phi}{dl \cdot \cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right)}. \quad (7.58)$$



7.18-расм

7.18-расмдан кўринадики,

$$dl \cdot \cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = dr$$

куч чизигининг элементар узлуқлигидан иборат бўлгани учун:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}. \quad (7.59)$$

Бу ифода электростатик майдон куч чизиги йўналишида потенциалнинг ўзгариш тезлигини ифодалайди.

Шундай қилиб, *электростатик майдоннинг кучланганлиги деб, куч чизигининг узунлик бирлигига мос келган потенциаллар айирмасига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталikka айтилади.*

(7.59) тенгликнинг чап томони вектор, ўнг томони эса скаляр катталикдан иборат. Вектор анализда, вектор катталикни скаляр катталикнинг ўзгариши орқали ифодаловчи символга градиент (grad) деб ном берилган.

Ихтиёрий скаляр катталик a нинг градиенти деб, йўналиши a катталикнинг ортиш йўналиши билан мос тушадиган \vec{A} векторга айтилади:

$$\vec{A} = \text{grad } a. \quad (7.60)$$

Бу векторнинг модули A эса a —скалярнинг ортиш йўналишида бир бирлик узунликдаги ўзгаришига тенгдир, яъни:

$$A = \left| \text{grad } \vec{A} \right| = \frac{da}{dt}. \quad (7.60a)$$

Айтилганлардан, электростатик майдоннинг кучланганлик вектори \vec{E} потенциал градиенти ($\text{grad } \varphi$) нинг тескари ишорали ифодасига тенг:

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi. \quad (7.61)$$

Бунда «минус» ишора кучланганлик вектори \vec{E} потенциали φ нинг камайиш томонига йўналганини ифодалайди.

Умумий ҳолда, электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги потенциали φ шу нуқта координатларининг функциясидан иборат бўлгани учун:

$$\text{grad } \varphi = \frac{d\varphi}{dx} \vec{i} + \frac{d\varphi}{dy} \vec{j} + \frac{d\varphi}{dz} \vec{k}. \quad (7.61a)$$

Шунинг учун ҳам электростатик майдон кучланганлик вектори \vec{E} нинг координат ўқларига бўлган проекциялари майдон потенциали билан қуйидаги боғланишга эга:

$$E_x = -\frac{d\varphi}{dx}; \quad E_y = -\frac{d\varphi}{dy}; \quad E_z = -\frac{d\varphi}{dz}; \quad (7.61b)$$

Электростатик майдоннинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар фарқи ($\varphi_1 - \varphi_2$) ни (7.59) ни интеграллаб аниқланади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr \quad (7.62)$$

Шундай қилиб, электростатик майдоннинг потенциали нуқтадан нуқтага ўзгариб турувчи функциядир. Бироқ ихтиёрий кўринишдаги электростатик майдонда потенциаллари бир хил бўлган нуқталар мавжуддир.

Потенциаллари бир хил бўлган нуқталарнинг геометрик ўрнига эквипотенциал сиртлар дейилади. Демак, эквипотенциал сирт учун қуйидаги тенглама ўринлидир:

$$\varphi = \text{const.} \quad (7.63)$$

Эквипотенциал сиртларнинг электростатик майдон куч чизиқларига нисбатан жойланишини (7.58) ифодадан осонгина аниқлаш мумкин. Эквипотенциал сирт учун (7.58) ифода

$$d\varphi = E dl \cdot \cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = 0. \quad (7.64)$$

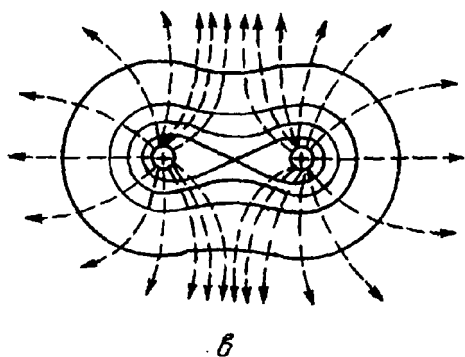
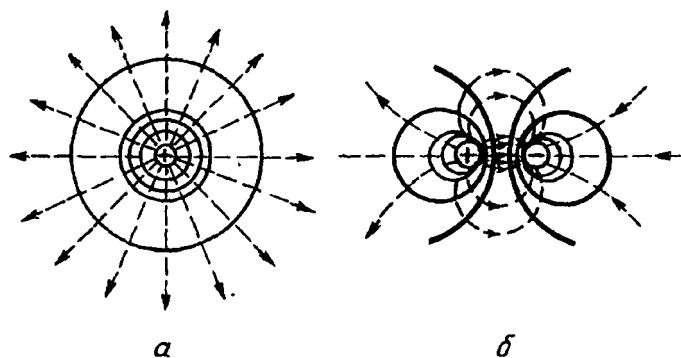
кўринишда бўлади: Бунда, $E \neq 0$ ва $dl \neq 0$ бўлгани учун:

$$\cos \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = 0 \text{ ёки } \left(\vec{E}, \hat{d\vec{l}} \right) = 90^\circ. \quad (7.64a)$$

Демак, электростатик майдоннинг кучланганлик вектори E эквипотенциал сиртга перпендикуляр йўналгандир.

Шундай қилиб, *кучланганлик чизиқлари эквипотенциал сиртлар оиласига нормал (ортагонал) йўналган бўлади*. Ҳар қандай майдонда чексиз кўп эквипотенциал сиртлар чизиш мумкин.

Эквипотенциал сиртларни билган ҳолда ҳар доим мазкур майдоннинг куч чизиқларини ясаш мумкин ва аксинча.



7.19-расм

Шундай қилиб, электростатик майдонни куч чизиқлари ёрдамида кўргазмали тасвирлаш каби, эквипотенциал сиртлари ёрдамида ҳам график кўринишда тасвирлаш мумкин.

Бир хил $\Delta\phi$ орттирмали эквипотенциал чизиқ (сирт)ларнинг зичлиги майдон кучланганлигига пропорционал бўлади, яъни майдоннинг кучланганлиги қасрда катта бўлса, ўша ерда эквипотенциал чизиқлар бир-бирига яқин жойлашади. 7.19-расмда мусбат нуқтавий заряд (а)нинг, дипол

(б) пинг ва бир хил ишорали иккита нуқтавий заряд (в) нинг, 7.20-расмда эса учлиги ва ботиқлиги бўлган зарядланган металл цилиндрнинг ҳосил қилган электростатик майдонининг эквипотенциал сиртлари (туташ чизиқлар) ва куч чизиқлари (пунктир чизиқлар) орқали график тасвири келтирилган. Ундан кўринадики, эквипотенциал чизиқлар майдон кучтироқ жойларда зичроқ ва майдон кучсизроқ жойларда эса сийрақроқ жойлашган. 7.20-расмда тасвирланган зарядланган металл цилиндр эквипотенциал сиртлари (чизиқлари) жойлашинидан учли жой яқинида майдон кучли, ботиқли жойда кучсиз ва ниҳоят кавакли жойларда нол бўлишини аниқлаш мумкин.

7.12. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУСС ТЕОРЕМАСИНИНГ ТАТБИҚИ. ОДДИЙ ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНЛАРНИ ҲИСОБЛАНИ

Остроградский - Гаусс теоремасининг татбиқини қараб чиқишдан олдин, зарядларнинг ҳажм, сирт ва чизиқли зичлик тушунчаларини киритамиз. Соддалик учун қуйидаги зарядлар бир текис тақсимланган ҳолларни қараб чиқамиз:

Зарядларнинг ҳажмий зичлиги ρ деб, жисмнинг бир бирлик ҳажмга мос келган зарядга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади, яъни:

$$\rho = \frac{q}{V}, \quad (7.65)$$

бунда, q —жисмнинг V ҳажмига мос келган заряди.

Заряднинг сирт зичлиги δ деб, жисмнинг бир бирлик сиртга мос келган зарядга миқдор жиҳатдан тенг физик катталиқка айтилади, яъни:

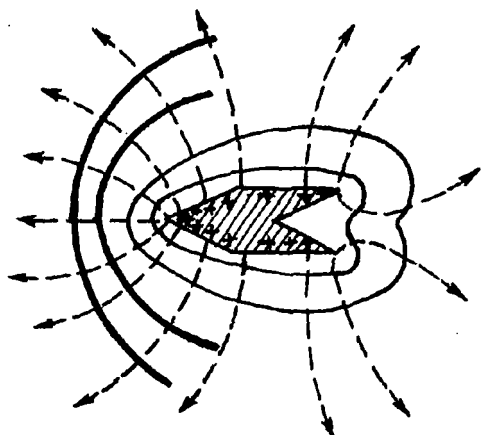
$$\delta = \frac{q}{S}, \quad (7.65a)$$

бунда, q —жисмнинг S юзасига мос келган заряди.

Зарядларнинг чизиқли зичлиги τ деб, жисмнинг узунлик бирлигига мос келган зарядга миқдор жиҳатдан тенг физик катталиқка айтилади, яъни:

$$\tau = \frac{q}{l}, \quad (7.65b)$$

бунда: q —жисмнинг l узунлигига мос келган заряди.

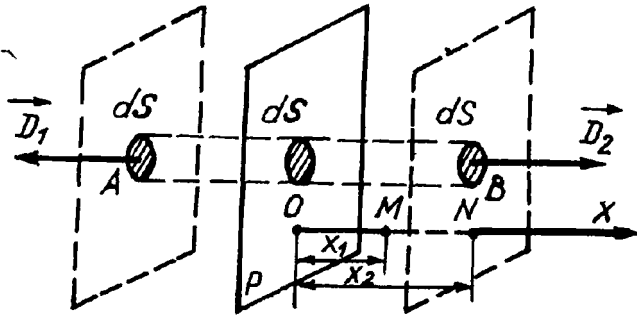


7.20- расм

Остроградский-Гаусс теоремаси (7.38) ва потенциаллар айрмаси ($\varphi_1 - \varphi_2$) ни ифодаловчи (7.62) формулалар асосида (7.65) — (7.65б) ларни назарда тутиб, қуйидаги оддий электростатик майдонларнинг индукцияси \vec{D} ни, кучланганлиги \vec{E} ни ва потенциаллар айрмаси ($\varphi_1 - \varphi_2$) ни ҳисоблаб чиқиш мумкин:

1. Бир текис зарядланган чексиз текислик майдони. Фараз қилайлик, чексиз текислик заряднинг сирт зичлиги $+\delta$ билан бир текис зарядланган бўлсин (7.21-расм). Бу майдонга Остроградский-Гаусс теоремасини тағбиқ қилиш учун майдон график равишда тасвирланса, электр индукция чизиқлари текисликка перпендикуляр ва ташқарига йўналган бўлади. Бу чизиқлар текисликдан бошланиб иккала томонга чексиз давом этади.

Остроградский-Гаусс теоремасидаги берк (ёпиқ) сирт сифатида зарядланган текисликнинг ҳар иккала томонидан асослари билан чегараланган тўғри цилиндр ажратиб олиш қулайдир. Бунда цилиндрнинг иккала асоси S_1 ва S_2 текшириляётган A ва B нуқталардан ўтиб, зарядланган текисликка параллел жойлашган. Цилиндр ичидаги заряд $q = \delta S$ бўлади. Цилиндр ясовчилари индукция чизиқларига параллел бўлгани учун, цилиндрнинг ён сиртидан чиқувчи электр индукция оқими нолга тенг. Зарядланган те-



7.21- расм

кислик майдонининг А ва В нуқталаридаги индукция векторлари \vec{D}_1 ва \vec{D}_2 микдор жihatдан ўзаро тенг ва қарама-қарши йўналган: $\vec{D}_1 = -\vec{D}_2$; $D_1 = D_2 = D$. У вақтда ёпиқ цилиндрнинг ён сиртидан чиқаётган тўла индукция оқими N унинг асосларидан чиқаётган $N_1 = D_1 S_1$ ва $N_2 = D_2 S_2$ индукция оқимларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS. \quad (a)$$

Иккинчи томондан ёпиқ сиртидан чиқаётган электр индукция оқими N , шу ёпиқ сирт (цилиндр) ичидаги заряд $q = \delta S$ га тенг, яъни:

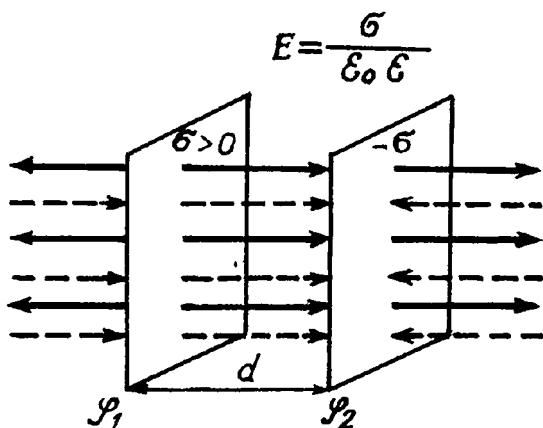
$$N = \oint_s D dS = q = \delta S. \quad (б)$$

Шундай қилиб, (а) ва (б) ни тенглаштириб

$$2DS = \delta S \quad (в)$$

ни оламиз. Бундан бир текис зарядланган текислик электростатик майдонининг индукцияси D ва кучланганлиги E куйидагига тенг бўлади:

$$D = \frac{\delta}{2}, \quad (7.66)$$



7.22- расм

$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\delta}{2\epsilon_0 \epsilon}. \quad (7.66a)$$

Ва ниҳоят, зарядланган текислик майдонининг l ва 2 нуқталари орасидаги $(\varphi_1 - \varphi_2)$ потенциаллар айирмаси (7.63) формуладан қуйидагига тенг бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\delta}{2\epsilon_0 \epsilon} dr = \frac{\delta}{2\epsilon_0 \epsilon} (r_2 - r_1). \quad (7.66 б)$$

2. Ҳар хил ишорали зарядларнинг $+\delta$ ва $-\delta$ сирт зичлиги билан зарядланган иккита параллел текислик майдони. Бу ҳолда ҳар хил ишорали зарядлар билан зарядланган иккита текислик майдонини геометрик қўшиш йўли билан ечимни ҳосил қилиш мумкин.

7.22-расмдаги чизмада мусбат зарядлардан чиқаётган куч чизиқлари тутан, манфий зарядланган текисликка кираётган куч чизиқлари эса пунктир чизиқлар билан тасвирланган бўлиб, ҳар иккала текислик орасидаги майдон кучланганликлари E_+ ва E_- бир томонга йўналгандир. Демак, бу кучланганликларнинг геометрик йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$E = E_+ + E_- = \frac{\delta}{2\epsilon_0\epsilon} + \frac{\delta}{2\epsilon_0\epsilon} = \frac{\delta}{\epsilon_0\epsilon}. \quad (7.67)$$

Бундан электр индукция \vec{D} нинг сон қиймати:

$$D = \epsilon_0\epsilon E = \delta. \quad (7.67 \text{ а})$$

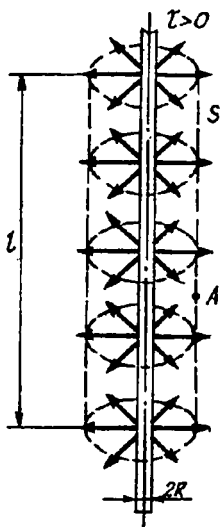
Ва ниҳоят бир-биридан l масофада жойлашган текисликлар орасидаги $(\varphi_1 - \varphi_2)$ потенциаллар айирмаси:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\delta}{\epsilon_0\epsilon} dr = \frac{\delta}{\epsilon_0\epsilon} (r_2 - r_1) = \frac{\delta}{\epsilon_0\epsilon} l. \quad (7.67 \text{ б})$$

Бундан заряднинг сирт зичлиги $\delta = \frac{q}{S}$ бўлгани учун:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\delta}{\epsilon_0\epsilon} l = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon S} l. \quad (7.67 \text{ в})$$

3. Бир текис зарядланган чексиз узун цилиндр майдони. Радиуси R бўлган чексиз узун цилиндр заряднинг чизиқли зичлиги $+\tau$ билан бир текис зарядланган бўлсин (7.23-расм). Бу ҳолда ёпиқ сирт сифатида зарядланган цилиндр атрофида ён томони A нуқтадан ўтадиган узунлиги l бўлган $r > R$ радиусли цилиндр ажратиб оламиз. Симметрия тушунчасига биноан, индукция чизиқлари цилиндр ўқидан тик радиал равишда йўналган бўлиб, цилиндр ўқидан бир хил масофаларда



7.23- расм

электр индукция \vec{D} ва кучланганлик \vec{E} векторларининг сон қийматлари бир хил бўлади. У вақтда цилиндрининг ёпиқ сиртидан чиқаётган электр индукция оқими N , унинг ён сирти ($\cos\alpha=1$) дан чиқаётган $N_{\text{ён}} = DS_{\text{ён}} \cos\alpha = DS_{\text{ён}}$ электр индукция оқимига тенг бўлади. Индукция чизиқлари цилиндр асосига параллел йўналгани ($\cos\alpha=0$) учун асосларидан чиқаётган электр индукция оқими $N_{\text{ас}} = DS = 0$ бўлади.

Шундай қилиб, r радиусли цилиндрнинг ёпиқ сиртидан чиқаётган электр индукция оқими:

$$S = \oint_S D dS = N = D \cdot S_{\text{ён}} = D 2\pi r l. \quad (a)$$

бунда: $S_{\text{ён}} = 2\pi r l$ — цилиндрнинг ён сирти юзаси.

Иккинчи томондан Остроградский-Гаусс теоремасига биноан ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими N , шу сирт ичидаги цилиндрнинг l узунлигига мос келган $q = \tau l$ зарядга тенг:

$$N = \oint_S D dS = q = \tau l \quad (б)$$

Шундай қилиб, (a) ва (б) тенглаштирилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$D 2\pi r l = \tau l \quad (в)$$

Бундан бир текис зарядланган цилиндрдан r масофадаги электростатик майдоннинг индукцияси D ва кучланганлиги E қуйидагига тенг бўлади:

$$D = \frac{\tau}{2\pi r}, \quad (7.68)$$

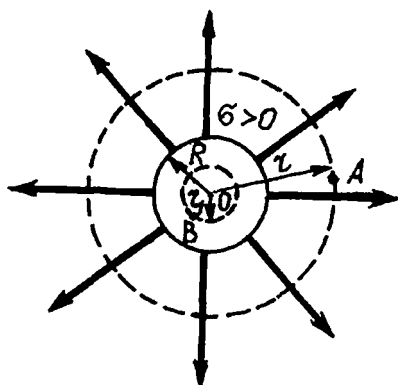
$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\tau}{2\pi \epsilon_0 \epsilon r}. \quad (7.68a)$$

Ва ниҳоят, бир текис зарядланган чексиз узун цилиндр ҳосил қилган майдоннинг икки нуқтаси орасидаги ($\varphi_1 - \varphi_2$) потенциаллар айирмаси (7.62) формуладан қуйидагига тенг бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\tau}{2\pi \epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{dr}{r} = \frac{\tau}{2\pi \epsilon_0 \epsilon} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (7.68 б)$$

Бундаги заряднинг чизиқли зичлиги $\tau = \frac{q}{l}$ бўлганидан:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon l} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (7.68 в)$$



7.24- расм

4. Бир текис зарядланган сфера майдони. Радиуси R бўлган сфера сирт зичлиги $+\delta$ заряд билан бир текис зарядланган бўлсин. Сфера сиртининг умумий заряди $q = \delta S = \delta \cdot 4\pi R^2$. Симметрия мулоҳазаларига кўра зарядланган сферанинг электростатик майдон индукция чизиқлари радиал равишда йўналгандир. Шунинг учун ҳам майдоннинг индукция

вектори \vec{D} ва кучланганлик вектори \vec{E} нинг сон қиймати сфера марказидан баробар масофаларда бир хил бўлади (7.24- расм).

Зарядланган сферанинг ташқи ($r > R$) ва ички ($r' < R$) электростатик майдонини қараб чиқамиз.

Зарядланган сфера марказидан $r > R$ масофадаги A нуқтани текшираамиз. Бу нуқтадан фикран маркази сфера марказида ётган r радиусли сферик сирт ўтказамиз. Бу $S = 4\pi r^2$ ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими:

$$N = \oint_s D ds = D \int_0^{s=4\pi r^2} ds = D \cdot 4\pi r^2. \quad (a)$$

Иккинчи томондан Остроградский—Гаусс теоремасига кўра, ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими N , шу ёпиқ сирт ичидаги заряд $q = \delta 4\pi R^2$ га тенг:

$$N = \oint_s D ds = q = 4\pi R^2 \delta. \quad (b)$$

(a) ва (b) ларни ўзаро тенглаштириб, қуйидагини оламиз:

$$4\pi r^2 D = q = 4\pi R^2 \delta \quad (в)$$

Бундан зарядли сфера электростатик майдонининг

индукцияси D ва кучланганлиги E нинг қиймати q ва δ орқали ифодаларини аниқлаймиз:

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}, \quad (7.69)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2}. \quad (7.69 \text{ а})$$

Шундай қилиб, (7.69) ва (7.69 а) формулалардан кўринадикки, *текис зарядланган сфера ташқарисидаги электростатик майдоннинг индукцияси D ва кучланганлиги E худди унинг барча заряд марказида мужассамлашгандек, нуқтавий заряд майдони сингари ҳисобланар экан.*

Энди зарядланган сферанинг ичида $r' < R$ масофада ётган B нуқтани текширамиз. Бу ҳолда ҳам B нуқта орқали маркази зарядланган сфера марказида ётган $s' = 4\pi r'^2$ сферик сирт ўтказамиз (7.24- расм). Бу ёпиқ s' сирт ичида заряд бўлмагани учун $q = 0$. У вақтда Остроградский-Гаусс теоремасига биноан ёпиқ s' сиртдан чиқаётган электр индукция оқими $N = D's'$ ҳам нолга тенг бўлади:

$$S = \oint_s D' ds = \int_0^{s'=4\pi r'^2} D' ds = D' 4\pi r'^2 = 0.$$

Бундан, зарядланган сферик сирт ичидаги майдон индукцияси D' ва кучланганлиги E' куйидагига тенг бўлади:

$$D' = 0 \text{ ёки } E' = \frac{D'}{\epsilon_0 \epsilon} = 0. \quad (7.70)$$

Шундай қилиб, *текис зарядланган сферик сирт ичидаги барча нуқталарда электростатик майдоннинг индукцияси D' , бинобарин кучланганлиги E' ҳам нолга тенгдир.*

Бу қонуният зарядланган ихтиёрий кўринишдаги ёпиқ сирт учун, ҳатто зарядланган ўтказгичлар учун ҳам ўринлидир.

Ва ниҳоят зарядланган сфера марказидан $r_1 > R$ ва $r_2 > R$ нуқталаридаги потенциаллар айирмаси ($\phi_1 - \phi_2$) ни (7.62) формула асосида аниқланса,

$$\begin{aligned}\varphi_1 - \varphi_2 &= \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{dr}{r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 \cdot r_2}.\end{aligned}\quad (7.71)$$

бўлади. Агар текширилаётган нуқта сфера сиртида, яъни $r_1 = R$ ва $r_2 = \infty$ бўлса, сфера сиртининг потенциали:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R}.\quad (7.71a)$$

Бундан кўринадики, зарядланган сферанинг сирти бир хил потенциалли нуқталарнинг геометрик ўрни бўлгани учун, у эквипотенциал сиртдан иборат бўлади.

Шуни таъкидлаш керакки, фақат зарядланган сферик сирт эквипотенциал сирт бўлмасдан, зарядланган ўтказгичларнинг ҳар қандай сиртлари ҳам эквипотенциал сиртлардан иборат бўлади.

5. Бир текис ҳажмий зарядланган шарнинг майдони. Радиуси R бўлган, ҳажм бўйича зарядлана оладиган шар зарядининг ҳажм зичлиги $\rho > 0$ билан бир текис зарядланган бўлсин (7.25-расм). Бу ҳолда зарядланган ташқи ($r > R$) ва ички ($r' < R$) қисмлардаги майдонни ҳисоблаб чиқамиз:

а) бир текис ҳажмий зарядланган шарнинг ташқи ($r > R$) майдонидаги A нуқтани қараб чиқамиз.

Шардаги умумий заряд q заряднинг ҳажмий зичлиги куйидагига тенг бўлади:

$$q = \rho V = \rho \frac{4}{3} \pi R^3.\quad (7.72)$$

Бу ҳолда ҳам, ҳажмий зарядланган шарнинг ташқи ($r > R$) майдони ҳам, худди сферадагидек, барча зарядлар марказга мужассамланган нуқтавий заряд майдонидек, (7.69), (7.69,а) ва (7.71) формулалар асосида ҳисобланади:

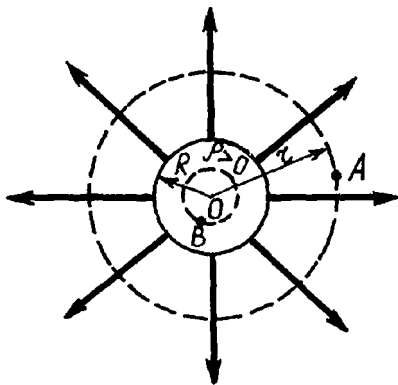
$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}; \quad \text{ёки} \quad D = \frac{\rho}{3} \cdot \frac{R^3}{r^2};\quad (7.73)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon_0\epsilon} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^2}; \quad \text{ёки} \quad E = \frac{D}{\epsilon_0\epsilon} = \frac{\rho}{3\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{R^3}{r^2};\quad (7.73a)$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 \cdot r_2}; \quad \text{ёки} \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\rho}{3\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 \cdot r_2}.\quad (7.73b)$$

б) энди бир текис ҳажмий зарядланган шарнинг ички ($r' < R$) майдоидаги B нуқтани қараб чиқамиз (7.25-расм).

Бу ҳолни қараб чиқиш учун, шар марказидан фикран ($r' < R$) радиусли сфера чизамиз. Бу сферанинг барча нуқталаридаги электростатик майдоннинг индукцияси \vec{D} ва кучланганлиги \vec{E} нинг сон қийматлари бир хил ва радиал бўлиб, ички сферадаги q' зарядга боғлиқ. Ички r' радиусли сферадаги q' заряд заряднинг ҳажм зичлиги ρ орқали қуйидагича ифодаланadi:



7.25- расм

$$q' = \rho v' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3, \quad (7.74)$$

бундаги ρ , (7.72) да $\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$ бўлгани учун

$$q' = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3 = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3. \quad (7.74a)$$

Шундай қилиб, q' зарядни бундай аниқлаш мумкин:

$$q' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3 = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3. \quad (7.74b)$$

Зарядланган шарнинг $s' = 4\pi r'^2$ ички ёпиқ сиртидан чиқаётган электр индукция оқими N' , биринчидан:

$$N' = \oint_{s'} D ds = \int_0^{4\pi r'^2} D' ds = D' 4\pi r'^2. \quad (a)$$

Иккинчидан, Остроградский-Гаусс теоремасига биноан ёпиқ сиртдан чиқётган электр индукция оқими N' , шу ёпиқ сирт ичидаги заряд q' га тенг:

$$N' = \oint_{s'} D' ds = q' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3 = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3. \quad (6)$$

Шундай қилиб, (а) ва (б) ни тенглаштириб ҳосил қиламиз:

$$D' 4\pi r'^2 = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3 = q \left(\frac{r'}{r} \right)^3. \quad (в)$$

Бундан, ҳажмий зарядланган шарнинг ички ($r' < R$) қисмидаги электростатик майдоннинг электр индукцияси \vec{D}' ва кучланганлиги \vec{E}' нинг сон қиймати:

$$D' = \frac{1}{3} \rho r' \text{ ёки } D' = \frac{q}{4\pi r'^2} \left(\frac{r'}{r} \right)^3, \quad (7.75)$$

$$E' = \frac{D'}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{1}{3\epsilon_0 \epsilon} \rho r' \text{ ёки } E' = \frac{D'}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r'^2} \left(\frac{r'}{r} \right)^3 \quad (7.75a)$$

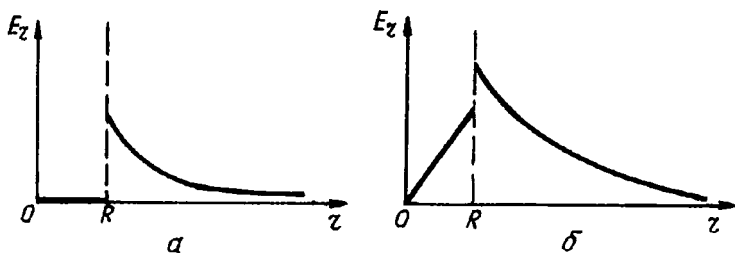
Ҳажмий зарядланган шарнинг ичидаги икки нуқтасининг потенциаллар айирмаси ($\varphi_1 - \varphi_2$) ни (7.58) формула асосида аниқланади;

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1'}^{r_2'} E' dr = \int_{r_1'}^{r_2'} \frac{\rho}{3\pi \epsilon_0 \epsilon} r dr = \frac{\rho}{6\epsilon_0 \epsilon} (r_2'^2 - r_1'^2) \quad (7.76)$$

ёки

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1'}^{r_2'} E' dr = \int_{r_1'}^{r_2'} \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r^3} r dr = \frac{q}{8\pi \epsilon_0 \epsilon r^3} (r_2'^2 - r_1'^2) \quad (7.77)$$

7.26а, б-расмларда сиртқи зарядланган сфера ва ҳажмий зарядланган шар ҳосил қилган электростатик майдон кучланганликлари E нинг масофа r га боғланиш $E = f(r)$



7.26- расм

графиғи келтирилган. 7. 26, б-расмдағи графикдан кўри-
надики, шарнинг сирғи ($r = R$) да майдон кучланганлиғи
узилишга эга. Бунга сабаб шар (ϵ') ва унинг атрофидағи
муҳит (ϵ) нинг ϵ' ва ϵ нисбий диэлектрик сингдирув-
чанлиғининг ҳар хил бўлишидир (7.26,б-расм $\epsilon < \epsilon'$ ҳол
учун ўринлидир).

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Электр заряди деб нимага айтилади? Электр зарядининг икки тури қандай қабул қилинади?
2. Зарядларнинг сақланиш қонунини таърифлаш ва унга мисол келтиринг.
3. Заряднинг дискретлиғи нимани ифодалайди? Элементар заряд нима?
4. Электростатиканинг асосий қонуни—Кулон қонунини таърифлаш ва математик ифодасини ёзинг. Заряднинг СИ дағи ўлчов бирлиғи қандай?
5. Муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиғи деб нимага ай-
тилади?
6. Зарядланган икки макроспик жисмнинг ўзаро таъсирини ифода-
ловчи формулани ёзинг ва тушунтириб беринг.
7. Олидан ва яқиндан таъсир қилиш назарияларини фарқи қан-
дай?
8. Майдон деб нимага айтилади? Электростатик майдон деб-чи?
9. «Синов заряди» деб қандай зарядга айтилади?
10. Электростатик майдоннинг кучланганлиғи деб нимага айтила-
ди? Нуқтавий заряд ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиғи нимага
боғлиқ?
11. Электр майдоннинг суперпозиция (қўшиш) принципини таъ-
рифлаш ва математик ифодасини ёзинг.
12. Электр диполи нима? Диполнинг электр моментини ва электр
майдонининг кучланганлиғини ифодаловчи формулаларни ёзинг ва ту-
шунтириб беринг.
13. Электр куч чизиқлари деб нимага айтилади?
14. Электр индукция (силжиш) вектори ва оқими деб нимага айти-
лади?

15. Остроградский-Гаусс теоремасини таърифланг ва формуласини ёзинг.

16. Электростатик майдонда заряднинг кўчишида бажарилган иш нимага боғлиқ? Электростатик майдон кучи қандай куч?

17. Электростатик майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси деб нимага айтылади? У нимага тенг? Электростатик майдон қандай майдон?

18. Майдондаги заряднинг потенциал энергияси деб нимага айтилади? Майдоннинг потенциали деб-чи?

19. Майдон кучланганлиги ва потенциали ўзаро қандай боғланишга эга? Потенциал градиенти нимани ифодалайди?

20. Бир текис зарядланган текислик, параллел текислик, цилиндр ва шар майдонларининг кучланганликлари ва майдон потенциаллар айирмаларини ифодаловчи формулалар ёзилсин.

8 - БОБ

ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДАГИ ЎТКАЗГИЧ ВА ДИЭЛЕКТРИКЛАР

Моддалар электр хусусиятларига қараб ўтказгич, изолятор ва ярим ўтказгичларга бўлинади.

Зарядларни эркин узата оладиган жисмларга *ўтказгичлар* дейилади, зарядларни ўтказа олмайдиган жисмларга эса *изоляторлар* ёки *диэлектриклар* дейилади. Ўтказгичлар биринчи ва иккинчи тур ўтказгичларга бўлинади. Биринчи тур ўтказгичлар ёки содагина ўтказгичлар деб зарядларнинг кўчишида массаси ва кимёвий таркиби ўзгармас қоладиган жисмларга айтилади. Барча металлар биринчи тур ўтказгичларга мисол бўлади. Металларнинг электр ўтказувчан бўлишига сабаб, ундаги бир қисм электронларнинг эркин ҳаракатда бўлишидир. Бундай электронларга эркин ёки ўтказувчанлик электронлари дейилади.

Иккинчи тур ўтказгичлар деб, зарядларининг кўчишида бу ўтказгичларнинг бошқа ўтказгич билан тегиб турган жойларида моддаларининг ташкил этувчиларига ажраладиган, яъни кимёвий ўзгарадиган моддаларга айтилади. Қиздириб эритилган тузлар, ҳамда туз, кислота ва ишқор эритмалари—электродитлар иккинчи тур ўтказгичларга мисол бўлади.

Электр зарядини ўтказмайдиган моддаларга диэлектриклар ёки изоляторлар дейилади.

Диэлектрикларга мисол қилиб, туз кристаллари, ёғлар, ҳаво, шиша, чинни, эбонит, каучук, қаҳрабо ва шунга ўхшаш моддаларни кўрсатиш мумкин.

Ҳозирги вақтда ярим ўтказгичлар деб аталувчи алоҳида моддалар ҳам мавжуддир. Ярим ўтказгичлар—металлар билан диэлектрик (изолятор)лар оралиғидаги моддалардир. Ярим ўтказгичларнинг муҳим хоссалари шундан иборатки, уларда электр токини ўтказишдан манфий зарядлар — электронлар билан барча қиймати электрон зарядига тенг мусбат зарядлар — ковалар ҳам қатнашади.

Ўтказгич, ярим ўтказгич ва диэлектрикларнинг электр ўтказувчанлигини 8.1-жадвалда келтирилган солиштирма қаршиликларнинг қийматлари кўргазмали ифодалаб беради.

8.1-жадвал.

Моддалар	Ўтказгичлар	Ярим ўтказгичлар	Диэлектриклар
$\rho, \text{Ом}\cdot\text{м}$	$10^{-8} - 10^{-4}$	$10^{-4} - 10^6$	$10^6 - 10^{15}$

8.1. ЎТКАЗГИЧЛАРДА ЗАРЯДЛАРНИНГ ТАҚСИМОТИ

Қаттиқ металл ўтказгичлар атомлардан тузилган бўлиб, атомнинг таркибий қисми эса мусбат зарядли ядродан ва манфий зарядли электронлардан тузилгандир. Ҳар қандай модданинг атоми нейтралдир. Чунки атомдаги электронлар сони ядродаги протонлар сонига тенг. Ўтказгичнинг таркибидаги мусбат ва манфий зарядли зарралари тенг бўлса, бундай ўтказгич зарядланмаган дейилади.

Ўтказгичда бир хил ишорали зарядга эга бўлган элементар заррачалар ортиқ бўлса, ўтказгич зарядланган бўлади. Ўтказгичда электронлар протонлардан кўп бўлса, у манфий зарядланади. электронлар етишмаганда эса мусбат зарядланади. Зарядланган ўтказгичда эса, зарядланган усулидан қатъи назар, мусбат ва манфий зарядларнинг тенглиги бузилган бўлади. Ўтказгичдаги зарядли заррачалар жуда кичик куч таъсири остида ҳаракатланиши нағижасида зарядлар қайта тақсимланади. Агар бирор ўтказгичда зарядлар мувозанатда бўлса, ўтказгич ичидаги исталган нуқтада майдоннинг кучланганлиги \vec{E} нчки нолга тенг бўлади:

$$\vec{E}_{\text{ички}} = 0 \quad (8.1)$$

Шундай қилиб зарядланган ўтказгичлар ҳақида бундай хулосалар келиб чиқади:

а) зарядланган ўтказгич ичидаги майдон кучланганлиги $\vec{E} = \vec{E}_{\text{ички}} = 0$ бўлиб, ташқи сиртининг ихтиёрий нуқ-

тасида кучланганлик вектори нормал йўналган, яъни $\vec{E} = \vec{E}_n$ бўлади.

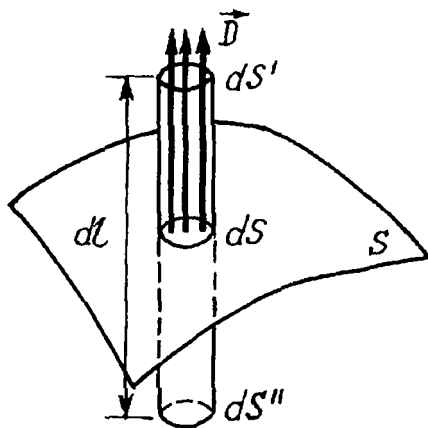
б) зарядланган ўтказгичнинг бутун ҳажми эквипотенциал ($\varphi = \text{const}$) бўлади. Ҳақиқатан ҳам, зарядланган ўтказгич ҳажмининг ихтиёрий нуқтасида $\vec{E}_{\text{ички}} = 0$ бўлгани учун $\frac{d\varphi}{dl} = -E_{\text{ич}} \cos(\vec{E}_{\text{ич}}, \hat{dl}) = 0$ ёки $\varphi = \text{const}$ бўлади.

в) зарядланган ўтказгич сиртида уринма бўйлаб йўналган кучланганлиги $\vec{E}\tau = 0$ бўлиши шарт, акс ҳолда $\vec{E}\tau$ таъсирида заряднинг мувозанатли тақсимооти бузилган бўлар эди.

г) ўтказгичлаги ўзаро компенсацияланмаган зарядлар фақат унинг ташқи сиртида мувозанатли тақсимланади. У вақтда Остроградский-Гаусс теоремасига биноан ўтказгич ички қисмини ўрочи S сиртдан чиқувчи электр индукция оқими $N = \oint_S D_{\text{ич}} \cdot ds = q_{\text{ич}} = 0$ бўлади. Шундай

қилиб, зарядланган ўтказгичнинг ички қисми майдони нолга тенг.

д) зарядланган ўтказгич сирти яқинидаги электростатик майдон кучланганлигини Остроградский-Гаусс теоремаси асосида аниқлаймиз. Бунинг учун зарядланган ўтказгич сиртида зарядли ds элементар юзани ажратиб оламиз (8.1-расм). Бу юзадаги заряднинг сирт зичлиги δ бўлса,



8.1- расм

ундаги заряд $dq = \delta ds$ бўлади. Фикран. ds юзадан баландлиги dl , асосларининг юзаси ds' ва ds'' бўлган цилиндрнинг равишга ўтказамиз. Бу ҳолда $ds = ds'$ ва $ds = ds''$ бўлади. Ўтказгич сирти яқинидаги электростатик майдоннинг индукцияси \vec{D}_n ва кучланганлиги \vec{E}_n векторлари ўтказгич сиртига перпендикуляр йўналган бўлади. Шунинг учун, цилиндрнинг ён сиртидан чиқадиган электр индукция оқими нолга тенг бўлади. Цилиндрнинг ички асосининг ds'' юзасидан чиқаётган электр индукция оқими dN'' ҳам нолга тенг бўлади, чунки ўтказгичнинг ичидаги майдон нолга тенгдир. Бинобарин, цилиндрнинг ёпиқ сиртидан чиқаётган электр индукция оқими цилиндрнинг юқори сирти ds' юзасидан чиқадиган оқим dN' га тенгдир:

$$dN = dN' = D_n ds' = D_n ds. \quad (a)$$

Бунда D_n — ўтказгич сиртига нормал йўналган электр индукцияси.

Иккинчи томондан Остроградский-Гаусс теоремасига биноан, электр индукция оқими ёпиқ цилиндр сирт ичидаги заряд dq га тенг:

$$dN = dq = \delta ds. \quad (б)$$

(a) ва (б) нинг чап томонлари тенг бўлгани учун уларнинг ўнг томонлари ҳам ўзаро тенгдир.

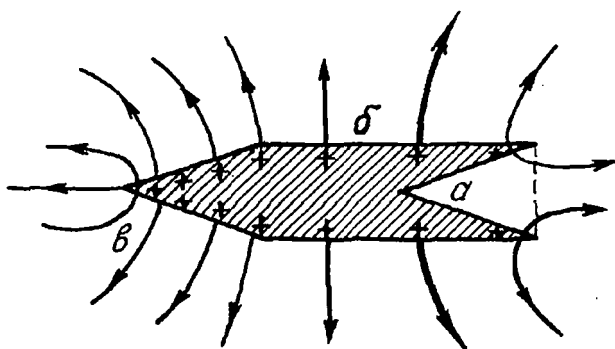
$$D_n ds = \delta ds. \quad (в)$$

Бунда зарядланган сирт яқинидаги электростатик майдоннинг электр индукцияси \vec{D}_n ва кучланганлиги \vec{E}_n микдор жиҳатдан қуйидагига тенг бўлади:

$$D_n = \delta; \quad E_n = \frac{D_n}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\delta}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (8.2)$$

Шундай қилиб, *зарядланган ўтказгич сирти яқинидаги электростатик майдоннинг кучланганлиги заряднинг сирт зичлигига пропорционалдир.*

Мураккаб шаклдаги ўтказгичда (8.2-расм) заряд тақсимоти татбиқ қилинганда заряднинг сирт зичлиги турли нуқталарида турлича эканлиги маълум бўлди: чуқурлик

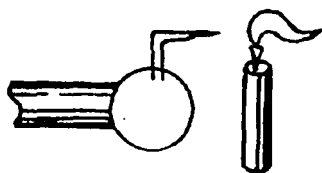


8.2- расм

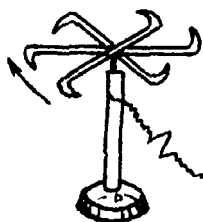
личиди у нолга яқин (а нуқта), ўткир учли дўнг учиди энг катта қийматга эга (в нуқта) ва ён сиртидаги нуқталарда (б сиртда) оралиқ қийматларга эга бўлади.

(8.2) га биноан электростатик майдон кучланганлиги E заряднинг сирт зичлигига пропорционалди. Шунинг учун ҳам мураккаб шаклли ўтказгич сиртида майдон кучланганлиги ҳам турлича бўлади. У эгрилик радиуси жуда кичик бўлган участкалар яқинида, яъни учли жойларда жуда катта бўлади.

Бу металл учликда зарядларнинг ўзига хос оқиб чиқиши ҳодисасига олиб келади. Бунинг сабаби шундаки, учлик атрофида майдон кучланганлиги жуда катта бўлади. Ўтказгичнинг ўткир учиди кучли электр майдони, унинг ёнидаги ҳаво молекулалари жуда катта электр кучлари таъсирида мусбат ва манфий ионларга парчаланеди. Ўтказгичга нисбатан қарама-қарши зарядланган ионлар ўтказгичга тегиб нейтраллашади ва аста-секин ўтказгични зарядсизлайди. Ўтказгич билан бир хил ишорали ионлар эса ўткир учдан узоқлашар экан «электр шамолини» юзага келтиради. Бу шамол, масалан, ўткир учга яқинлаштирилган шамнинг алангасини оғдириши (8.3-расм), ёки енгил



8.3- расм



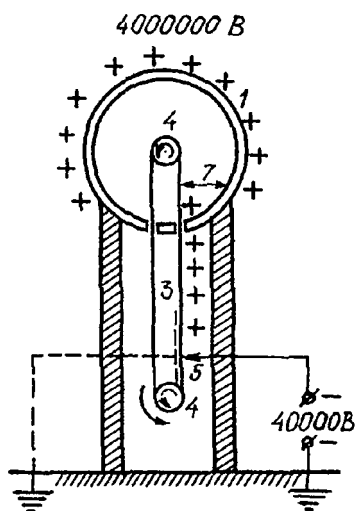
8.4- расм

металл пирпирак (Франклин пирпираги)ни реактив куч айлантириши мумкин (8.4-расм).

Учли ўтказгичларнинг қараб чиқилган хоссалари амалда турли қурилмалардан зарядларни чиқариб юборишда фойдаланилади. Юқори кучланиш остида ишлайдиган барча асбоб ва машиналардан зарядларнинг оқиб кетишининг олдини олиш учун металл сиртлари силлиқланади, металл стерженнинг учларига шарчалар жойлаштирилади.

Электростатик генератор. Зарядларнинг фақат ўтказгичнинг ташқи сиртигагина тақсимланиши ҳодисасидан жуда юқори кучланишга мўлжалланган электростатик генераторларда фойдаланилган. Зарядларнинг ҳар доим ўтказгичнинг фақат ташқи сиртигагина тақсимланиш ҳодисасидан юқори кучланиш олишга имкон берилган Ван-дер-Граффнинг электростатик генератори қурилишида моҳирлик билан фойдаланилган. Унинг ишлаш принципи қуйидагича: ичи бўш шарсимон ўтказгичнинг ичига берилган ҳар қанча заряд ўша зоҳотиёқ ташқи сиртига ўтади. Электростатик генераторда худди шундай ҳодиса амалга оширилган бўлиб, у қуйидагича тузилган: у ичи қавак қатта шарсимон ўтказгич 1 дан иборат бўлиб (8.5-расм), изоляцияловчи цилиндр 2га ўрнатилган. Цилиндр ичида резиналанган материалдан қилинган чексиз тасма 3 иккита шкив 4 билан айланма ҳаракатда бўлади. Тасма учлик системаси 5 ёрдамида зарядланади. Резина тасма шар 7 билан уланган учликлар системаси 7ёнидан ўтиб, келтирилган зарядларни унга беради ва бу зарядлар шарнинг ташқи сиртига ўта ўтади.

Амалда шарда ҳосил қилиш мумкин бўлган максимал потенциал зарядларнинг шардан сирқиши (ҳавонинг ионлашиши туфайли) билан аниқланади. Вақт бирлиги ичида тасма келтираётган зарядлар—тасма токи сирқиш туфайли йўқолган заряд—сирқиш токига тенг бўлиб қолганда шар потенциалининг ортини тўхтайди. Шунинг учун



8.5- расм

хам, амалда имкон борича тасма токини оширишга ҳаракат қилинади.

Ҳозирги вақтда электростатик генераторлар ёрдамида 3-4 миллион вольтгача кучланиш олиш мумкин. Бундай генераторларнинг баландлиги 10-15 м. Шарларнинг диаметри 4,5 м гача етади. Баъзан электростатик генераторлар сиқилган газли камераларга жойлаштирилади, чунки газ босими ортганда катта потенциалда сирқиш токи ҳосил бўлади.

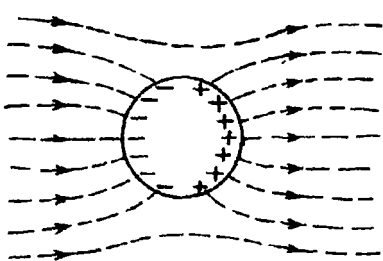
4 млн. В потенциаллар фарқини олишга имкон бералиган Ван-дер-Грааф генератори 1936 йилда Харьков шаҳрида Украина физика-техника институтида курилган.

8.2. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДАГИ ЎТКАЗГИЧЛАР. ЭЛЕКТРОСТАТИК ИНДУКЦИЯ ВА МАЙДОННИНГ ДЕФОРМАЦИЯЛАНИШИ

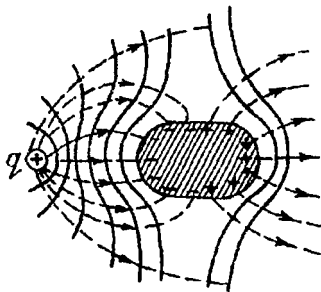
Ҳар қандай ўтказгични ишқаланишсиз ва уни зарядли бошқа жисмга теккизмасдан, ёнида турган зарядланган жисмнинг кўрсатган таъсири билан ҳам зарядлаш мумкин.

Агар зарядланган ўтказгич ташқи электростатик майдонга жойлаштирилса, электростатик куч таъсирида ўтказгичдаги эркин электронлар майдон кучланганлигининг вектори \vec{E} га қарама-қарши томонга силжийди. Натижада, ўтказгичнинг икки томонида ҳар хил ишорали зарядлар ҳосил бўлади: электронлари ортиқча учи манфий зарядланади, электронлар етишмайдиган учи эса мусбат зарядланади.

Шундай қилиб, ташқи электростатик майдон таъсирида ўтказгичда ва мавжуд бўлган, миқдор жиҳатдан тенг бўлган мусбат ва манфий зарядларга ажратиш ҳодисасига электростатик индукция ёки таъсир орқали зарядлаш дейилади.



8.6- расм



8.7- расм

Электростатик майдонга киритилган ўтказгичдаги индукцияланган зарядлар майдоннинг манзарасини ўзгартиради.

8.6-расмда бир жипсли ($E \neq \text{const}$) электростатик майдонга киритилган зарядсиз металл шарнинг бу майдонни деформациялаши тасвирланган. 8.7- расмда эса нуқтавий заряд ҳосил қилган электростатик майдонга киритилган ўтказгичнинг бу майдонни деформациялаши кўрсатилган.

Электростатик майдонга киритилган ўтказгичнинг кичикроқ потенциалли нуқталаридан каттароқ потенциалли нуқталарига эркин электронлар дарҳол оқа бошлайди. Натижада ўтказгичнинг сирти эквипотенциал сиртга айланади ва куч чизиқлари ўтказгич сиртига йўналган вазиятга олади. Ўтказгичга кирувчи куч чизиқлар сони ундан чиқаётган куч чизиқлар сонига тенг бўлгани учун, ўтказгич ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг, бинобарин майдон ҳам нолга тенгдир.

Ташқи электростатик майдонга киритилган ўтказгичдан индукцияланган заряд қисқа вақт ичида шундай тақсимланадики, ўтказгич ичидаги натижавий майдоннинг кучланганлиги нолга тенг бўлгандагина, зарядларнинг ўтказгич бўйлаб ҳаракати тўхтабди.

Шундай қилиб, зарядланган ўтказгич ёки электростатик майдондаги ўтказгич ичида майдоннинг бўлмаслигига асосан электростатик муҳофаза яратилган. Агар ҳар қандай ўлчов асбоби металл филоф ичига жойлаштирилса, ташқи электр майдонлари филофнинг ичига ўтмайди, яъни ўлчов асбобининг ишлаши ва кўрсатиши ташқи электр майдоннинг мавжудлигига ва унинг ўзгаришига боғлиқ бўлмайди.

Электростатик муҳофаза ҳолисасини биринчи бўлиб, 1836 йили Фарадей тажрибада намоиш қилган. У жуда юқори учқунли кучланишгача зарядланган металл катак (Фарадей қафаси) ичида турганда ҳеч қандай майдон таъсирини сезмаган.

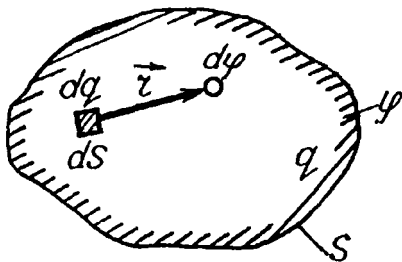
8.3. ЭЛЕКТР СИҒИМ. ЯККАЛАНГАН ЎТКАЗГИЧНИНГ ЭЛЕКТР СИҒИМИ

Маълумки, зарядланган жисм ва ўтказгичларнинг таъсиридан ҳоли бўлган, яъни яккаланган ўтказгич зарядланса, сирт шаклига қараб заряд ҳар хил сирт зичлиги δ билан тақсимланади. Шунинг учун ҳам ўтказгич ҳар бир

нуқтасидаги заряднинг сирт зичлиги шу нуқталаги заряд q га пропорционалдир, яъни:

$$\delta = kq. \quad (8.3)$$

бунда: k —ўтказгич сиртидаги қараб чиқилаётган нуқта координатасининг бирор функциясидир.



8.8- расм

Зарядланган ўтказгич эквипотенциал сиртининг ϕ потенциалини аниқлаш учун, унинг S ёниқ сиртини заряди $dq = \delta ds$ га тенг бўлган ds элементар юзачаларга ажратиб қараб чиқамиз (8.8-расм). Ҳар бир бундай зарядни нуқтавий заряд деб қараш мумкин. У вақтда dq заряддан r масофадаги майдоннинг потенциали

$$d\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dq}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\delta ds}{r}. \quad (8.4)$$

бўлади. (8.4) даги δ нинг ифодасини (8.3) га қўйилса:

$$d\phi = \frac{kq ds}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (8.4a)$$

Бу ифода ёниқ S сирт бўйича интегралланса, зарядланган ўтказгич сирт потенциали ϕ келиб чиқади:

$$\phi = \oint_S \frac{kq ds}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \oint_S \frac{k ds}{r} \quad (8.5)$$

Бунда; $\oint_S \frac{k ds}{r}$ — интеграл ифода, берилган ўтказгичнинг шакли ва геометрик ўлчамига боғлиқ бўлган ўзгармас катталикдир.

(8.5) формуладан кўринадики, яккаланган ўтказгич потенциали ϕ унинг заряди q га пропорционалдир. Ўтказгичнинг заряди q ни сирт потенциали ϕ га бўлган нисбати

ўзгармас катталиқ бўлиб, у берилган ўтказгичнинг заряд тўшлаш хусусиятини ифодалаб, унга яккаланган ўтказгичнинг электр сифими дейилади ва C ҳарфи билан белгиланади:

$$C = \frac{q}{\phi} \quad (\text{а}) \quad \text{ёки} \quad C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon}{\oint k ds / r}. \quad (\text{б}) \quad (8.6)$$

Шундай қилиб, яккаланган ўтказгичнинг электр сифими деб, унинг потенциални бир бирликка ўзгартириш учун зарур бўлган зарядга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

(8.6б) дан кўринадики, ҳар қандай яккаланган ўтказгичнинг электр сифими, фақат, унинг шакли, геометрик ўлчами ва у турган муҳитнинг диэлектрик хусусиятига боғлиқдир.

Яккаланган ўтказгич электр сифими мисолида шарнинг электр сифимини қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, R радиусли яккаланган шар q заряд билан зарядланган бўлсин. Унинг сиртидаги потенциали ϕ худди нуқтавий заряд ҳосил қилган майдон потенциалини ҳисоблаш формуласи

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} \quad (7.55) \quad \text{асосида аниқланади. Потенциалнинг бу}$$

ифодасини (8.6 а) га қўйилса, яккаланган шарнинг электр сифими келиб чиқади:

$$C = \frac{q}{\phi} = \frac{q \cdot 4\pi\epsilon_0\epsilon R}{q} = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (8.7)$$

Шундай қилиб, яккаланган шарнинг электр сифими C шарнинг радиусига ва турган муҳитнинг диэлектрик сингулдувчанлиги ϵ га пропорционалдир.

(8.7) дан электр доимийси ϵ қўйилади тенг бўлади:

$$\epsilon_0 = \frac{c}{4\pi\epsilon R} \quad (8.7\text{а})$$

Электр сифимнинг Фарадей (Φ) бирлиги жуда катта ўлчов бирлик бўлиб, уни кўз олдига келтириш учун, сифими $C = 1\Phi$ бўлган вакуум ($\epsilon = 1$) даги шарнинг радиусига $R_{1\Phi}$ ни (8.7) га биноан ҳисоблаб чиқамиз:

$$R_{1\Phi} = \frac{c}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{1\phi}{4\pi} \left(\frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\phi}{\text{л}} \right)^{-1} = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 \cdot \text{м} = 9 \cdot 10^6 \text{ км.}$$

Шундай қилиб, 1 Ф сифимли шарнинг радиуси $R_{1\phi} = 9 \cdot 10^6$ км бўлиб, у Ой билан Ер орасидаги $s = 3,8 \cdot 10^5$ км масофадан 23 марта катгадир. Бинобарин, фарада жуда катта ўлчов бирлиги бўлганидан амалда фараданинг қуйидаги улуш бирликлари ишлатилади:

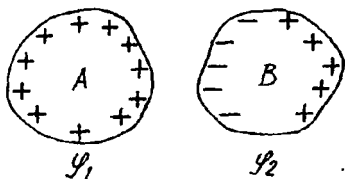
$$1 \text{ микрофарада (мкФ)} = 10^{-6} \text{ Ф};$$

$$1 \text{ нанофарада (нФ)} = 10^{-9} \text{ Ф};$$

$$1 \text{ пикофарада (пФ)} = 10^{-12} \text{ Ф};$$

8.4. ЎЗARO ЭЛЕКТР СИГИМ. КОНДЕНСАТОРЛАР

Жуда катта ўлчамга эга бўлган яқкаланган ўтказгичларни амалда электр сифими сифатида ишлатиб бўлмаслиги, сифими катта, кичик ўлчамли электр сифимларининг яратилишига олиб келди. Агар q зарядли A ўтказгич атрофига B ўтказгич жойлашган бўлса (8.9-расм), унинг A ўтказгичга яқин сиртида q зарядга қарама-қарши ишорали индукцияланган заряд ҳосил бўлиб, у ҳам ўз ўрнида майдони билан A ўтказгичнинг ϕ потенциални камайтириш натижасида ўтказгичлар системасининг электр сифими C кескин ошиб кетади. Амалда бир-биридан диэлектрик билан ажратилган, миқдор жиҳатдан тенг, қарама-қарши ишорали зарядлар билан зарядланган иккита ўтказгичлар системаси ҳосил қилган сифимга ўзаро электр сифим дейилади. Агар бу икки ўтказгичлар орасидаги потенциаллар айирмаси ($\phi_1 - \phi_2$) ва улардаги зарядларнинг абсолют қиймати q бўлса, (8.6а) формулага биноан икки ўтказгичнинг ўзаро электр сифими C қуйидагига тенг бўлади:



8.9- расм

системаси ҳосил қилган сифимга ўзаро электр сифим дейилади. Агар бу икки ўтказгичлар орасидаги потенциаллар айирмаси ($\phi_1 - \phi_2$) ва улардаги зарядларнинг абсолют қиймати q бўлса, (8.6а) формулага биноан икки ўтказгичнинг ўзаро электр сифими C қуйидагига тенг бўлади:

$$C = \frac{q}{\phi_1 - \phi_2} \quad (8.8)$$

Бу ифодага биноан ўзаро электр сифимни бундай таърифлаш мумкин:

Икки ўтказгичнинг ўзаро электр сизими деб, улар орасидаги потенциаллар айирмасини бир бирлик ўзгартириш учун бир ўтказгичдан иккинчисига олиб ўтилган зарядга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Икки ўтказгичнинг ўзаро электр сизими асосида электротехника ва радиотехникада кенг қўлланиладиган конденсаторлар деб аталувчи қурилмалар ясалган.

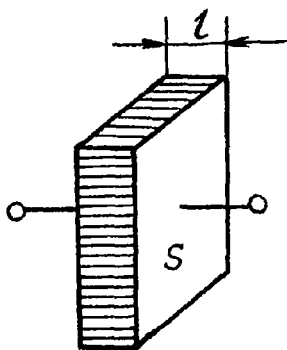
Конденсатор латинча *condinco* сўзидан олинган бўлиб, тўпловчи, қуюқловчи маъносини англатади.

Конденсатор ўзига берилган зарядни тўпловчи ва узоқ вақт сақловчи қурилмадир.

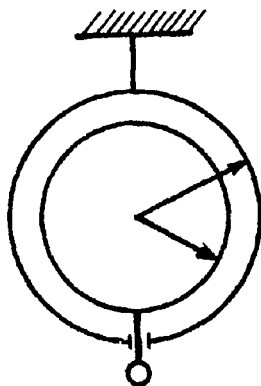
Конденсаторларга мисол қилиб, симёғочларда тортилган икки параллел симларни, кўرғошин билан қопланган телефон кабелларни, ўзаро параллел жойлашган икки пластинкани ва шу кабиларни кўрсатиш мумкин. Конденсаторларни ҳосил қилган ўтказгичларга конденсаторнинг қопламалари дейилади. Қопламаларнинг шаклига қараб конденсаторлар ясси, сферик ва цилиндрик конденсаторларга бўлинади.

1. Ясси конденсатор деб, қопламалари бир-биридан диэлектриклар билан ажратилган иккита параллел пластинкалардан иборат бўлган конденсаторга айтилади (8.10-расм).

Остроградский-Гаусс теоремасининг татбиқидан, $+q$ ва $-q$ зарядлар билан зарядланган, ўзаро параллел икки пластинкадан потенциал фарқи (7.67в) формулага биноан



8.10- расм



8.11- расм

$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S} \cdot d$ бўлиб, уни (8.8) га қўйилса, ясси конденсатор электр сифимининг формуласи келиб чиқади:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S} \cdot d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}, \quad (8.9)$$

бунда S —конденсатор қопламасининг юзи, d —қопламалар орасидаги масофа, ϵ —конденсатор қопламалари оралиғидаги муҳитнинг нисбий диэлектр синдирувчанлиги.

2. Сферик конденсатор деб, қопламалари бир-биридан диэлектр билан ажратилган иккита концентрик сфералардан иборат бўлган конденсаторга айтилади (8.11-расм).

Остроградский-Гаусс теоремасининг татбиқидан, $+q$ ва $-q$ зарядлар билан зарядланган, радиуслари r_1 ва r_2 бўлган ўзаро концентрик жойлашган иккита сфералардаги потенциаллар фарқи (7.71)га биноан қуйидагича бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon S} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 \cdot r_2},$$

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{(r_2 - r_1)}{r_1 \cdot r_2}} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1}. \quad (8.10)$$

Хусусий ҳолларда кўриб чиқамиз:

Агар $r_2 \rightarrow \infty$ бўлса, сферик конденсаторнинг ички қопламаси яқкаланган шарга айланиб қолади, ҳақиқатан ҳам бу ҳолда (8.10) дан яқкаланган шарнинг электр сифим формуласи келиб чиқади:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{1}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \Big|_{r_2 \rightarrow \infty} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot r_1. \quad (8.10a)$$

Агар $r_2 - r_1 = l \ll r_1$ бўлса, $r_2 \approx r_1$ ёки $r_2 \cdot r_1 = r_1^2$ дейиш мумкин. У вақтда (8.10) дан ясси конденсаторнинг электр сифим формуласи келиб чиқади:

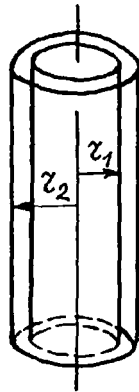
$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1^2}{l} = \frac{\epsilon_0\epsilon \cdot 4\pi r_1^2}{l} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{l}. \quad (8.10 б)$$

Сферик конденсатор қопламалари оралиғидаги электростатик майдон марказий симметрияга эга бўлганлигидан, улар жуда аниқ илмий тадқиқот ишларида қўлланилади.

3. Цилиндрик конденсатор деб, қопламлари бир-биридан диэлектрик билан ажрагилган иккита концентрик цилиндрлардан иборат бўлган конденсаторга айтилади (8.12-расм).

Остроградский-Гаусс теоремасининг татбиқидан $+q$ ва $-q$ заряд билан зарядланган, радиуслари r_1 ва r_2 , узунлиги l бўлган иккита концентрик цилиндрдаги потенциаллар фарқи (7.68 в) формула асосида аниқланади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon l} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$



8.12- расм

Бу ифодани (8.8) га қўйилса, цилиндрик конденсаторнинг электрик сифими формуласи келиб чиқади:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{\frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \ln r_2 / r_1} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln r_2 / r_1}. \quad (8.11)$$

Хусусий ҳолда, $d = (r_2 - r_1) \ll r_1$ бўлганда $\ln \frac{r_2}{r_1} \approx \frac{r_2 - r_1}{r_1}$ бўлиб, (8.11) даг ясси конденсаторнинг электр сифими формуласини оламиз:

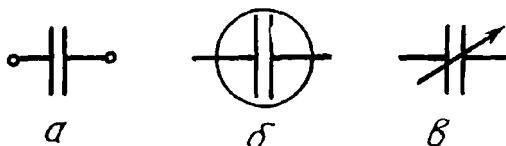
$$C \approx \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l \cdot r_1}{r_2 - r_1} = \frac{\epsilon_0\epsilon \cdot 2\pi r_1 \cdot l}{d} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}, \quad (8.11a)$$

бунда: $S = 2\pi r_1 \cdot l$ — конденсатор қопламасининг юзи, $d = (r_2 - r_1)$ — диэлектрик қатламининг қалинлиги.

Нисбий диэлектрик сингдирувчанликни ўлчаш. Бунинг учун ясси конденсаторнинг қопламалари орасига диэлектрик (ϵ) пластинка қўйилгандаги электр сифими C ни ва қопламалар орасига диэлектрик қўйилмагандаги электр сифими C_0 ни ўлчаб, унинг нисбатидан (8.9) формула асосида модданинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ аниқланади:

$$\epsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (8.12)$$

Конденсаторнинг амалда қўлланиладиган турлари. Вази-фасига қараб конденсаторларнинг тузилиши ҳар хил бўла-



8.13- расм

ди. Қоғозли конденсатор — бир-биридан парафин шимдирилган қоғоз билан ажратилган иккита алюминий (зар) лентадан иборат бўлиб, пакет шаклида зич қилиб ўралган бўлади ва унинг схемадаги кўриниши 8.13,а-расмда тасвирланган.

Электролит конденсатор—қошуққ электролитик эритма билан контактла алюминий оксиди қатлами диэлектрик бўлиб хизмат қиладиган конденсаторнинг кўриниши 8.13-б расмда тасвирланган. Битта қатлами металл, иккинчиси электролитдан иборат электролит конденсатор қўйилган кучланиш маълум қутбли бўлганда катта солиштирма сифимга эга бўлади. Электролит конденсаторнинг электр сифими 0,1—1000 мкФ га тенг бўлади. Паст частотали (ПЧ) электр филтрларда доимий ёки пульсацияланувчи 600 В гача бўлган кучланишларда қўлланилади.

Ўзгарувчан конденсатор—икки металл пластинкалар системасидан тузилган бўлиб (8.13в расм), унинг дас-таси бурилганда пластинкалардан бири иккинчисига кириб, электр сифимини ўзгарадиган конденсатордир. Бундай конденсаторларда диэлектрик ўринда ҳаво бўлади. Ўзгарувчан конденсаторлар радио-электротехникада кенг қўлланишга эга.

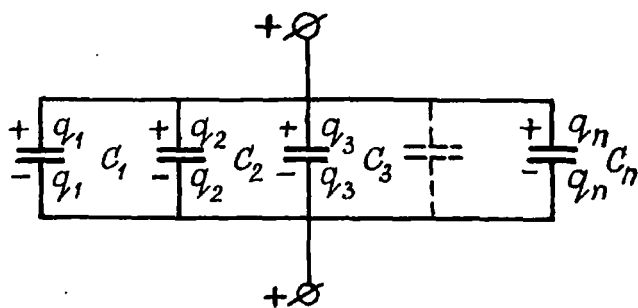
Конденсаторлар схематик равишда, 8.13-расмда тасвирлангандек иккита параллел чизиқлар кўринишида белгиланади.

8.5. КОНДЕНСАТОРЛАРНИ УЛАШ

Баъзан керакли электр сифимларини ҳосил қилиш мақсадида бир нечта конденсатор ўзаро параллел ва кетма-кет улашиб, конденсаторлар батареяси ҳосил қилинади.

1. Конденсаторларни параллел улаш схемаси 8.14-расмда тасвирланган. Параллел уланган конденсаторлар батареясида ҳар бир конденсаторнинг мусбат ва манфий зарядланган қопламалари мос равишда ўзаро уланган бўлади.

Конденсаторлар параллел уланганда (8.14-расм) барча конденсаторлар қопламаларидаги потенциаллар айирмаси



8.14- расм

$(\varphi_1 - \varphi_2)$ бир хил бўлиб, батареянинг умумий заряди q айрим конденсаторлар зарядлари $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ нинг йиғиндисига тенг бўлади: $q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n$. Бу ерда $q = C_{\text{пар}}(\varphi_1 - \varphi_2)$, $q_1 = C_1(\varphi_1 - \varphi_2)$, $q_2 = C_2(\varphi_1 - \varphi_2)$, ва ҳоказо бўлади (бунда: $C_{\text{пар}}$ — параллел уланган конденсаторлар батареясининг электр сифими; C_1, C_2, \dots — айрим конденсаторларнинг электр сифимлари. Демак:

$$C_{\text{пар}}(\varphi_1 - \varphi_2) = C_1(\varphi_1 - \varphi_2) + C_2(\varphi_1 - \varphi_2) + \dots + C_n(\varphi_1 - \varphi_2).$$

Бу ифоданинг чап ва ўнг томонини $(\varphi_1 - \varphi_2)$ га қисқартириб параллел уланган конденсаторлар батареясининг умумий сифими $C_{\text{пар}}$ ни топамиз:

$$C_{\text{пар}} = C_1 + C_2 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i. \quad (8.13)$$

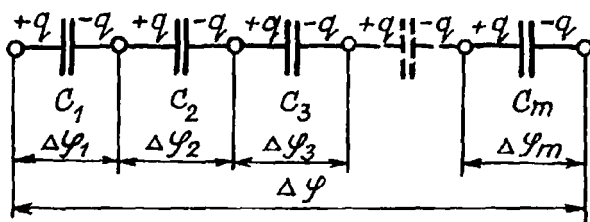
Шундай қилиб, параллел уланган конденсаторлар батареясининг электр сифими ҳар бир конденсатор электр сифимларининг алгебраик йиғиндисига тенг.

Агар параллел уланган n та конденсаторнинг электр сифимлари бир хил ва C_0 га тенг бўлса, (8.13) га биноан

$$C_{\text{пар}} = n C_0, \quad (8.13a)$$

яъни параллел уланган n та бир хил конденсаторлар батареясининг электр сифими битта конденсаторнинг электр сифимидан n марта катта бўлар экан.

2. Конденсаторларни кетма-кет улашда олдинги конденсаторнинг зарядланган қопламаси кейингисининг мусбат



8.15- расм

зарядланган қопламаси билан уланган конденсаторлар батареяси ҳосил бўлади (8.15-расм). Кетма-кет уланган конденсаторлар қопламаларидаги зарядлар миқдори жиҳатдан q га тенг ва бир хил бўлиб, конденсаторлар батареясининг учларидаги потенциаллар айирмаси $\Delta\varphi$ ҳар бир конденсатор учларидаги потенциаллар айирмалари $\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2, \dots, \Delta\varphi_m$ нинг йиғиндисига тенг: $\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \dots + \Delta\varphi_m$, бунда

$$\Delta\varphi = \frac{q}{C_{k,k}}, \quad \Delta\varphi_1 = \frac{q}{C_1}, \quad \Delta\varphi_2 = \frac{q}{C_2}, \quad \dots, \quad \Delta\varphi_m = \frac{q}{C_m},$$

бўлгани учун: $\frac{q}{C_{k,k}} + \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \dots + \frac{q}{C_m}$. Бунда:

$$\frac{1}{C_{k,k}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_m} = \sum_{i=1}^m \frac{1}{C_i}. \quad (8.14)$$

Шундай қилиб, кетма-кет уланган конденсаторлар батареяси электр сифимининг тесқари ифодаси алоҳида конденсатор электр сифимлари тесқари ифодаларининг йиғиндисига тенг. (8.14) дан кўринадикки, кетма-кет уланган конденсаторлар батареясининг электр сифими уланган электр сифимларнинг энг кичигидан ҳам кичик бўлар экан.

Агар кетма-кет уланган m та конденсаторларни электр сифимлари бир хил ва C_0 га тенг бўлса, (8.14) га биноан:

$$C_{k,k} = \frac{C_0}{m}, \quad (8.14 \text{ а})$$

яъни кетма-кет уланган m та бир хил конденсаторлар батареясининг электр сифими битта конденсаторнинг электр сифимидан m марта кичик бўлади.

8.6. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

Жисмлар системасини бир хил ишорали зарядлар билан зарядлашда, зарядларнинг ўзаро итариш Кулон кучини енгилда ташқи куч иш бажарали. Энергиянинг сақла-ниш қонунига биноан, системага таъсир этувчи ташқи кучларнинг бажарган иши система энергиясининг ўзга-ришига сарф бўлади. Шундай қилиб, зарядланган жисм-лар системаси маълум энергияга эга бўлади.

Мисол тариқасида зарядли яккаланган ўтказгич ва зарядли конденсатор энергияларини қараб чиқамиз.

1. Зарядли яккаланган ўтказгич энергияси. Фараз қилайлик, q заряд билан φ потенциалгача заряд-ланган ўтказгичга чексизликдан dq элементар зарядни кел-тириш учун зарур бўлган dA ишни ҳисоблаймиз. Бу dq заряд жуда кичик бўлгани учун, ўтказгичнинг потенциа-лини деярли ўзгартирмайди.

Шунинг учун ҳам dq зарядни потенциали нолга тенг бўлган чексизликдан φ потенциалли ўтказгич сиртига кўчиришда бажарилган dA иш заряднинг потенциаллар айирмаси кўпайтмасига тенг, яъни:

$$dA = (\varphi - 0)dq = \varphi dq \quad (8.15)$$

У вақтда яккаланган ўтказгични 0 дан φ потенциалга-ча зарядлашда бажарилган A иш, элементар dA ишлар-нинг йиғиндисига, яъни (8.15) ифодадан 0 дан φ гача олинган интегралга тенг:

$$A = \int_0^{\varphi} dA = \int_0^{\varphi} \varphi dq, \quad (8.15a)$$

бунда: $q = c\varphi$ бўлгани учун, A ишнинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$A = \int_0^{\varphi} \varphi d(c\varphi) = \int_0^{\varphi} c\varphi d\varphi. \quad (8.15b)$$

Яккаланган ўтказгичнинг электр сиғими C доимий кат-талиқ бўлгани учун, уни интегралдан ташқарига чиқариб, интеграллаш амали бажарилса,

$$A = c \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{c\varphi^2}{2}. \quad (8.16)$$

бўлади. Бу бажарилган иш зарядли яккаланган ўтказгичнинг $A = W_e$ энергиясини билдиради. У вақтда (8.6 а) ни назарга олган ҳолда, зарядли яккаланган ўтказгич W_e энергияси кўйидагига тенг:

$$W_e = \frac{c\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2c}. \quad (8.17)$$

Жадвалдан кўринадики, энергиянинг ўлчов бирлиги— Жоул (Ж) кўйидаги муносабатларга тенг:

$$1\text{ж} = 1\varphi \cdot 1B^2 = 1\text{кл} \cdot 1B = \frac{1\text{кка}^2}{1\varphi}$$

Шуни айтиб ўтиш керакки, зарядли яккаланган ўтказгичнинг энергияси (8.17) унинг ҳосил қилган электростатик майдони энергиясидан иборат.

2. Зарядланган конденсатор энергияси. Ҳосил қилинган (8.17) формулани q заряд билан $(\varphi_1 - \varphi_2)$ потенциалгача зарядланган конденсаторга умумлаштириш мумкин. Бинобарин, (8.17) формуладаги φ нинг ўрнига $(\varphi_1 - \varphi_2)$ потенциаллар айирмаси олинса, зарядланган конденсаторнинг энергияси W_e ни ифодаловчи формула келиб чиқади:

$$W_e = \frac{c(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{q(\varphi_1 - \varphi_2)}{2} = \frac{q^2}{2c}. \quad (8.18)$$

Зарядланган конденсаторнинг энергияси W_e унинг қопламалари оралиғида мужассамлашган электростатик майдоннинг энергиясидан иборат. Шунинг учун ҳам (8.18) формула ясси конденсатор энергияси W_e ни конденсатор қопламалари орасидаги электростатик майдонни тавсифловчи катталиклар орқали ифодалашга имкон беради. Бунинг учун ясси конденсатор қопламаларидаги q заряд билан қопламалар орасидаги электростатик майдон кучланганлиги (7.72) асосан кўйидагига тенг:

$$E = \frac{\delta}{\epsilon_0\epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon S}. \quad (a)$$

бунда $\delta = \frac{q}{S}$ конденсатор қопламаларидаги зарядларнинг сирт зичлиги, S эса қопламанинг юзи. Иккилчи томондан,

E кучланганлик қопламлардаги потенциаллар айирмаси $(\varphi_1 - \varphi_2)$ ва қопламалар орасидаги d масофа билан қуйидаги боғланишга эга:

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}. \quad (6)$$

(а) дан $q = \epsilon_0 \epsilon ES$ ни, (б) дан $(\varphi_1 - \varphi_2) = E \cdot d$ ни (8.18) нинг иккинчи ифодасига қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$W_e = \frac{q(\varphi_1 - \varphi_2)}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon ES \cdot Ed}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} Sd. \quad (8.19)$$

(8.19) формула зарядланган конденсатор энергияси W_e нинг қопламалари орасидаги электростатик майдон кучланганлиги E орқали ифодаланиши. бу энергия электростатик майдон энергиясидан иборат эканлигини яна бир бор тасдиқлайди.

- Шундай қилиб, электростатик майдоннинг энергияси W_e , у эгаллаган фазонинг ҳажми $V = S \cdot d$ га пропорционалдир, яъни

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot E^2}{2} S \cdot d = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V. \quad (8.19a)$$

Ясси конденсатор қопламалари орасида ҳосил бўлган бир жинсли ($\vec{E} = \text{const}$) электростатик майдон яна бир бирлик ҳажмга мос келган энергия—энергиянинг ҳажм зичлиги W_e билан ҳам тавсифланади:

$$w_e = \frac{W_e}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot E^2}{2}. \quad (8.20)$$

Бу формула ихтиёрый кўринишдаги электростатик майдон учун ҳам ўринлидир. Ҳақиқатан ҳам, бир жинсли бўлмаган ($\vec{E} = \text{const}$) майдонни dV элементар ҳажм соҳасидаги майдон бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин. У вақтда dV элементар ҳажм учун (8.19a) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$dW_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot E^2}{2} dV. \quad (8.21)$$

Бундан бир жинсли бўлмаган электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги энергиянинг зичлиги:

$$w = \frac{dW_c}{dV} = \frac{\epsilon_0 \epsilon \cdot E^2}{2}, \quad (8.21, a)$$

бунда E —майдоннинг энергия зичлиги ҳисобланаётган нуқтадаги майдон кучланганлиги.

Бир жинсли бўлмаган электростатик майдоннинг чекли ҳажмдаги энергияси W_e , (8.21) дан бутун ҳажм V бўйича олинган интегралга тенг:

$$W_e = \int_0^V \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} dV. \quad (8.22)$$

Бу формуладан фойдаланиб, зарядланган ҳар қандай ўтказгичнинг электростатик майдонини ҳисоблаш мумкин.

Электростатик майдоннинг энергия зичлигини (8.20) ифодаси кучланганлик E ва индукция D орқали қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$w_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon}. \quad (8.23)$$

Шундай қилиб, ихтиёрий электростатик майдоннинг берилган нуқтасидаги майдон энергиясининг зичлиги шу нуқтадаги майдон кучланганлигининг ёки индукциясининг квадратига тўғри пропорционалдир.

8.7. ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНДАГИ ДИЭЛЕКТРИКЛАР

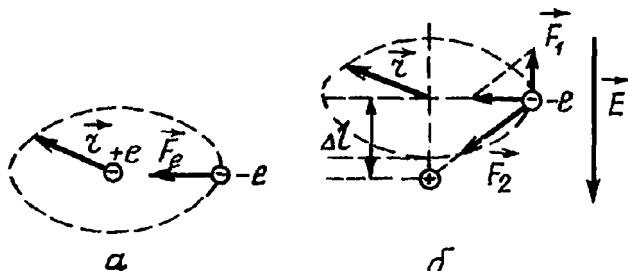
Диэлектриклар бутунича олиб қаралганда нейтрал молекула (ёки атом)лардан тузилган. Молекула (ёки атомлар) мусбат зарядли ядродан ва манфий зарядли электронлардан ташкил топган. Атомнинг мусбат заряди ядросида тўпланган бўлиб, электронлар эса унинг атрофида жуда катта тезлик билан ҳаракатланади. Электроннинг ядро атрофидаги айланиш даври $T = 10^{-15}$ с бўлиб, $t = 10^{-9}$ с вақт ичида миллион марта айланиб чиқади. Бу ҳол манфий зарядларнинг тақсимоғ маркази мусбат зарядли ядро билан уст-ма-уст тушади, деб ҳисоблашга имкон беради. Лекин аҳвол ҳамма вақт ҳам шундай бўлавермайди. Диэлектрик моле-

кулаларидаги мусбат ва манфий зарядлар маркази мос келган $+q$ ва $-q$ зарядлар бир-биридан l масофада жойлашган бўлиши мумкин. Зарядларни бугунича олиб қаралган, нейтрал бўлган бундай система электр диполидан иборат бўлади (7.4- расмга қ.). 7.5- банддан маълумки, $\vec{P} = q\vec{l}$ электр моментли диполь электростатик майдонни ҳосил қилганидан, диэлектрикнинг бундай молекулалари ҳам атропофидаги фазода электростатик майдонни ҳосил қилади.

Айрим диэлектриклар (инерт газлар, H_2 , N_2 , O_2 , CCl_4 ва бошқалар) молекулаларидаги электронлар ядро атропофида симметрик жойлашган бўлади ва ташқи электростатик майдон бўлмаганда мусбат ва манфий зарядлар тақсимотининг маркази устма-уст тушган молекулаларга қутбсиз молекулалар дейилиб, диэлектрикларга эса молекуласи қутбсиз диэлектриклар дейилади.

Кўпчилик диэлектриклар (H_2O , CN_2 , HCl , CH_3Cl , спиртлар ва бошқалар) молекулаларидаги электронлар ядро атропофида симметрик жойлашган бўлади ва ташқи электростатик майдон бўлмаганда ҳам мусбат ва манфий зарядлар тақсимотининг маркази устма-уст тушмайдиган молекулаларга қутбли молекулалар дейилиб, диэлектрикларга эса молекулалари қутбли диэлектриклар дейилади. Диэлектрикларнинг қутбли молекулаларини электр диполи деб қараш мумкин.

Одатда электр диполлари «қаттиқ» ва «юмшоқ» бўлади. Агар электростатик майдон кучи таъсири остида молекуляр диполлар фақат маълум тартибда жойлашиб, уларнинг электр momenti ўзгармаса, бундай диполларга қаттиқ диполлар дейилади. Агар электростатик майдон кучи таъсирида диполларнинг электр momenti ўзгарса, бундай диполларга юмшоқ ёки квазиэластик диполлар дейилади.



8.16-расм

Энди ташқи электростатик майдоннинг диэлектриклар молекуласига таъсирини қараб чиқайлик.

1. Агар диэлектрикнинг кутбсиз молекуласи ташқи электростатик майдонга киритилса, майдон таъсирида молекула \vec{P}_e электр моментли диполь индукцияланади. Молекулалари кутбсиз диэлектриклардан энг содда тузилишга эга бўлган водород молекуласининг атомини қараб чиқамиз.

Ташқи электростатик майдон бўлмаганда ($\vec{E} = 0$) водород атомидаги битта электрон ядро атрофида r радиусли орбита бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин (8.16 а-расм). Бунда

электроннинг ядрога тортилиш Кулон кучи $F_k = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ марказга интилма куч $F_{m.u} = m\omega^2 r$ дан иборат бўлади, яъни:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r, \quad (8.24)$$

бунда: m —электроннинг массаси, ω —унинг орбита бўйлаб бурчак тезлиги.

Агар бу атом кучланганлиги \vec{E} бўлган электростатик майдонга киритилса, 8.16 б-расмда тасвирлангандек электрон орбитаси деформацияланиб, \vec{E} —векторнинг йўналишига қарама-қарши томонга Δl масофага силжийди. Бунда, $F_{m.u} = m\omega^2 r$ марказга интилма куч тенг таъсир куч F дан иборат бўлиб, электростатик майдоннинг электронга таъсир кучи $F_1 = eE$ ва электроннинг ядрога тортилиш кучи F_2 дан иборат бўлади. 8.16 б-расмдаги учбурчакларнинг ўхшашлигидан $\frac{\Delta l}{r} = \frac{F_1}{F}$ ёки $\frac{\Delta l}{r} = \frac{eE}{m\omega^2 r}$ муносабатни ёзамиз. Бунда молекулада индукцияланган диполнинг елкаси Δl қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta l = \frac{e}{m\omega^2} E \quad (8.25)$$

Бу Δl —силжиш эластик деформацияга ўхшаш бўлгани учун, атомда индукцияланган диполга э л а с т и к д и п о л дейилади.

У вақтда (8.25) га биноан эластик диполнинг электр momenti P_e қуйидагига тенг бўлади:

$$P_e = e\Delta l = \frac{e^2}{m\omega^2} E. \quad (8.25a)$$

Агар (8.24)дан $m\omega^2 = \frac{l^2}{4\pi\epsilon_0 r^3}$ ни (8.25а) га қўйилса, диполь-

нинг электр моменти \vec{P}_e қуйидаги кўринишни олади:

$$P_e = 4\pi\epsilon_0 r^3 E = \epsilon_0 \alpha E \quad (8.25б)$$

Ўки вектор кўринишда :

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 \alpha \vec{E}. \quad (8.26)$$

Шундай қилиб, қутбсиз молекулада индукцияланган эластик диполь электр моментининг \vec{P}_e вектори ташқи электростатик майдон кучланганлиги \vec{E} га пропорционал бўлиб, унинг йўналиши билан мос тушади.

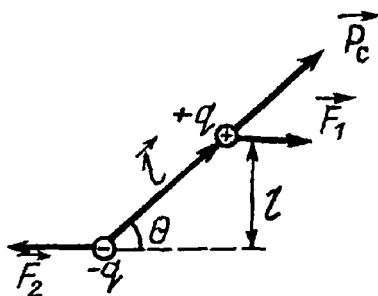
(8.26) да α — пропорционаллик коэффициентни бўлиб, унга атомнинг қутбланувчанлиги дейилади ва у қуйидагига тенгдир:

$$\alpha = 4\pi\epsilon_0 r^3 = 3 \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 = 3V. \quad (8.26а)$$

бунда, $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ — атомнинг ҳажми.

Демак, атомнинг қутбланувчанлиги атомнинг учланган ҳажмига тенг бўлган физик катталиқдир.

2. Фараз қилайлик, бир жинсли ($\vec{E} = \text{const}$) ташқи электростатик майдонга жойлаштирилган диэлектрикнинг қутбли молекуласи, яъни диполнинг электр моменти вектори \vec{P}_e майдон кучланганлиги вектори \vec{E} билан θ бурчак ҳосил қилсин (8.17-расм). Расмдаги чизмадан кўринадики, диполга $\vec{F}_1 = q\vec{E}$ ва $\vec{F}_2 = -q\vec{E}$ жуфт куч таъсир қилади.



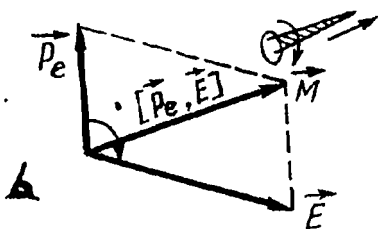
8.17-расм

Бу жуфт кучларнинг моменти \vec{M} нинг сон қиймати:

$$M = F \cdot l_{\text{ок}} = qEl \sin \theta = P_e E \sin \theta. \quad (8.27)$$

(8.27) тенгламанинг чап томонидаги ифода \vec{P}_e ва \vec{E} векторлар векториал кўпайтмаси $[\vec{P}_e \cdot \vec{E}]$ нинг модулига тенг бўлгани учун у вектор кўринишда қуйидагича бўлади:

$$\vec{M} = [\vec{P}_e \cdot \vec{E}] \quad (8.28)$$



8.18-расм

\vec{M} вектор \vec{P}_e ва \vec{E} векторлар ётган текисликка перпендикуляр бўлиб, унинг йўналиши \vec{P}_e дан E га томон энг қисқа йўл билан парма қويدасини қаноатлантиради ёки \vec{M} вектор бўйлаб қаралганда \vec{P}_e дан E га энг қисқа йўл билан соат

милининг йўналиши билан мос тушади (8.18- расм).

Жуфт кучлар momenti \vec{M} диполнинг электр momenti вектори \vec{P}_e ташқи электростатик кучланганлиги вектори \vec{E} билан мос тушгунча таъсир қилади. Натижада қутбли молекулалар (диноллар) ташқи электростатик майдон бўйлаб йўналади. Шунинг учун динолнинг электростатик майдон бўйлаб йўналишига диполнинг қутбланиши ёки ориентацион қутбланиши дейилади.

Агар дипол бир жинсли бўлмаган ($\vec{E} \neq \text{const}$) электростатик майдонга киритилса, диполга айлантурувчи куч моментдан ташқари \vec{F}_1 ва \vec{F}_2 кучларнинг вектор йиғиндисига тенг бўлган \vec{F} куч таъсир қилади:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{F}_1 + \vec{F}_2) \quad (8.29)$$

бунда, \vec{E}_1 ва \vec{E}_2 диполнинг мусбат ва манфий қутбларидаги электростатик майдоннинг кучланганлиги.

Ўртача қиймат ҳақидаги теоремага биноан: $\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = l \left(\frac{d\vec{E}}{dl} \right)$, бунда l —диполнинг узунлиги, $\frac{d\vec{E}}{dl}$ —дипол ўқи бўйлаб кучланганлик векторининг узунлик бирлигига мос

келган ўзгаришини ифодалайди. У вақтда (8.29) ни қуйи-
лаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{F} = ql \left(\frac{d\vec{E}}{dt} \right) = P_c \left(\frac{d\vec{E}}{dt} \right) \quad (8.29a)$$

Бу ифолани яна скаляр кўринишда ёзамиз:

$$F = \frac{d}{dt} (\vec{P}_c \cdot \vec{E}) \quad (8.30)$$

бунда, $(\vec{P}_c \cdot \vec{E})$ ифода \vec{P}_c ва \vec{E} векторларнинг скаляр
кўпайтмасидан иборат бўлгани учун скаляр катталиқ, \vec{F}
куч эса вектор катталиқдир.

Вектор анализда вектор ва скаляр катталиқларнинг ўзаро
боғланиши градиент (grad) деб аталувчи ифода орқали
белгиланади, яъни:

$$\vec{F} = grad (\vec{P}_c \cdot \vec{E}) \quad (8.30a)$$

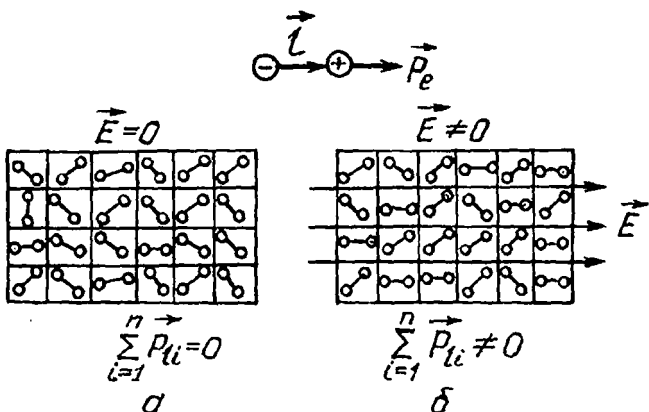
Шундай қилиб, *бир жинсли бўлмаган электростатик май-
дондаги диполга таъсир қилувчи электростатик майдоннинг*
 \vec{F} *куч вектори* $(\vec{P}_c \cdot \vec{E})$ *нинг градиентига тенгдир.*

Бу куч таъсирида эркин дипол бир жинсли бўлмаган
электростатик майдоннинг кучланганлиги энг катта қий-
матли соҳасига силжийди. Бунга мисол қилиб, зарядланган
жисмга электростатик майдондаги индукцияланган зарядли
енгил қорғоз, чанг, тутун ва шу каби заррачалар диполла-
рининг тортишини кўрсатиш мумкин.

8.8. ДИЭЛЕКТРИКЛАРНИНГ ҚУТБЛАНИШИ. ҚУТБЛАНИШ ВЕКТОРИ

Электростатик майдонга диэлектрик киритилса, диэ-
лектрик қутбланиш деб аталувчи ҳодиса содир бўлади.

Молекулалари қутбли диэлектрикларнинг қутбланиши.
Қутбли молекулалардан иборат бўлган қаттиқ диполли
диэлектриклар электростатик майдон таъсирига учрама-
гунча диполларининг электр моменти векторлари тартиб-
сиз жойлашган бўлади. 8.19а- расмда диэлектрикдаги электр
диполининг майдон бўлмагандаги ($E = 0$) жойланиши тас-
вирланган, бунда диполнинг мусбат ва манфий зарядлари
мос равишда қора ва оқ доирачалар билан белгиланган.

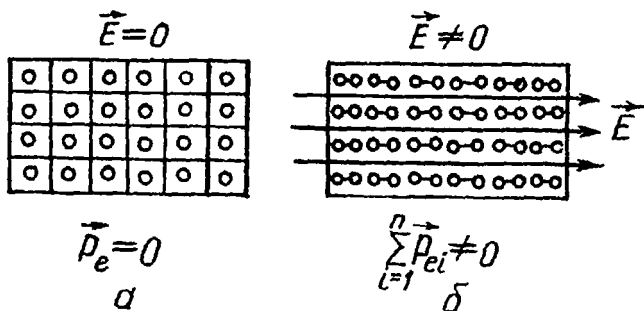


8.19- расм

Шундай қилиб, ташқи электр майдон бўлмаганда диэлектрикдаги молекуляр диполлар электр моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг, яъни $\sum \vec{p}_{ei} = 0$. Шунинг учун ҳам, ташқи электростатик майдон таъсир қилгандагина диэлектрик ичидаги молекуляр диполлар майдон бўйлаб тартибли жойлаша боради (8.19 б- расм).

Диэлектриклар молекуляр диполларининг электростатик майдондаги бундай тартибли жойланишига ориентацион қутбланиш ёки диполли қутбланиш дейилади.

Молекулалари қутбсиз диэлектрикларнинг қутбланиши. Диэлектрикнинг қутбсиз молекуласи электростатик майдон таъсир этмагунча қутбланмаган, яъни электр момент-



8.20- расм

га эга бўлмайди. Шунинг учун ҳам ташқи электростатик майдон бўлмаганда ($\vec{E} = 0$), диэлектрикнинг қутбсиз молекулалари худди нейтрал молекула сингари жойлашган бўлади (8.20 а- расм).

Агар бундай диэлектрик ташқи электростатик майдонга киритилса, унинг қутбсиз молекулалари майдон таъсирида мусбат зарядларининг маркази (8.20 б- расмда қора доиралар) майдон йўналишида, манфий зарядлар маркази (оқ доиралар) эса майдонга қарама-қарши йўналишида силжийди.

Диэлектрик молекулаларидаги боғланган мусбат, манфий зарядлар марказларининг қарама-қарши томонга силжishiга диэлектрикнинг қутбланиши дейилади.

Шундай қилиб, ташқи электростатик майдон таъсирида қутбсиз молекула қутбланади ва унинг электр моменти

\vec{P}_c (8.25 а) га биноан қутбловчи электростатик майдоннинг кучланганлиги E га пропорционал бўлади. Диэлектрикдаги барча қутбланган молекулаларнинг электр момент-

лари \vec{P}_c нинг йўналиши бир хил бўлиб, \vec{E} га параллел бўлади. Бу қутбланиш электрон орбиталарини ядрога нисбатан силжиши (яъни деформация) сабабли содир бўлганлигидан бундай қутбланишга деформацияли қутбланиш ёки электронли қутбланиш дейилади.

Қутбланиш вектори. Диэлектрикнинг қутбланганлик даражасини тавсифлаш учун қутбланиш вектори деб аталувчи физик катталиқ тушунчаси киритилади.

Қутбланиш вектори (\vec{P}_c) деб, диэлектрикнинг бир бирлик ҳажмдаги барча диполлар электр моментларининг вектор йиғиндисига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Таърифга биноан, қутбланган диэлектрикнинг элементар ҳажми (ΔV)даги n та диполнинг электр моментлари

йиғиндиси $\sum_{i=1}^n \vec{P}_{ci}$ ни ΔV ҳажмига бўлган нисбатига тенг, яъни:

$$\vec{P}_c = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ci}. \quad (8.31)$$

буида: \vec{P}_{ci} — қутбланган i молекуланинг электр моменти.

Агар қутбсиз молекулали изотроп диэлектриклар бир жинсли электростатик майдонда бўлса, диполнинг электр мо-

менти \vec{P}_{ci} барча молекулалар учун бир хил бўлганлигидан (8.31)ни бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{P}_e = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ci} = \frac{n}{\Delta V} \vec{P}_e = n \cdot \vec{P}_e. \quad (8.32)$$

бунда, n_0 —диэлектрикнинг бир бирлик ҳажмдаги молекулалари сони, яъни молекулаларнинг концентрацияси.

Кутбсиз молекулада индукцияланган диполнинг электр моменти \vec{P}_e нинг ифодасини (8.25 а)дан (8.32) даги ўрнига қўйилса,

$$\vec{P}_e = n_0 \epsilon_0 \alpha \vec{E} = \epsilon_0 \kappa'_e \vec{E}, \quad (8.33)$$

ҳосил бўлади, бунда κ'_e коэффициентга диэлектрик қабул қилувчанлик дейилиб, уни (8.26) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин.

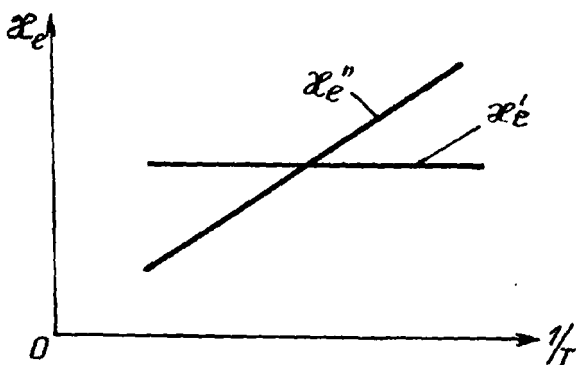
$$\kappa'_e = n_0 \alpha = 4\pi n_0. \quad (8.34)$$

Шундай қилиб, *диэлектрик қабул қилувчанлик деб, бир бирлик ҳажмдаги диэлектрик молекула (ёки атом)ларнинг қутбланувчанлигига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.*

(8.34) дан кўринадики, кутбсиз молекулали диэлектрикнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги κ'_e электростатик майдоннинг кучланганлиги \vec{E} га ва ҳарорати T га боғлиқ эмас (8.21- расм).

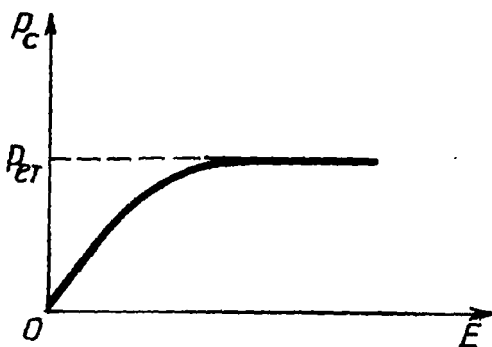
Молекулалари кутбли диэлектриклар учун (8.33) формула, П. Дебайнинг кўрсатишича, фақат кучсиз электростатик майдон учунгина ўришли бўлиб, диэлектриклар учун диэлектрик қабул қилувчанлиги κ'_e ҳарорат T га тескари пропорционалдир. Дебайнинг аниқлашича, молекуласи кутбли диэлектрикларнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги қуйидаги кўринишга эгадир:

$$\kappa'_e = \frac{n_0 \cdot P_e^3}{3\epsilon_0 \kappa T}. \quad (8.35)$$



8.21- расм

бунда: P_c —қаттиқ диполнинг электр моменти, $k = 1,38 \cdot 10^{23}$ Ж/к —Больцман доимийси, T —абсолют ҳарорат, n_0 —молекуланинг концентрацияси.



8.22- расм

Молекуласи қутбли диэлектрик учун электростатик майдоннинг кучланганлиги \vec{E} юқори ва ҳарорати T паст бўлганда қутбланиш вектори \vec{P}_c нинг \vec{E} га боғланиш қонунияти (8.33) бажарилмайди.

Молекуласи қутбли диэлектрик киритилган электростатик майдоннинг кучланганлиги \vec{E} оширила борса, қаттиқ диполлар майдон бўйлаб ориентациялана боради ва ниҳоят, «тўйиниш» (\vec{P}_{et}) ҳолати юз беради. Диэлектрик $\vec{P}_c = \vec{P}_{et}$ га

эришади (8.22-расм). 8.22-расмлаги $P_e = f(E)$ графикнинг горизонтал қисми тўйинишнинг қутбланиш вектори P_{ec} га мос келади.

8.21-расмдаги $\kappa_e'' = f\left(\frac{1}{T}\right)$ графикнинг координат бошидан ўтмаслиги, реал молекуляр диполли диэлектрикларда ҳам электронли, ҳам диполли қутбланиш содир бўлади. Шунинг учун реал молекуляр диноялли диэлектрик учун диэлектрик қабул қилувчанлиги

$$\kappa_e = \kappa_e' + \kappa_e'' \quad (8.36)$$

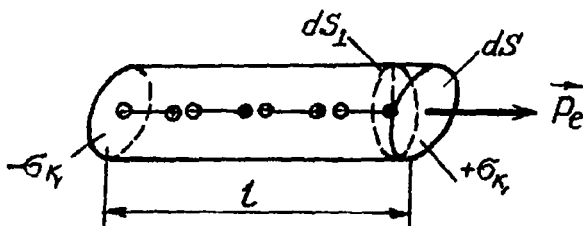
бўлади, ёки (8.34) ва (8.35) га асосан:

$$\kappa_e = n_0 \alpha + \frac{n_0 P_e^3}{3\epsilon_0 k T} \quad (8.36 \text{ а})$$

Қутбланган заряднинг сирт зичлиги. Агар изотроп диэлектрик бир жинсли ($\vec{E} = \text{const}$) электростатик майдонга жойлашган бўлса, у ҳам бир жинсли қутбланади, яъни унинг ихтиёрий нуқтасида қутбланиш вектори \vec{P}_e бир хил бўлади.

Диэлектрикнинг қутбланишида вужудга келган сирт ёки ҳажмий зарядларга қутбланган (ёки боғланган) зарядлар дейилади. Барча қутбланиш ҳодисасига боғлиқ бўлмаган зарядларга эркин зарядлар дейилади.

Қутбланиш вектори \vec{P}_e билан диэлектрик чегарасида вужудга келадиган, қутбланган q_x зарядларнинг сирт зичлиги δ_x орасида оддий боғланиш мавжуддир.



8.23- расм

Бу боғланишни электростатик майдондаги бир жинсли кутбланган параллелелишд мисолида қараб чиқамиз. Фикран шу параллелелишддан ясовчилари \vec{E} га параллел, асосининг юзи ds ва узунлиги l га тенг бўлган цилиндр ажратиб оламиз (8.23-расм). Цилиндрнинг ўнг томонидаги асосининг ds юзасига ўтказилган \vec{n} нормал \vec{P}_e вектор билан α бурчак ташкил қилсин. Диэлектрик кутбланиш натижа-сида цилиндрнинг ички қатламидаги майдон йўналишидаги қўшни диполларнинг қарама-қарши зарядлари бир-бирини нейтралайди. Лекин цилиндрнинг чап томонидаги сиртида жойлашган диполларнинг манфий заряди ва ўнг томонидаги сиртида жойлашган диполнинг мусбат заряди компенсацияланмайди. Натижада, цилиндрнинг ҳар бир асосида миқдор жиҳатдан $dq_i = \delta_i ds$ га тенг боғланган зарядлар ҳосил бўлади. Бу цилиндрни елкасининг узунлиги l , заряди dq_k га тенг бўлган катта диполь деб қараш мумкин. Унинг диполнинг электр моменти $dP_e = dq_k \cdot l = \delta_k l ds$ бўлади. Бундан диэлектрикнинг кутбланиш векторининг сон қиймати \vec{P}_e аниқланади:

$$P_e = \frac{dP_e}{dV} = \frac{\delta_k l ds}{dV}, \quad (8.37)$$

буида: $dV = l ds$ —цилиндрнинг ҳажми бўлиб, $ds = ds \cos \alpha$ —цилиндр асоси юзаси ds нинг \vec{P}_e нинг тик йўналишига проекцияси. У вақтда цилиндрнинг ҳажми $dV = l ds \cos \alpha$ бўлиб, уни (8.39)га қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$P_e = \frac{\delta_k l ds}{l ds \cos \alpha} = \frac{\delta_k}{\cos \alpha},$$

буида:

$$P_e \cos \alpha = \delta_k. \quad (8.38)$$

Бу ерда $P_e \cos \alpha$ —кутбланиш вектори \vec{P}_e нинг нормал ташкил этувчисидан иборат бўлгани учун кутбланган заряднинг сирт зичлиги:

$$\delta_k = P_{en}. \quad (8.38 \text{ а})$$

Шундай қилиб, кутбланган (боғланган) зарядларнинг сирт зичлиги δ_k сон жиҳатдан кутбланиш векторининг нормал ташкил этувчисига тенгдир.

Бу хулосадан муҳим натижа келиб чиқади: (8.33) формулага биноан \vec{P}_e қутбланиш вектори электростатик майдон кучланганлиги вектори \vec{E} га пропорционалдир, бипобарин, (8.38) формулага асосан қутбланган заряднинг сирт зичлиги δ_κ электростатик майдон кучланганлиги векторининг нормал ташкил этувчиси E_n га пропорционал эканлиги келиб чиқади:

$$\delta_i = \epsilon_0 \kappa_e E_n. \quad (8.39)$$

Изотроп диэлектриклар бир жинсли қутбланганда боғланган (қутбланган) зарядларнинг ҳажм зичлиги ρ_κ қутбланиш вектори \vec{P}_e дан олинган тескари ишорали дивергенция (div) га тенгдир:

$$\rho_i = -\text{div} \vec{P}_e. \quad (8.40)$$

бундаги $\text{div} \vec{P}_e = \frac{dP_{ex}}{dx} + \frac{dP_{ey}}{dy} + \frac{dP_{ez}}{dz}$ — қутбланиш векторининг дивергенцияси ёки тарқалиши дейилади.

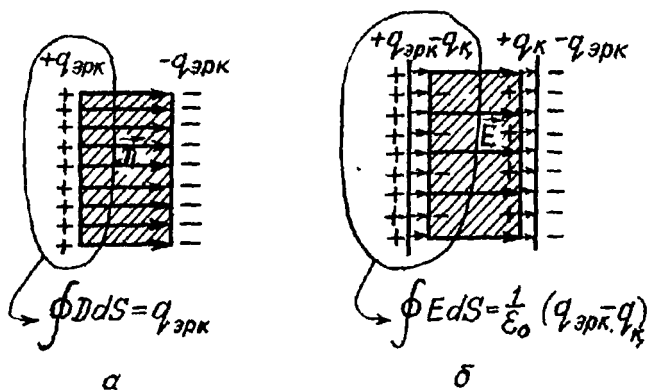
Шундай қилиб, (8.39) ва (8.40) формулалар диэлектрик қутбланганда индукцияланган боғланган зарядларнинг сирт ва ҳажм зичликларини топишга имкон беради.

8.9. ДИЭЛЕКТРИКДАГИ ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОН УЧУН ОСТРОГРАДСКИЙ—ГАУСС ТЕОРЕМАСИ. ЭЛЕКТР ИНДУКЦИЯ, КУЧЛАНГАНЛИК ВА ҚУТБЛАНИШ ВЕКТОРЛАРИНИНГ ЎЗАРО БОҒЛАНИШИ

Диэлектрикда ҳосил бўлган электростатик майдонни қараб чиқишда боғланган (q_κ) ва эркин ($q_{\text{эрк}}$) зарядларни фарқ қилиб олиш керак.

Диэлектрикдаги электростатик майдоннинг индукция вектори \vec{D} фақат эркин заряд ($q_{\text{эрк}}$) га боғлиқ бўлиб, кучланганлик вектори эса эркин ($q_{\text{эрк}}$) ва боғланган (q_κ) зарядларга боғлиқдир.

Фараз қилайлик, изотроп диэлектрик эркин заряд билан зарядланган параллел пластинкалар орасидаги бир жинсли ($\vec{E}_0 = \text{const}$) электростатик майдонга киритилган бўлсин (8.24-расм). Диэлектрикда ҳосил бўлган электростатик майдонни ҳам индукция вектори \vec{D} орқали, ҳам кучланганлиги \vec{E} орқали қараб чиқамиз.



8.24-расмда диэлектрикдаги майдон индукция чизиқлари орқали тасвирланган бўлиб, у фақат $q_{\text{эрк}}$ —зарядга боғлиқдир. Бинобарин, Остроградский-Гаусс теоремасига кўра S ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими шу сирт ичидаги эркин зарядлар $q_{\text{эрк}}$ га тенг (8.24-а расмга к):

$$\oint_S D_n ds = q_{\text{эрк}} \quad (8.41)$$

Иккинчи томондан Остроградский-Гаусс теоремасига биноан ёпиқ сиртдан чиқаётган кучланганлик оқими шу ёпиқ сирт ичидаги $q_{\text{эрк}}$ —эркин ва $q_к$ —боғланган зарядларнинг йиғиндисига пропорционалдир (8.24 б- расмга к):

$$\oint_S E_n ds = \frac{1}{\epsilon_0} (q_{\text{эрк}} - q_к),$$

бундан

$$\oint_S \epsilon_0 E_n ds = q_{\text{эрк}} - q_к, \quad (8.42)$$

Бунда боғланган заряд $q_к$ ни заряднинг сирти зичлиги $\delta_к$ орқали қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$q_к = \oint_S \delta_к ds.$$

Ва ниҳоят, (8.38а)га биноан $\delta_k = P_{en}$ бўлгани учун:

$$q_n = \oint_s P_{en} ds. \quad (8.43)$$

$q_{\text{трк}}$ — эркин ва q — боғланган зарядларнинг ифодаларини (8.41)га қўйилса қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\oint_s \epsilon_0 E_n ds = \oint_s D_n ds - \oint_s P_{en} ds \quad (8.44)$$

Бунда интеграл остидаги ифодалар ўзаро тенг бўлганлигидан:

$$D_n = \epsilon_0 E_n + P_{en}, \quad (8.45)$$

бунда: D_n , E_n ва P_{en} катталиклар индукция \vec{D} , кучланганлик \vec{E} ва қутбланиш \vec{P}_e векторларнинг нормал ташкил этувчилари бўлгани учун, (8.45) ифода вектор кўринишда қуйидагича бўлади:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e. \quad (8.45a)$$

Шундай қилиб, (8.45а) муносабат диэлектрикдаги электростатик майдоннинг индукцияси \vec{D} , кучланганлиги \vec{E} ва қутбланиш \vec{P}_e векторларининг ўзаро боғланишини ифодалайди. Агар диэлектрик изотроп бўлса, қутбланиш вектори \vec{P}_e ва индукция вектори \vec{D} диэлектрикдаги майдон кучланганлиги вектори \vec{E} га пропорционал, яъни $\vec{P}_e = \epsilon_r \kappa_r \vec{E}$ ва $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ бўлади. Бу ифодаларни (8.45)га қўйилса, $\epsilon_0 \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \epsilon_r \kappa_r \vec{E}$ ҳосил бўлади, бундан

$$\epsilon = 1 + \kappa_r. \quad (8.46)$$

Шундай қилиб, *изотроп диэлектрикнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги ϵ диэлектрик қабул қилувчанлиги κ_e дан бир birlikка каттадир.*

Барча моддаларнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги мусбат катталиқдир, ҳамма моддаларнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги бирдан каттадир. Фақат вакуум учун $\epsilon = 1$ ва $\kappa_e = 0$ бўлганидан вакуумда қутбланиш содир бўлмайди.

Электретлар. *Электретлар деб, зарядланган ҳолатини узоқ вақт (бир неча кундан млн йил)гача сақлайдиган ва атроф фазода магнит майдони ҳосил қиладиган доимий магнитга ўхшаб электростатик майдонни юзага келтирувчи диэлектрик жисмга айтилади.*

Қиздириб эритилган айрим диэлектрик кучли электростатик майдонда аста-секин совитилганда диэлектрикнинг сиртида индукцияланган боғланган зарядлар узоқ вақтгача сақланиш хусусиятига эга бўлган электретларга айланади.

Биринчи электрет 1922 йилда япон физиги Ёгучи томонидан тайёрланган.

Хозирги кунда электретлар мўм, смола, полимерлар, органик, аорганик, ярим кристалл диэлектрик, шиша ва шу каби моддалардан тайёрланади.

Кучли электростатик майдондаги моддаларни совитиш йўли билан—термоэлектретлар, ёруғлик билан нурлатиб—фотоэлектретлар, радиоактив нур билан нурлатиб—радиоэлектретлар, магнит таъсир билан—магнитоэлектретлар, қаттиқ диэлектрикларни кучли электростатик майдон таъсирида қутблаб—электроэлектретлар, полимерларни механик деформациялаб—механоэлектретлар, ишқалаш йўли билан—трибоэлектретлар ва тожли разряд таъсирида—корроэлектретлар ҳосил қилинади. Электретлар ўзгармас ток манбаи сифатида катта амалий қўлланишга эга.

Электретлар алоқа соҳасида—микрофон, телефон, телеграфла, электротехника соҳасида—генератор, электрометрлар, статик вольтметрлар, жуда сезгир дозиметр, пьезодатчиклар ва газ фильтларида қўлланилади. Фотоэлектронлар эса олинган расмни ўша заҳотиёқ тайёрлаб бера оладиган электрофотографияда ҳам қўлланилган.

Сегнетоэлектриклар. *Сегнетоэлектриклар деб, бир қатор ажойиб диэлектрик хоссаларга эга бўлган, ташиқи майдонсиз ўз-ўзидан электр қутбланиш хусусиятли кристалл моддаларга айтилади.* Биринчи марта бу хоссаларни физик олимлар И. В. Курчатова ва П. П. Кобеко сегнет туз $\text{NaKC}_2\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$

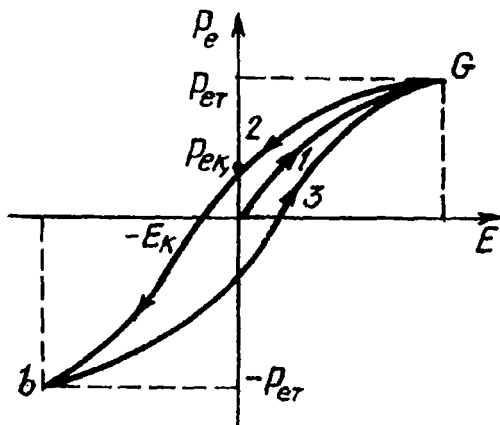
— вино кислотасининг иккиланган натрий — калийли тузи кристалларини текширишда аниқлаган эдилар. Ана шундай хоссаларга эга бўлган диэлектрикларга сегнетоэлектриклар номи берилди.

Сегнет тузининг қуйидаги асосий хоссалари аниқланган:

1-хоссаси — сегнет тузи кескин, анизотроплик хусусиятига эга.

2-хоссаси — аниқ бир ҳарорат оралиғида унинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги жуда катта бўлиб, қиймати 10.000 га яқин бўлади.

3-хоссаси — электр индукция вектори \vec{D} , яъни диэлектрикнинг нисбий сингдирувчанлиги ташқи майдон кучланганлиги \vec{E} га пропорционал бўлмайди. Бу боғланиш турли сегнетоэлектриклар учун турличадир.



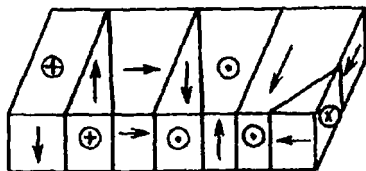
8.25-расм

4-хоссаси — сегнет тузининг қутбланиш вектори \vec{P}_e нинг қиймати майдон кучланганлиги \vec{E} нинг қийматига эмас, балки электр қутбланишнинг олдинги ҳолат қийматига боғлиқ бўлишидир. Бу ҳодисага диэлектрик гистерезис (юнон. hysteresis—кечкикиш) дейилади. Қутбланиш вектори \vec{P}_e нинг майдон кучланганлиги \vec{E} га боғланиши 8.25-расмда тасвирланган кўринишга эга бўлади. Майдонни дастлабки орттиришда P_e нинг ўсиши эгри чизиқ тармоғи

I билан тасвирланади ва тўйиниш ($\vec{P}_{\text{от}}$)га эришади. Кейин электр майдон камайтирилса, \vec{P}_c нинг камайиши эгри чизик тармоғи 2 бўйича давом этади. Майдон полга тенг ($\vec{E} = 0$) бўлганда, қутбланиш вектори $\vec{P}_{\text{ек}}$ га тенг—қолдиқ қутбланиш бўлади. Қолдиқ қутбланиш ($\vec{P}_{\text{ел}}$)ни йўқотиш учун коэрцитив куч деб аталувчи, тескари йўналишдаги \vec{E}_k электр майдон кучланганлиги қўйилиши керак. Электр майдоннинг бундан кейинги циклик ўзгаришидаги P_c нинг ўзгариши ҳалқасимон эгри чизик—гистерезис ҳалқаси орқали тасвирланади.

Бу хоссалар фақат сегнет тузи учун эмас, балки ҳамма сегнетоэлектриклар учун ҳам тааллуқлидир.

Сегнетоэлектрикларнинг хоссалари ҳароратга кучли боғлиқ. Сегнетоэлектрик хоссаси йўқолиб, оддий диэлектрикка айланалган T_k ҳароратга Кюри шарафига Кюри ҳарорати ёки Кюри нуқтаси дейилади. Кюри нуқтаси T_k дан юқорироқ ҳароратларда модаларнинг сегнетоэлектрик хоссалари йўқолади. Баъзи сегнетоэлектрикларда уларнинг ажойиб хоссалари ҳарорат бўйича ҳам юқори, ҳам пастдан чегараланган иккита Кюри нуқтаси мавжуд. Масалан, сегнет тузи



8.26-расм

$$t_{K_1} = 22,5^{\circ}\text{C} \text{ ва } t_{K_2} = 1,5^{\circ}\text{C}$$

иккита Кюри нуқталари оралиғида сегнетоэлектрик хоссаларига эга бўлади.

Сегнет туздан ташқари, KN_2PO_4 (калий фосфат) $\text{KN}_4\text{A}_3\text{O}_4$ (калий мишьяги), BaTiO_3 (барий метатинати)—диэлектрик модалар ҳам сегнетоэлектрик хоссаларига эга.

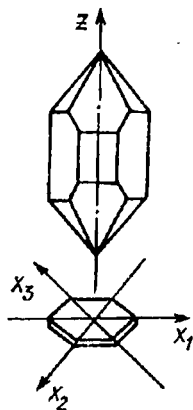
Амалла катта амалий аҳамиятга эга бўлган BaTiO_3 Кюри нуқтаси $t_k = 80^{\circ}\text{K}$ га яқин бўлиб, нисбий диэлектрик синдирувчанлигининг максимум қиймати 6000-7000 га етади.

Сегнетоэлектрик хоссаларининг вужудга келишига сабаб, кристаллда бир хил йўналишли диполь моментларга эга бўлган кичик сохатар ўз-ўзидан вужудга келади. Уларга доменлар дейилади. Айрим доменларнинг диполь моментлари тасодифий равишда шундай ориентацияланадики,

бутун кристаллнинг патижавий электр моменти нолга тенг бўлади (8.26-расм). Фақат ташқи \vec{E} электр майдон таъсирида доменнинг электр диполлари вектор бўйлаб тўлиқ ориентацияланиб қолади. Ўз-ўзида кутбланиш соҳалари-доменларнинг бўлиши сегнетоэлектрикларнинг энг умумий ва аниқ белгиларидир.

Сегнетоэлектриклар муҳим амалий аҳамиятга эга. Сегнетоэлектриклар асосида мураккаб таркибли диэлектриклар тайёрланиб ва уларга турли аралашмалар қўшиб, сифими катта, ўлчамлари кичик бўлган юқори сифатли конденсаторлар ясалди.

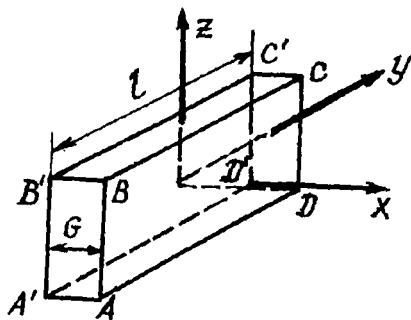
Пьезоэлектрик эффект. *Пьезоэлектрик эффект деб, симметрия ўқиға эга булган кристалларни механик деформациялаганда, яъни чўзилганда ёки сиқилганда сиртида кутбланган зарядларнинг ҳосил бўлиш ҳодисасига айтилади.* Пьезоэлектрик эффект 1880 йилда ака-ука Пьер ва Жан Кюрилар томонидан кашф қилинган. Бундай кристалларга кварц, турмалин, сегнет тузи, қанд. CdS , ZnS кристаллари ва шу кабилар мисол бўла олади. Сегнет тузи кристаллида энг катта эффект кузатилади, амалда эса анчагина мустаҳкамроқ бўлган кварц кристаллари ишлатилади.



8.27-расм

Шунинг учун ҳам пьезоэлектрик эффектнинг хоссаларини кварц (SiO_2) кристалл мисолида қараб чиқамиз (8.27-расм). — Кварц кристаллари турли кристаллографик модификацияларда учрайди. Амалда қўлланинганга эга бўлган кварцнинг триганал кристаллографик системаси (α – кварц) 8.27-расмда тасвирланган шаклга эга. У иккита пирамида билан чегараланган бўлиб, олти ёқли призмани эслатади. Аммо яна қатор қўшимча ёқларга эга. Бундай кристалл ўқи билан таъсирланиб, улар кристалл ичидаги муҳим йўналишларни ифода қилади. Бу ўқлардан бири кристаллик пирамиданинг учларини бирлаштирувчи z ўққа кристаллнинг оптик ўқи дейилиб, олти ёқли призманинг қарама-қарши қирраларини бирлаштирувчи y_1 , y_2 , y_3 , x_1 , x_2 , x_3 ўқларга эса электр ўқлари дейилади.

X электр ўқлардан бирига перпендикуляр қилиб қирқилган кварц пластинкани қараб чиқамиз ва X ўқларга



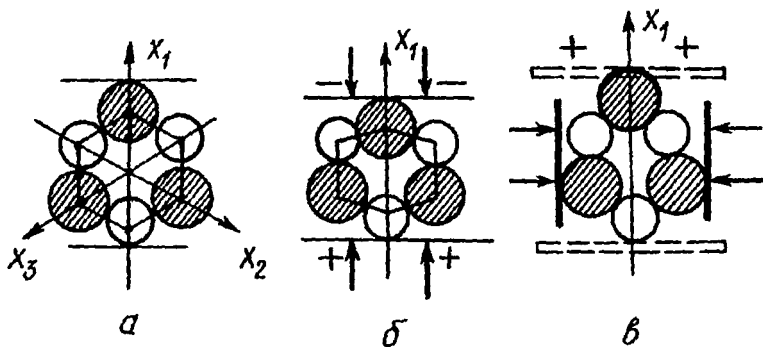
8.28-расм

перпендикуляр бўлган ўқни y орқали белгилаймиз (8.28-расм). Агар бу пластинка x , y ва z ўқлар бўйича чўзиб ёки сиқиб деформацияланганда куйидаги хулоса келиб чиқади:

1. Пластинка x ўқи бўйича чўзилганда перпендикуляр бўлган $ABCD$ ва $A'B'C'D'$ ёқларида турли ишорали зарядларнинг ҳосил бўлиши ҳодисасига бўйланма тўғри пьезоэлектрик эффект дейилади.

2. Пластинка y ўқи бўйлаб сиқилганда ҳам $ABCD$ ва $A'B'C'D'$ ёқларида яна турли ишорали зарядларнинг ҳосил бўлиши ҳодисасига кўндаланг тўғри пьезоэлектрик эффект дейилади.

3. Агар пластинка x ўқи z ўқи бўйича деформацияланганда пьезоэлектрик эффект солир бўлмайди.



8.29-расм

4. Пластинка z ўқи бўйича деформацияланганда пьезоэлектрик эффект содир бўлмайди.

Кварца пьезоэлектрик эффектнинг пайдо бўлиши 8.29-расмда сифат жиҳатдан тунунтирилган. Унда z оптик ўққа тик бўлган текисликда si мусбат ионлар (штрихланган доирачалар) ва o манфий ионлар (штрихланмаган доирачалар)нинг проекциялари схематик тасвирланган. Бу расм кварцинг элементар ячейкадаги ионларнинг ҳақиқий конфигурациясига мос келади 8.29а-расмда деформацияланмаган ячейка тасвирланган. X_1 ўқи бўйича сиқилганда (8.29б-расм) элементар ячейка деформацияланиб, мусбат ион 1 ва манфий ион 2 ячейка ичига ботали, натижада A пластинка манфий ва B пластинка эса мусбат зарядланади. X_1 ўқи бўйлаб чўзилганда бунинг тескариси бўлади (8.29в-расм). Бунда 1 ва 2 ячейкадан «итарилади» ва A ёқда кўпимча мусбат заряд, B ёқда эса манфий заряд ҳосил бўлади.

Пьезоэлектрик эффект фақат бир томонлама чўзилишдагина содир бўлмай, балки силжиш деформацияларида ҳам содир бўлади.

Пьезоэлектрик эффект кварцдан ташқари, даврий системанинг 2- ва 6-гурuhlаридаги элементларнинг бирикмалари (CdS ; ZnS), шунингдек бошқа кимёвий бирикмаларда ҳам кузатилади.

Тескари пьезоэлектрик эффект деб, кристалл диэлектриклар, жумладан кварц пластинкаси (пъезокварц) электр майдонга киритилганда унинг ёқларида қутбланган зарядларнинг индукцияланиши сабабли ўлчамлигининг ўзгариш ҳодисасига айтилади. Пьезоэлектрикда ҳам бўйлама ва кўндаланг тескари пьезоэлектрик эффект кузатилади. Агар пьезокварц X ўқи бўйлаб йўналган электр майдон йўналтирилса, пластинканинг X ўқи бўйлаб содир бўлган деформацияга бўйлама тескари пьезоэлектрик эффект дейилиб, Y ўқи бўйлаб ҳосил бўлган деформацияга эса кўндаланг тескари пьезоэлектрик эффект дейилади.

Тескари пьезоэлектрик эффект майдоннинг йўналишига боғлиқ бўлиб, майдоннинг йўналиши ўзгарганда деформациянинг йўналиши ҳам қарама-қарши томонга ўзгаради. Тескари пьезоэлектрик эффект чизиқли, яъни майдон кучланганлигининг биринчи даражасига пропорционал бўлиб, фақат баъзи диэлектриклар (пьезоэлектриклар)да кузатилади.

Пьезоэлектрик эффектнинг қўлланиши. Тўғри пьезоэлектрик эффект электромеханик ўзгарткичларда ва ўлчаш ашаратураларида кенг қўлланишга эга. Масалан, пьезоэлектрик микрофон ва телефон пьезоэлектрик алаштер (кварц пластинкаси-пьезокварц) микрометрлар, шу каби ўлчагичлар ва бошқалар шулар жумласидадир.

Тескари пьезоэлектрик эффектга асосланган пьезокварц пластинкалар техникада, биологияда ва медицинада, шунингдек кўпгина физик ва физик-кимёвий талқиқот қўлланиладиган кучли ультратовуш тўлқин нурлатгичи—кварц нурлатгичи ва шу кабиларда қўлланилган. Радио ва электротехникадаги генераторларнинг частоталарини барқарорлашда пьезокварц пластинкаларининг тебранишларидан фойдаланилган.

ТАҚРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Ўтказгич ва диэлектриклар деб нимага айтилади?
2. Ярим ўтказгичлар деб нимага айтилади?
3. Электр зарядлари ўтказгичда қандай тақсимланади?
4. Зарядланган ўтказгич сирти яқинидаги майдоннинг индукцияси ва кучланганлиги нимага тенг?
5. Электростатик генераторнинг тузилиши, фан ва техникадаги аҳамияти қандай?
6. Электростатик майдонни қандай деформациялаш мумкин?
7. Электр сизим деб нимага айтилади? Шар электр сизимининг формуласини ёзинг.
8. Ўзаро электр сизим деб нимага айтилади? Конденсаторлар деб-чи? Ясси, цилиндрик ва сферик конденсаторларнинг электр сизимларини ифодаловчи формулаларни ёзинг.
9. Конденсаторларни улаш турлари ва унинг формулаларини ёзинг.
10. Электростатик майдон энергиясини ифодаловчи формула қандай кўринишга эга? Бир жинсли электростатик майдон энергиясининг зичлиги формуласини ёзинг.
11. Диэлектрикларнинг турлари қандай? Қўтбсиз молекулали диэлектрик атомининг қўтбланиши, диполь momenti ва атомнинг қўтбланувчанлиги нимага боғлиқ?
12. Қўтбли молекулали диэлектрик атомининг ташқи майдонда қандай ориентацияланади? Уни айлангирувчи куч momenti нимага тенг?
13. Диэлектрикларнинг қўтбланиш вектори деб нимага айтилади? Диэлектрик қабул қилувчанлиги деб-чи? У нимага боғлиқ?
14. Диэлектрикдаги электр индукция, кучланганлик ва қўтбланиш векторлари ўзаро қандай боғланишга эга? Диэлектрикнинг қабул қилувчанлиги нисбий диэлектрик сийгидирувчанлиги билан қандай боғланган?
15. Электретлар ва сегнетоэлектриклар деб нимага айтилади?
16. Тўғри ва тескари пьезоэффект деб қандай ҳодисага айтилади?

ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОКИ

9.1. ЭЛЕКТР ТОКИ ВА УНИНГ ТАВСИФИ

Электростатик майдонга жойлаштирилган ўтказгичда майдон таъсирида ҳаракатланган зарядлар унинг сирти эквипотенциал бўлгунча тақсимланади. Бундай ўтказгичнинг ички майдони нолга тенг бўлади.

Агар ўтказгичнинг икки нуқтасидаги потенциаллар айирмаси доимий ($\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$) сақланса, ўтказгич ичида нолдан фарқли ($\vec{E}_{\text{ички}} \neq 0$) майдон ҳосил бўлади. Бу ички майдон ўтказгичдаги зарядларнинг узлуксиз тартибли ҳаракатини юзага келтиради. Бу ҳолда мусбат зарядлар ўтказгичнинг катта потенциалли нуқтасидан кичик потенциалли нуқтасига ҳаракатланиб, манфий зарядлар эса аксинча ҳаракатланади.

Электр зарядларининг тартибли ҳаракатига ёки зарядларнинг кўчиши билан боғлиқ бўлган электр майдонининг тарқалишига электр токи деб айтилади.

Электр токи металлларда эркин электронларнинг ҳаракати, электрוליтларда мусбат ва манфий ионларнинг, газларда эса мусбат, манфий ионлар ва электронларнинг ҳаракатини ҳосил қилади. Бироқ қарама-қарши ишорали зарядга эга бўлган жуда кўп электрон ва атом ядроларидан ташкил топган жисмлар тартибли ҳаракатланганда ҳеч вақт электр токи ҳосил бўлмайди, чунки мусбат ва манфий зарядлар ўзаро компенсацияланиши натижасида ҳар қандай юза орқали ўтаётган тўлиқ заряд нолга тенг бўлади. Шунинг учун ҳам электр токи умумий кўринишида бундай таърифланади.

Электр токи деб, компенсацияланмаган ортиқча мусбат ёки манфий зарядларнинг тартибли ҳаракатига айтилади.

Ўтказгичлардаги эркин электронларнинг ички электр майдон таъсиридаги тартибли ҳаракатига ўтказувчанлик токи ёки электр токи дейилади.

Зарядланган жисмлар (ёмғир томчиси ва шу кабилар)нинг фазодаги тартибли ҳаракатидан ҳам электр токи ҳосил бўлади. Бундай ток бошқа тоқлардан фарқли равишда конвекцион ток деб аталади.

Токнинг йўналиши учун шартли равишда мусбат заряднинг ҳаракат йўналиши қабул қилинган. Токнинг бундай

йўналишига техник йўналиш дейилади. Шунинг учун ҳам манфий зарядлар ёки электронлар ҳосил қилган токнинг йўналишига ҳаракат йўналиши қарама-қарши йўналган бўлади.

Бу бобда биз ўтказувчанлик токини қараб чиқамиз. Ўтказувчанлик токини ҳосил қилган эркин электронларнинг ҳаракатини бевосита кузатиб бўлмайди. Лекин ўтказгичдаги токнинг мавжудлигини унинг таъсири ёки ҳосил қилган ҳодисаларга қараб қўйидагича аниқлаш мумкин:

1. Ток ўтаётганда ўтказгич қизийди (иситгич асбоблар, чўғланма лампалар, сақлагичлар).

2. Токнинг атрофида магнит майдони ҳосил бўлади (токли ўтказгич атрофидаги магнит милининг оғиши, электромагнитли телеграф-телефон).

3. Электр токи ўтганда кимёвий таркиби ўзгаради (кислота, ишқор ва тузлар эритмаси—электролит моддаларнинг ажралиши).

Икки асосий катталиқ: токнинг кучи ва токнинг зичлиги электр токининг миқдорий таъсифи бўлиб хизмат қилади.

Ток кучи. *Ток кучи деб, ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзидан вақт бирлиги ичиди ўтган электр зарядига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади, яъни:*

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (9.1)$$

бунда: dq —заряд, dt —вақт скаляр бўлгани учун, I —ток кучи ҳам скаляр катталиқдир. Токнинг кучи ва йўналиши вақт ўтиши билан доимий қоладиган токка ўзгармас ток дейилади. У вақтда дифференциал кўринишдаги (9.1) ифода интеграл кўринишга келади:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (9.2)$$

бунда: q —ўтказгичнинг кесим юзи S дан t вақтга ўтган заряд.

СИ системасида ток кучининг бирлиги асосий бирлик бўлиб, ампер (А) билан ўлчанади.

Ток кучи амперметр билан ўлчанади. Амперметр занжирнинг кўндаланг кесимидан вақт бирлигида ўтган зарядни ўлчайди, шунинг учун занжирга кетма-кет уланади.

Ток кучининг зичлиги, ток кучи зичлигининг ўтказгич кўндаланг кесимининг ҳар хил нуқталарида тақсимланишини ифодалаш учун ток кучи зичлигининг вектори деб аталувчи физик катталиқ тушунчаси киритилади ва j («йот») ҳарфи билан белгиланади.

Ток кучи зичлиги векторининг йўналиши мусбат зарядли заррачанинг ҳаракат йўналиши билан мос тушиб, у йўналишга перпендикуляр элементар юзадан ўтаётган dI элементар токнинг шу юзага ds_{\perp} га нисбатига тенг:

$$j = \frac{dI}{ds} = \frac{dI}{ds \cos \alpha}, \quad (9.3)$$

бунда α бурчак ds юза билан унга ўтказилган \vec{n} нормал орасидаги бурчак.

Бу (9.3) ифодадан ўтказгичнинг ихтиёрий s юзидан ўтаётган ток кучи:

$$I = \int_s j ds_{\perp} = \int_s j \cos \alpha ds. \quad (9.4)$$

Энди ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзини қараб чиқамиз, бу ҳолда $ds_{\perp} = ds$ бўлиб қолади. У ҳолда

$$I = \int_s j ds \quad (9.4 \text{ а})$$

Агар ўтказгичдан ўзгармас ток ўтаётган бўлса, ток кучи I ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи бўйича бир хил тақсимланган, яъни $j = \text{const}$ бўлади. У вақтда (9.4 а)ни бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$I = jS. \quad (9.5)$$

Бундан ток кучининг зичлиги:

$$j = \frac{I}{S}. \quad (9.5 \text{ а})$$

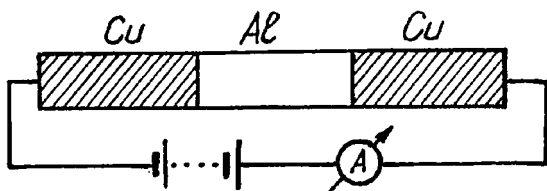
Шундай қилиб, *ток кучининг зичлиги деб, ўтказгичнинг бир бирлик кўндаланг кесим юзидан ўтган ток кучига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади.*

Ток кучи I нинг ифодасини (9.2) дан (9.5а)га қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{S \cdot t}. \quad (9.6)$$

9.2. МЕТАЛЛАРНИНГ ЭЛЕКТРОН ЎТКАЗУВЧАНЛИГИНИ ТАСДИҚЛОВЧИ ТАЖРИБАЛАР

1. XX асрнинг бошларида токни ҳосил қилувчи заррачаларнинг табиғини аниқлаш мақсадида олимлар ўзаро кетма-кет уланган, бир хил радиусли мис, алюминий ва



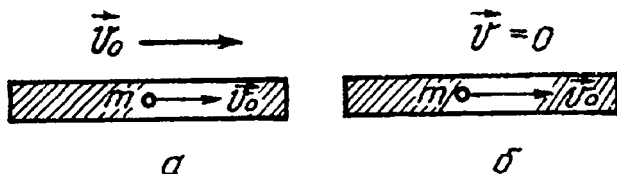
9.1- расм

яна мисдан иборат учта цилиндрик металл системадан $t \approx 1$ йил давомида $q_1 = 3,5$ млн Кл заряд ўтказдилар (9.1- расм). Бу учта металлларнинг массалари катта аниқлик билан ўлчанди, уларнинг массаси ва кимёвий таркиби ўзгармаганлиги маълум бўлди. Бундан, металлларнинг электр ўтказувчанлигини барча металллар учун бир хил бўлган «зарядларни ташувчи» эркин ҳаракатлана оладиган зарядлар ҳосил қилади, деган хулоса келиб чиқди. Бинобарин, металлларнинг электр ўтказувчанлиги металл атомларининг кўчишига боғлиқ бўлмай фақат эркин электронларнинг ҳаракатига боғлиқдир.

2. Металлардаги ток эркин электронларнинг ҳаракатидан вужудга келиши тажрибаларда тасдиқланган.

Бу тажрибалар куйидаги гоёга асосланган: бирор v_0 тезлик билан ҳаракатланаётган металл стержень (9.2-расм) бир онда тўхтатилса, ўтказгич ичидаги эркин электронлар инерцияси бўйича тартибли ҳаракатланиб, ўтказгичда I токни ҳосил қилади. Бу токни ҳосил қилган q зарядни стерженнинг икки учига уланган (9.2-расмга қ.) G гальванометр орқали аниқланади. Бунда ўтказгичдаги эркин электронлар v_0 бошланғич тезлик билан ўтказгичга нисбатан a тезланиш олади. Электронларнинг ўтказгичга нисбатан ҳаракатида электронга таъсир қилувчи $F = eE$ куч a тезланишни беради.

Шундай қилиб, иккинчи томондан электронга $F = eE$ куч таъсир қилади. Бинобарин:



9.2- расм

$$F = eE = ma,$$

бундан, ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги:

$$E = \frac{m}{e} a, \quad (9.7)$$

бўлади: бунда: m —электроннинг массаси, e эса заряд.

Агар ўтказгичнинг узунлиги l бўлса, ўтказгич ичида электр майдоннинг мавжуд бўлиши учун унинг учларида $\varphi_1 - \varphi_2 = El$ га тенг потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади. У вақтда E нинг (9.7) формуладаги қийматини қўйиб. ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси ($\varphi_1 - \varphi_2$) ни топамз:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = El = \frac{m}{e} al. \quad (9.8)$$

Шундай қилиб, электронларнинг ўтказгич кристалл панжараси тугунига нисбаган кўчишидан ҳосил бўлган ток кучи I . Ом қонунига биноан ўтказгич учларидаги ($\varphi_1 - \varphi_2$) потенциаллар айирмасига тўғри, ўтказгичнинг қаршилиги R га тескари пропорционалдир, яъни:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{m}{e} \cdot \frac{a}{R} l. \quad (9.8a)$$

Бу ерда $a = \frac{dv}{dt}$, бўлгани учун (9.8a) ни яна $I = \frac{m}{e} \cdot \frac{l}{R} \cdot \frac{dv}{dt}$ ёки $I dt = \frac{m}{e} \cdot \frac{l}{R} dv$, кўринишида ёзамиз. Бунда $I dt = dq$ бўлгани учун:

$$dq = \frac{m}{e} \cdot \frac{l}{R} dv. \quad (9.9)$$

Бу тенгламани v_0 дан 0 гача интеграллаб, тормозланганда гальвонометрдан ўтган q зарядни аниқлаймиз:

$$q = \int_{v_0}^0 \frac{m}{R} \cdot \frac{l}{R} dv = -\frac{m}{e} \frac{l}{R} v_0. \quad (9.10)$$

Электрон заряди e нинг массаси m га нисбати $\frac{e}{m}$ га электроннинг солиштирма заряди дейилади.

(9.10) формуладан кўринадики, оқиб ўтган заряд миқдори q ўтказгичнинг узунлиги l га ва ўтказгичнинг бошланғич тезлиги v_0 га пропорционалдир. Бинобарин,

Ўлчаб бўладиган q зарядни ҳосил қилиш учун v_0 тезлик мумкин қалар катта ва ўтказгич мумкин қадар узун бўлиши керак:

$$\frac{e}{m} = -\frac{I_0 q}{qR} \quad (9.11)$$

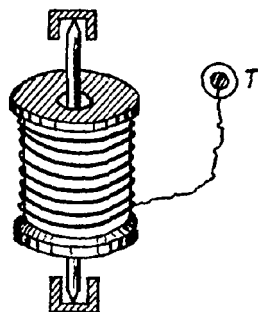
3. Тезлаштирилган ўтказгичда электр токининг ҳосил бўлишини биринчи марта рус физиклари **Л. И. Манделъштам ва Н. Д. Папалекси** 1913—1914 йилларда кузатишган. Улар узун сим ўралган ғалтак олиб, унинг учига телефон улашган (9.3-расм). Ғалтак 00 ўқи атрафида кучли бурама тебранма ҳаракатлаштирилганда ўтказгичда ўзгарувчан ток ҳосил бўлганлигини телефондан чиққан ўзгарувчан товуш тасдиқлар эди.

Шундай қилиб, бу тажриба ўтказгичлардаги эркин электроннинг инерциал ҳаракатилан ҳосил бўлган токни сифат нуқтаи назаридан ифодалаб, токнинг телефонда ҳосил қилган товуши эшитилиб токнинг йўналишини ва миқдорини аниқлашга имкон беради.

4. 1917 йили **Т. Стюарт ва Р. Толмен Манделъштам-Папалекси** тажрибасини такомиллаштириб, ундаги телефонни сезгир гальвонометр билан алмаштиришди. Сим ўралган ғалтак катта тезлик билан айлантарилиб, тормозланганда ўтказгичда I токни ҳосил қилган q заряднинг миқдори гальвонометр ёрдамида аниқланган. Бу тажриба ўтказгичдаги токни манфий зарядлар вужудга келтиришини кўрсатади ва e/m нисбат учун $1,6 \cdot 10^{11} \frac{Кг}{Кг}$ қиймат келиб чиқди. Бу қиймат электронлар учун бошқа усул билан олинган қийматга яқиндир.

Солиштирма заряди e/m нинг ҳозир аниқланган қиймати: $\frac{e}{m} = 1,758 \cdot 10^{11} \frac{Кг}{Кг}$

Шундай қилиб, Манделъштам-Папалекси ва Стюарт-Толмен тажриба натижалари металлларнинг электрон ўтказувчанлигини буткул тасдиқлаб, металлларнинг классик электрон назариясининг яратилишига асос бўлди.



9.3- расм

9.3. МЕТАЛЛАР ЭЛЕКТР ҮТКАЗУВЧАНЛИГИНИНГ КЛАССИК ЭЛЕКТРОН НАЗАРИЯСИ

Металларнинг электрон ўтказувчанлик назариясини биринчи бўлиб 1900 йили немис физиги П. Дрүде яратган бўлиб, уни кейинчалик Г. Лоренц ривожлантирган эди. Бу назарияга биноан металллардаги эркин электронлар металл парчаси сирги билан чегараланган ҳажмда эркин ҳаракатланади. Уларнинг бу тартибсиз ҳаракати идеал газ молекулаларининг ҳаракати билан бир хил бўлгани учун эркин электронларга «электронлар гази» деб ном берилган. Шу сабабли ҳам, эркин электронларга, электронлар газига бир атомли идеал газ молекулалари учун ўринли бўлган тунунчалар ва қонуниятларни қўллаш мумкин.

Шунинг учун ҳам, электронлар тартибсиз ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $w_k = \frac{mv^2}{2}$ газ молекуласининг илгариланма ҳаракатининг иссиқлик ўртача кинетик энергияси $w_k = \frac{3}{2} kT$ га тенг, яъни:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (9.12)$$

бунда m —электроннинг массаси, \bar{v}^2 —ўртача квадратик тезлиги $R = 1,38 \cdot 10^{23} \frac{Ж}{К}$ — Больцман доимийси. T —абсолют ҳарорат.

Бундан эркин электроннинг тартибсиз ҳаракати ўртача квадратик тезлиги $\bar{v}_{кв} = \sqrt{\bar{v}^2}$ қуйидагига тенг бўлади:

$$\bar{v}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (9.13)$$

Уй ҳарорати ($T = 300^\circ K$)да эркин электрон: ($m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$) нинг тартибсиз ҳаракати ўртача квадратик тезлиги $\bar{v}_{кв}$ ни ҳисоблаб чиқилса:

$$\bar{v}_{кв} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{Ж}{К} \cdot 300 K}{9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}}} = 1,18 \cdot 10^5 \text{ м/с}$$

Демак, металллардаги эркин электронлар иссиқлик ҳаракатининг ўртача квадратик тезлиги, шу шароитда газ молекулалари ҳаракатининг ўртача тезлиги $\bar{v} \sim 10^5 \frac{м}{с}$ тартибдаги катталикдан иборат бўлар экан.

Электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати электр токини ҳосил қилмайди. Агар ташқи манба ёрдамида металл ичида кучланганлиги E бўлган электр майдон ҳосил қилинса, бу майдон таъсирида электронлар майдон йўналишига қарама-қарши йўналган $\bar{v}_{\text{кв}}$ ҳаракат тезлигига эга бўлади.

Электронлар йўналган ҳаракатининг ўртача тезлигини \bar{v} билан белгилаймиз. У вақтда тезлик йўналишига тик бўлган бирлик юзадан вақт бирлиги ичида ўтган электронлар сони $n_0 \bar{v}$ бўлади. Бу сонни электроннинг заряди e га кўпайтирилса, электр токи кучинини зичлиги j келиб чиқади:

$$j = en_0 \bar{v} . \quad (9.14)$$

Энди металл ўтказгичларда электр токи ҳосил қилган эркин электронлар тартибли ҳаракати ўртача тезлиги \bar{v} нинг қийматини мис ўтказгичдан ўтаётган ток мисолида қараб чиқамиз. Текширишлардан маълум бўлдики, мис ўтказгич учун ток кучи зичлигининг қўйилиши максимал қиймати $j = 11 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2} = 11 \cdot 10^6 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ га тенг экан. Мисдаги эркин электронлар концентрацияси $n_0 = 8.5 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{м}^3}$ га, электрон зарядининг қиймати эса $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{Кл}$ га тенг. У вақтда бу шароитда электронларнинг мисдаги тартибли ҳаракатининг ўртача тезлиги \bar{v} ни (9.14) формулалан ҳисоблаб чиқилса,

$$v = \frac{j}{n_0 e} = \frac{11 \cdot 10^6 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}}{8.5 \cdot 10^{28} \frac{1}{\text{м}^3} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{Кл}} = 8 \cdot 10^4 \frac{\text{мм}}{\text{с}} = 0.8 \frac{\text{мм}}{\text{с}} \cdot \text{бўлади.}$$

Шундай қилиб, металлларда токни ҳосил қилган эркин электронларнинг тартибли ўртача тезлиги \bar{v} гоят кичик бўлиб, уй ҳароратидаги электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати ўртача квадратик тезлиги $v_{\text{кв}}$ дан жуда кичик ($\bar{v} \ll v_{\text{кв}}$) экан. Лекин ўтказгич бўйлаб электр токи бир лаҳзада тарқалади. Бунга сабаб металллар ичидаги электр майдонининг, яъни токнинг тарқалиш тезлигини $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ — ёруғлик тезлигига тенглигидир.

9.4. ОМ ВА ЖОУЛЬ-ЛЕНЦ ҚОНУНЛАРИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ ИФОДАЛАРИ

1. Энди металлларнинг классик электронлар назариясидан фойдаланиб, тажриба асосида кашф қилинган Ом ва Жоуль-Ленц қонунининг дифференциал кўринишдаги ифодасини келтириб чиқарайлик. Ток ҳосил қилувчи эркин электронларнинг кристалл панжара тугунлари (ионлар) билан икки кетма-кет тўқнашини орасидаги λ масофани, яъни ўртача эркин йўлни ўртача ўтиш вақти τ бўлсин. У ҳолда $\bar{\tau}$ вақт $\bar{\lambda}$ нинг электрон тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги \bar{v} га нисбатига тенг:

$$\tau = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}. \quad (9.15)$$

Электрон кристалл панжара тугунига урилгандан кейин тезлиги нолга тенг бўлиб қолади ва металл ичидаги электр майдон таъсирида a тезланиш билан текис тезланувчи ҳаракатланиб, яна кристалл панжара тугунига v_{\max} максимал тезлик билан урилади. Бу v_{\max} тезлик:

$$v_{\max} = a \cdot \bar{\tau}. \quad (9.16)$$

Бу ифодага a нинг қиймати (9.7) дан ва $\bar{\tau}$ нинг қиймати эса (9.15)дан қўйилса:

$$v_{\max} = a \cdot \bar{\tau} = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}. \quad (9.16a)$$

Электроннинг ўтказгич ичидаги тартибли текис ўзгаришчан ҳаракатининг ўртача тезлиги \bar{v} бошланғич ($v_0 = 0$) ва охириги ($v_\tau = v_{\max}$) тезликларининг ўртача арифметик ифодасига тенг:

$$\bar{v} = \frac{v_0 + v_\tau}{2} = \frac{0 + v_{\max}}{2} = \frac{v_{\max}}{2}.$$

Бундаги v_{\max} нинг ифодаси (9.16 а) дан ўрнига қўйилса:

$$\bar{v} = \frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{v}} E. \quad (9.17)$$

Электрон тартибли ҳаракатининг ўртача тезлиги \bar{v} нинг ифодаси (9.14) га қўйилса, ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг зичлиги

$$j = en_0 \bar{v} = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} E. \quad (9.18)$$

кўринишга келади. Бу формулада $\frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}}$ кўпайтувчи ҳар бир ўтказгич учун доимий бўлиб, у γ ҳарфи билан белгиланади:

$$\gamma = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{u}} \quad (9.19)$$

Бу γ катталиқка металл ўтказгичнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги дейилади.

Шундай қилиб, *металлнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги эркин электроннинг концентрацияси n_0 га, ўртача эркин йўлининг узунлиги $\bar{\lambda}$ га тўғри пропорционал бўлиб, тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги \bar{u} га тесқари пропорционалдир.*

Металл солиштирма электр ўтказувчанлигининг тесқари ифодаси $\rho = \frac{1}{\gamma}$ ўтказгичларнинг солиштирма қаршилиги дейилади. У вақтда (9.18) ни (9.19) назарга олган ҳолда ушбу кўринишда ёзиш мумкин:

$$j = \gamma E = \frac{1}{\rho} E. \quad (9.20)$$

Бу формула Ом қонунининг дифференциал кўринишдаги математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади: *ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг зичлиги ўтказгич солиштирма электр ўтказувчанлигининг ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги кўпайтмасига тенгдир.*

Ўтказгичдаги электр майдоннинг кучланганлик вектори \vec{E} ва ток кучининг зичлиги вектори \vec{j} бир хил йўналгани учун (9.20) ни вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}. \quad (9.20 \text{ а})$$

Шундай қилиб, Ом қонуни яна қуйидагича таърифланади: *ўтказгичдан ўтаётган ток кучи зичлигининг вектори \vec{j} электр майдон кучланганлиги E га пропорционал бўлиб, унинг йўналиши кучланганлик вектори E нинг йўналиши билан мос тушади.*

2. Металлларнинг классик электрон назарияси асосида Жоуль-Ленц қонунининг дифференциал кўринишдаги математик ифодаси ҳам осонгина чиқарилади. Ҳақиқатан ҳам, электроннинг кристалл панжара тугунига тўқнашишидан олдин эришган қўшимча кинетик энергияси:

$$\Delta W_{\kappa} = \frac{mv^2_{\max}}{2} \quad (9.21)$$

Урилиш вақтида кристалл тугунча берилган бу энергия металл парчасининг ички энергиясини орттиралади, натижада металл парчаси исийди. Демак, (9.21) ифода ҳар бир донга электроннинг металл кристалл панжара тугунига узатилган энергиясидир. Берилган металлда бундай электронлардан чексиз кўп ва узоқ вақт тўқнашиши мумкин, яъни бунда узатилган энергияни умуман ҳисоблаб бўлмайди. Шунинг учун ҳам, вақт бирлиги ичида ўтказгичнинг ҳажм бирлигига узатилган энергия w ни ҳисоблаб чиқамиз.

Бу энергияни топиш учун битта электроннинг металл кристалл панжара тугунига узатган кинетик энергияси ΔW_{κ} ни электроннинг концентрацияси n_0 га ва вақт бирлиги ичидаги ўртача тўқнашишлар сони $\bar{z} = \frac{v}{\lambda}$ га кўпайтириш керак:

$$w = n_0 z \Delta W_{\kappa} = n_0 \frac{v}{\lambda} \frac{mv^2_{\max}}{2}. \quad (9.22)$$

Бу ердаги v_{\max} нинг ифодасини (9.15. а) қўйилса:

$$w = n_0 \frac{\bar{v}}{\lambda} \frac{m}{2} \frac{e^2 E^2}{m^2} \frac{\bar{\lambda}^2}{\bar{v}^2} = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}} E^2 \quad (9.23)$$

(9.23) да $\frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}}$ кўпайтувчи (9.19) формулага мувофиқ металлнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги γ дан иборат бўлгани учун:

$$w = \gamma E^2. \quad (9.24)$$

Бу формулага Жоуль-Ленц қонунининг дифференциал кўринишдаги тенгламаси дейилади.

Вақт бирлиги ичидаги ўтказгичнинг бир бирлик ҳажмида ажратилган иссиқлик миқдори w га яна ток иссиқлик қувватининг ҳажм зичлиги дейилади.

Шундай қилиб, Жоуль-Ленц қонуни қуйилагича таърифланади: *вақт бирлиги ичида ўтказгичнинг ҳажм бирлигида ажралган иссиқлик миқдори ўтказгичдаги электр майдон кучланганлигининг квадратиغا пропорционалдир.*

(9.20) га асосан $\vec{j} = \gamma \vec{E}$ бўлгани учун (9.24) ни яна бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$w = \vec{j} \cdot \vec{E}. \quad (9.24a)$$

Шундай қилиб, металлларнинг классик электронлар назарияси Ом ва Жоуль-Ленц қонуларини назарий изоҳлаб бера олади.

3. Металлларнинг классик электрон назарияси яна бир экспериментал қонун Видеман-Франц қонунини назарий изоҳлаб берди. Бу қонун 1853 йилда кашф қилинган бўлиб, у бундай таърифланади: *ўзгармас ҳароратда барча металллар иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти κ нинг мос равишда солиштирма электр ўтказувчанлик коэффициенти γ га нисбати ўзгармас катталикдир, яъни:*

$$\frac{\kappa}{\gamma} = c. \quad (9.25)$$

Кейинчалик текшириш натижасида Л. Лоренц Видеман-Франц қонунини умумлаштириб, $\frac{\kappa}{\gamma}$ нисбат мутлақ ҳароратга тўғри пропорционаллигини кўрсатди, яъни:

$$\frac{\kappa}{\gamma} = C_1 T. \quad (9.26)$$

Металлар классик электрон назарияси (9.26) қонуниятнинг математик ифодасини ва C доимийлик қийматини топишга имкон берди.

Друденинг назариясига биноан «электрон газини» бир атомли идеал газга ўхшаш бўлганлиги учун, электроннинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти ҳам бир атомли газники сингари

$$\kappa = \frac{1}{2} k n_a \bar{\lambda} \bar{u} \quad (9.27)$$

формула билан бир хилдир, бунда: k —Больцман доимийси, n_0 —металлардаги эркин электронлар концентрацияси, $\bar{\lambda}$ —электроннинг ўртача эркин йўли узунлиги, \bar{u} —эркин электроннинг тартибсиз иссиқлиги ҳаракатининг ўртача тезлиги.

κ ва γ коэффициентларнинг (9.27) ва (9.14) формулаларидаги ифодаларидан фойдаланиб, $\frac{\kappa}{\gamma}$ нисбатини тонамиз:

$$\frac{\kappa}{\gamma} = \frac{1}{2} \kappa n_0 \bar{\lambda} \bar{u} \cdot \frac{2m\bar{u}}{12n_0\bar{\lambda}} = \frac{k}{e^2} m\bar{u}^2 \quad (9.28)$$

Друде назариясига биноан эркин электроннинг тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги \bar{u} ўртача квадратик тезлиги $\bar{v}_{\text{кв}}$ га тенг, яъни $\bar{u} = \bar{v}_{\text{кв}}$ бўлгани учун, эркин электрон кинетик энергияси $W_{\text{к}}$ мутлақ ҳарорат T га пропорционал бўлади:

$$W_{\text{к}} = \frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{m\bar{v}_{\text{кв}}^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Бунда: $m\bar{u}^2 = 3kT$ эканлигини ҳисобга олиб, (9.28) ни

$$\frac{\kappa}{\gamma} = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T. \quad (9.29)$$

қўринишда ёзиш мумкин. Бу формула Видеман-Франц экспериментал қонунининг назарий исботи бўлиб, уни (9.26) билан таққосланса, C_1 доимийнинг ифодаси

$$C_1 = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2. \quad (9.30)$$

бўлади. Бу ифодадаги $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ — Больцман доимийси ва $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Кл}$ — электроннинг заряди ўзгармас бўлгани учун ҳам ўзгармас қийматга эга:

$$C_1 = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 = 3\left(\frac{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{Кл}}\right)^2 = 2,23 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Ж}^2}{\text{Кл}^2 \cdot \text{К}} \quad (9.30\text{а})$$

C_1 нинг топилган бу назарий қиймати экспериментал қийматидан бир мунча фарқ қилади.

4. Металларнинг классик электрон назарияси билан экспериментал орасида номувофиқлик мавжуд. Бунга сабаб, металлар классик электрон назарияси камчиликдан холи эмаслигидир.

Друденинг металлар классик электрон назариясида эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги бир хил деб қабул қилинган. Аслида эса электронлар гази Максвеллнинг тезликлар бўйича тақсимотига бўйсуниб, тезликлари ҳар хил бўлади. Бу қонун асосида Лоренц металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлик коэффициенти учун

$$\gamma = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 n_0}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}}. \quad (9.31)$$

ифодани келтириб чиқаради, бунда: \bar{u} — эркин электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракат тезликларининг ўртача қиймати. У вақтда Лоренц такомиллантирилган металларнинг классик электрон назарияси асосида Вилеман-Франц қонуни

$$\frac{\kappa}{\gamma} = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \cdot T = 1,47 \cdot 10^{-8} \cdot T. \quad (9.32)$$

кўринишга келади. Бундан ташқари Друде-Лоренц назарияси тажрибада кузатиладиган қатор ҳодисалар натижаларини тушунтириб бера олади:

5. Тажриба кенг ҳарорат оралиғида ўтказгичларнинг солиштирма электр ўтказувчанлик коэффициенти $\gamma_{\text{экс}}$ мутлақ ҳарорат T га тесқари пропорционаллиги, яъни $\gamma_{\text{экс}} \sim \frac{1}{T}$ эканлиги аниқланган. Бу боғланиш Друде-Лоренц назариясининг (9.19) формуласидаги тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги $\bar{u} \sim \sqrt{T}$ бўлгани учун $\gamma_{\text{наз}} \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ бўлади. Тажриба билан назария орасидаги бу зиддиятни бартараф қилиш учун, (9.19) даги $e^2 n_0$ кўпайтмани мутлақ ҳароратнинг квадрат илдизига тесқари пропорционал деб фараз қилишга тўғри келди, лекин бу фаразни асослаш мумкин эмас.

Шундай қилиб, металларнинг классик электрон назарияси металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги коэффициентининг ҳароратга боғланиш қонуниятини аниқлаб бера олмади.

6. Металларнинг иссиқлик сифимини Друде-Лоренц назарияси асосида ҳисоблаш яна ҳам қийинчиликка дуч келди.

Друде-Лоренц назариясига мувофиқ металларнинг моляр иссиқлик сифими C кристалл панжаранинг моляр иссиқлик сифими $C_1 = 3R$ билан электрон газининг моляр иссиқлик сифими $C_2 = \frac{3}{2} R$ нинг йиғиндиси $C = C_1 + C_2 = 3R + \frac{3}{2} R = \frac{9}{2} R$ га тенг бўлар экан. Бироқ тажриба асосида чиқарилган Дюлонг-Пти қонунига биноан металларнинг моляр иссиқлик сифими $C_{\text{эк}} = 3R$.

Бу номувофиқликни фақат кейинчалик қараб чиқилган квант механика асосида тушунтириш мумкин.

9.5. ЎЗГАРМАС ТОК ҚОНУНЛАРИ

Ўрта мактабда батафсил қараб чиқилган ўзгармас ток қонунлари электродинамикани ўрганишда муҳим бўлганлигидан уларни яна бир бор эслаб ўтаемиз.

Занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни. Ўтказгич бўйлаб зарядларнинг ҳаракатланиши учун ўтказгич учларида потенциаллар айирмасининг бўлиши, бошқача қилиб айтганда, ўтказгич ичида майдон бўлиши шарт. Ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси $(\varphi_1 - \varphi_2)$ ни электростатикадан фарқли равишда кучланиш дейилади ва U ҳарфи билан белгиланади.

Ўтказгич учларидаги кучланиш деб, бир бирлик мусбат зарядни ўтказгич бўйлаб кўчиришда ўтказгич ичидаги электр майдон кучининг бажарган ишига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади:

$$U = \frac{A}{q_0}. \quad (9.33)$$

Бундан берилган ўтказгич учларидаги кучланиш билан ўтказгичдан ўтаётган ток кучи I орасида боғланиш мавжуд бўлиши кераклиги кўринади.

Агар қаттиқ, суюқ ва газсимон ўтказгичнинг ҳолати ўзгаришсиз қолса (унинг ҳарорати ва ҳ. к. лар ўзгармаса), ҳар бир ўтказгич учун учларига қўйилган U кучланиш ва ундаги I ток кучи орасида бир қийматли $I = f(U)$ боғланиш мавжуддир, бундай $I = f(U)$ боғланишга берилган ўтказгичнинг вольт-ампер характеристикаси дейилади.

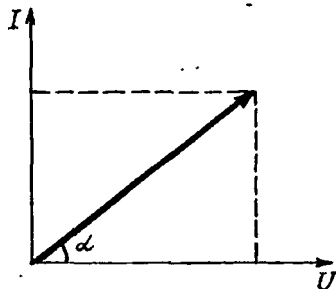
Ўтказгичдан ўтаётган ток қонуниятларини ўрганишда вольт—ампер характеристикасини билиш катта амалий аҳамиятга эга. Бу боғланиш барча металл ўтказгичлар учун 9.4-расмда тасвирлангандек энг содда кўринишга эга бўлиб, уни биринчи марта тажриба йўли билан 1826 йили немис физиги Георг Ом (1784—1854) аниқлаган. Ўтказгичнинг вольт—ампер характеристикаси 9.4-расмдан кўринадик, *ўтказгичдан ўтаётган ток кучи I кучланиш U га пропорционалдир*, яъни:

$$I = GU, \quad (9.34)$$

бунда, G —ўтказгичнинг моддасига ва геометрик ўлчамларига боғлиқ бўлган физик катталиқ бўлиб, *унга ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги* дейилади.

Берилган ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ўзгармас катталиқ бўлиб, ўтказгичдан ўтаётган ток кучи I га тўғри, кучланиш U га эса, тескари пропорционалдир, яъни:

$$G = \frac{I}{U}. \quad (9.35)$$



9.4-расм

Ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги юқори бўлса, берилган кучланишда ўтказгичдан шунча катта ток ўтади.

СИ электр ўтказувчанлигининг бирлиги учун сименс (См) қабул қилинган.

1 сименс (См) деб, учларида I В кучланиш бўлганда I А ток ўтадиган ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигига айтилади.

Одатда, амалий ҳисоблашларда электр ўтказувчанликнинг тескари ифодаси бўлган катталиқдан фойдаланилади ва унга ўтказгичнинг электр қаршилиги дейилади:

$$R = \frac{1}{G}. \quad (9.36)$$

Механикада ишқаланиш жисмининг ҳаракатига қаршилик кўрсатгандек, ўтказгичнинг электр қаршилиги ҳам зарядларнинг тартибли ҳаракатига қаршилик кўрсатади ва электр энергиянинг ўтказгич ички энергиясига айланиши-

ни белгилайди. (9.36) га асосан (9.35) ни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (9.37)$$

Бу формула занжирнинг бир қисми учун Ом қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

Занжирнинг бир қисмидан ўтаётган токнинг кучи ўтказгич учларидаги кучланишга тўғри, ўтказгичнинг электр қаршичилигига эса тескари пропорционалдир.

Ўтказгичнинг электр қаршилиги деб, ўтказгичнинг ички тузилишига ва ундаги кристаллик тугушларининг теб-ранма ҳаракати сабабли юзага келадиган электр токига қарши таъсирини ифодаловчи катталиққа айтилади.

(9.37) дан ўтказгичнинг қаршилиги R кучланиш U га тўғри, токнинг кучи I га эса тескари пропорционал экани кўринади:

$$R = \frac{U}{I} \quad (9.38)$$

СИ системаси электр қаршилиги Ом (Ом) ҳисобида ўлчанади.

1 Ом деб, учларида кучланиш 1 В бўлганда, 1 А ток кучи ўта оладиган ўтказгичнинг электр қаршичилигига айтилади.

Геометрик шаклдаги ўтказгичнинг электр қаршилиги R ни осонгина ҳисоблаш мумкин. Жумладан, кўндаланг кесим юзаси S ўзгармас ва узунлиги l бўлган ўтказгичнинг электр қаршилиги

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (9.39)$$

бўлади, бунда ρ — ўтказгич моддасининг тури ва ҳолатига (аввали ҳароратига) боғлиқ бўлган катталиқ бўлиб, унга ўтказгичнинг солиштирама электр қаршилиги дейилади. (9.39) дан ўтказгичнинг солиштирама электр қаршилиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\rho = \frac{R \cdot S}{l}. \quad (9.39 \text{ а})$$

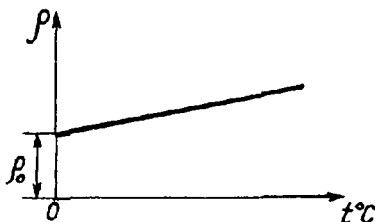
Шундай қилиб, ўтказгичнинг солиштирама электр қаршилиги деб, узунлиги ва кўндаланг кесим юзи бир бирликка тенг бўлган ўтказгичнинг қарши-

лигига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

СИ системасида солиштирма электр қаршилиги $\rho = Ом \cdot м$ ҳисобида ўлчанади.

Электр қаршилиқнинг ҳароратга боғланиши. Ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилиги моддасининг турига ва ҳолатига, жумладан ҳароратига ҳам боғлиқ бўлади. Солиштирма электр қаршилиқнинг ҳароратга боғлиқлиги модда қаршилигининг температура (ҳарорат) коэффициенти деб аталувчи α физик катталиқ билан тавсифланади.

Берилган модда учун қаршилиқ термик коэффициенти α турли ҳароратлар учун турлича, яъни солиштирма электр қаршилиқ ҳарорат ўзгариши билан чизиқли қонун бўйича ўзгармайди, балки унга янада мураккаб боғлиқ бўлади. Бироқ кўпгина металл ўтказгичлар учун ҳарорат ўзгарганда α коэффициент жуда оз ўзгариб, солиштирма электр қаршилиқ ρ ни ҳарорат t га чизиқли боғлиқ (9.5-расм), деб ҳисоблаш мумкин. Агар $t_0 = 0^\circ\text{C}$ ҳароратдаги солиштирма қаршилиқ ρ_0 бўлса, $t^\circ\text{C}$ даги унинг қиймати



9.5- расм

$$\rho_t = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (9.40)$$

формулалардан аниқланади. Қаршилиқнинг ҳарорат коэффициенти α мусбат ҳам ($\alpha > 0$), манфий ҳам ($\alpha < 0$) бўлиши мумкин. Барча металлларда ҳарорат ортиши билан қаршилиқ орта боради. Лекин биринчи тур ўтказгичдан баъзилари (масалан, қўмир) учун тескариси кузатилади, яъни ҳарорат ортиши билан уларнинг қаршилиги камай боради. Ниҳоят, металллардан фарқли ўлароқ, ҳамма электролитлар қиздирилганда қаршилиги камаяди, улар учун $\alpha < 0$.

Барча соф металллар учун қаршилиқларнинг ҳарорат коэффициенти $\alpha = \frac{1}{273} \text{ K}^{-1} = 36,7 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ га, яъни газнинг кенгайиш коэффициентига яқин бўлади. Қуйидаги жадвалда баъзи моддалар учун α нинг қиймаглари келтирилган:

Модда	t, C	α, K^{-1}
Кумуш	0—100	$40 \cdot 10^{-4}$
Мис	18	$43 \cdot 10^{-4}$
Платина	0—100	$38 \cdot 10^{-4}$
Константан	18	$-4 \cdot 10^{-4} \div 0,1 \cdot 10^{-4}$
Кўмир	18	$5 \cdot 10^{-4}$
Шила	100	$-0,1 \div -0,2$
10% намакоб	18	$-0,021$

Баъзи қотишмалар, масалан, константанинг солиштирма қаршилиги ρ жуда кичик бўлади. Шунинг учун ҳам қотишмалар қаршиликларнинг аниқ намуналари (эталонлар)ни тайёрлашда ишлатилади.

Металл қаршиликнинг ҳароратга боғланишидан ўлчов асбобларида, автоматик қурилмаларда фойдаланилади. Улардан энг муҳими қаршилиқ термометридир. У платина симдан иборат бўлади. чунки платина учун қаршиликнинг термик коэффиценти кенг ҳарорат оралигида ҳам доимий қолади. Шунинг учун симнинг қаршилигиши жуда аниқ ўлчаш мумкин. Қаршиликли термометрлар ёрдамида жуда паст, шунингдек жуда юқори ҳароратларни ўлчаш мумкин.

1911 йилда голланд олими Х. Камерлинг—Оннес жуда паст ҳароратда симобнинг ўтказувчанлигини ўрганаётиб ажойиб ҳодиса—ўта ўтказувчанликни кашф қилди. У симобни суяқ гелийда совитганда унинг электр қаршилиги аста-секин камайиб, сўнгра ҳарорат аниқ бир критик нуқта $T_k = 4,22 K$ га етганда бирданига нолга тенг бўлиб қолганлигини аниқлади. Худди шунингдек. галлий, қалай, кўрғошин ва баъзи бошқа металллар ҳам жуда паст ҳароратгача совитилганда, 2–8 K ҳароратда тўсатдан электр қаршилиги нолга айланиб, ўта ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлиши аниқланган. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 23 металлда ва кўпчилик қотишмаларда юз бериши аниқланган. Металл совита борилганда метал тўсатдан ўта ўтказувчан

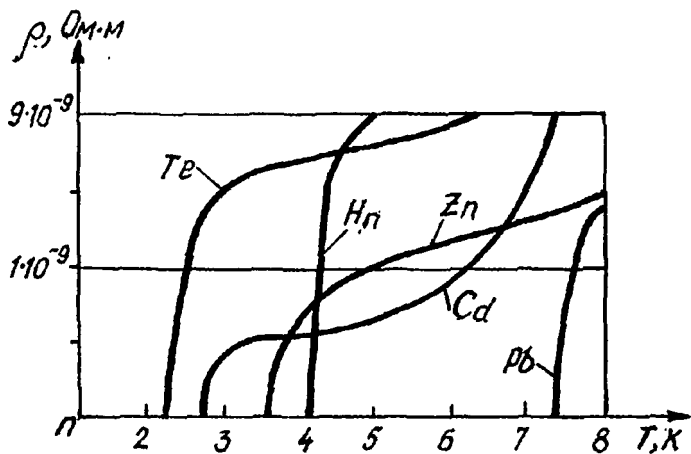
бўлиб қоладиган ҳарорат T_k га ўта ўтказгичга айланиш нуқтаси дейилади. 9.2-жадвалда баъзи металллар учун ўта ўтказгичга айланиш нуқталари келтирилган:

9.2-жадвал

Модда	T_k, K	Модда	T_k, K
Технеций	11,7	Рух	0,88
Ниобий	9,22	Гафний	0,35
Қўрғошин	7,26	Вальфрам	0,01
Гантал	4,50	Қотишма ($Ni-Ti-Zr$)	9,70
Ванадий	4,30	Қотишма ($Ni-Ti$)	9,80
Симоб	4,22	v_2G_a	14,50
Калий	3,69	$N_{v3}S_n$	18,00
Уран	1,30	$N_{v3}G_c$	22,40
Алюминий	1,14		

Баъзи металллар ўта ўтказгичга айланиш нуқтасигача совитилганда солиштирма қаршилигининг ўзгариши 9.6-расмда тасвирланган.

Ўта ўтказгичга айланалиган металллар уй ҳароратида у қалар яхши ўтказгич бўла олмайди. Аксинча, энг яхши ўтказгич бўлган кумуш, мис, олтин абсолют полга жуда яқин ҳароратгача совитилганига қарамай, уларда ўта ўтказувчанлик ҳолати аниқланмаган. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кўпчилик қотишмалар (9.2-жадвалга қ.)да ҳам аниқланган.



9.6-расм

Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси деярли ярим аср давомида тушунарсиз бўлиб келди. Фақат 1957 йилдагина Америка физиклари Ж. Бардин, Л. Купер, Ж. Шриффер ва рус олими Н. Н. Боголюбов ўта ўтказувчанлик назариясини яратишга муваффақ бўлишди.

Агар ўта ўтказгичга доимий магнит яқинлаштирилса, унинг сирти бўйлаб сўнмас Фуко токи оқа бошлайди ва ўтказгичдаги магнит майдонни экранлайди. Ленц қоида-сига биноан Фуко токининг магнит майдони доимий магнитнинг ўтказгичга яқинлашишига қаршилик кўрсатади. Шунинг учун ҳам доимий магнит токли ўта ўтказгичнинг устида муаллиқ туриб қолади. Бу ўта ўтказувчан магнит осма принципи экспериментал темир йўлларда фойдаланилади, жумладан бу принципда Японияда қурилган темир йўл поездининг тезлиги $v = 516$ км/соат га тенг бўлган.

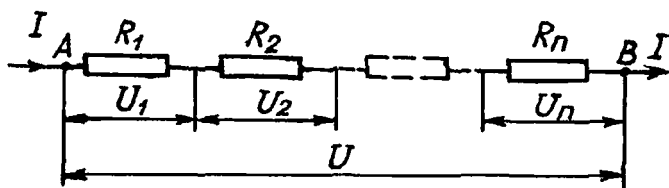
Ўта ўтказгичлар асосида яратилган ЎКИД—ўта ўтказувчан квант интерференцион детекторлар индукцияси $\sim 10^{-18}$ Тл магнит майдон ва 10^8 В гача кучланиш ўлчашга имкон беради. Кейинги вақтларда ЎКИД тиббий—биологик тадқиқотларда кенг қўлланилмоқда. Улар ёрдамида биотокларни, юрак ва мия фаолиятида пайдо бўладиган магнит майдонларни ўлчашга имкон туғилди.

Чулғами ўта ўтказгичдан ясалган электромагнитлар узоқ муддат давомида энергия сарфланмасдан магнит майдони ҳосил қила олади. Чунки ўта ўтказгич чулғамда Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралмайди.

Ҳозирги вақтда паст ҳароратли ўта ўтказувчан ўтказгичлар солиноидларда ва ҳисоблан машиналарининг хотира қурилмаларида кучли магнит майдон ҳосил қилиш учун қўлланилмоқда.

Ўта ўтказувчан электромагнитлар элементар заррачаларни тезлаштирувчи қурилмаларда, магнитогидродинамик (МГД) генераторларда ишлатилади. МГД—генераторлар магнит майдонидаги юқори ҳароратли ионланган газ оқимининг механик энергиясини электр энергияга айлантирадиган қурилмадир.

Юқори ҳароратли ўта ўтказувчан ўтказгичлар яратилганда эди, электр энергиясини симлар орқали исрофсиз узатишдек жуда муҳим техник муаммо ҳал этилган бўлар эди. Лекин бу гапларнинг ҳаммаси ҳозирча орзу. Юқори ҳароратли ўта ўтказувчан ўтказгичларни излаш давом этмоқда.



9.7- расм

Уларнинг топилиши жуда улкан техник инқилобга олиб келиши мумкин.

Ўтказгичларни улаш. Эквивалент қаршилик. Электр занжирининг икки нуқтаси орасига қаршиликлари $R_1, R_2, R_3, \dots, R_n$ бўлган бир нечта ўтказгичлар ҳар хил уланган бўлиши мумкин. *Занжирнинг икки нуқтаси орасидаги барча ўтказгичлар ўрнига уланган ток кучи ва кучланишни ўзгартирмайдиган қаршилик R га ўтказгичларнинг эквивалент қаршилиги дейилади.*

Ўтказгичларни кетма-кет улаш. *Кетма-кет улаш деб, олдинги ўтказгичнинг охирига кейинги ўтказгичнинг бошини улаш усулига айтилади.* Фараз қилайлик, қаршиликлари мос равишда R_1, R_2, \dots, R_n бўлган n та ўтказгичлар ўзаро кетма-кет уланган бўлсин (9.7-расм). Бундай улашда ток, кучланиш, қаршилик ва ўтказувчанликларни ҳисоблаш қуйидаги қондалар асосида амалга оширилади.

1-қоида. *Кетма-кет улашда занжирнинг барча қисмларидан ўтиётган ток кучи бир хил бўлади, яъни:*

$$I_1 = I_2 = \dots = I_n = I. \quad (9.41)$$

Бу ҳолда ток кучининг ўзгармаслиги занжирда зарядларнинг ҳосил бўлмаслиги ва йўқолмаслиги билан тушултирилади.

2-қоида. *Кетма-кет улашда занжирнинг учларидаги кучланиш айрим ўтказгичлардаги кучланишларнинг йиғиндисига тенг, яъни:*

$$U_{\kappa\kappa} = U_1 = U_2 + \dots + U_n. \quad (9.41a)$$

Кетма-кет уланган ўтказгичларнинг эквивалент қаршилигини $R_{\kappa\kappa}$ билан белгилаб, Ом қонунига асосан қуйидагиларни ёзамиз:

$$U_{\kappa\kappa} = IR_{\kappa\kappa}; U_1 = IR_1; U_2 = IR_2; U_n = IR_n.$$

Бу ифодалар (41а)га қўйилса, $IR_{к.к} = IR_1 + IR_2 + \dots + IR_n$ ифода ҳосил бўлади. бундан:

$$R_{к.к} = R_1 + R_2 + \dots + R_n = \sum_{i=1}^n R_i. \quad (9.41 б)$$

Бу 3-қоидалнинг математик ифодасидир.

3-қоида. *Кетма-кет уланган ўтказгичларнинг эквивалент қаршилиги алоҳида ўтказгичлар қаршиликларининг алгебраик йиғиндисига тенг.*

Агар ҳар бирининг қаршилиги R_0 бўлган n та ўтказгич ўзаро кетма-кет уланган бўлса, занжирнинг эквивалент қаршилиги (9.41 б)га асосан $R_{к.к} = R_1 + R_2 + \dots + R_0 + R_0 + \dots + R_0 = nR_0$ бўлади.

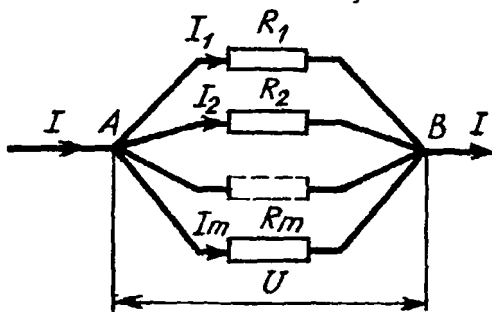
Бундан

$$R_{к.к} = nR_0 \quad (9.41в)$$

Шундай қилиб, кетма-кет уланган R_0 қаршилик n та ўтказгичдан тузилган занжирнинг эквивалент қаршилиги ҳар бир ўтказгичнинг қаршилигидан n марта катта бўлади.

Ўтказгичларни параллел улаш. *Параллел улаш деб, ўтказгичларнинг бир учи тугунга, иккинчи учи эса бошқа тугунга уланган ўтказгичлар системасига айтилади.*

Фараз қилайлик, қаршиликлари R_1, R_2, \dots, R_m бўлган m та ўтказгичлар ўзаро параллел уланган бўлсин (9.8-расм). Барча параллел уланган ўтказгичлар биргаликда тармоқлашни ҳосил қилади, уларнинг ҳар бири эса тармоқ деб аталади. Ўтказгичлар параллел уланганда ток кучи, кучла-



9.8- расм

ниш ва қаршиликларни ҳисобланида яна қуйидаги қоидалардан фойдаланилади:

1-қоида. *Параллел улашда ҳар бир тармоқдаги ва бутун тармоқланишдаги кучланиш бир хил бўлади:*

$$U_1 = U_2 = \dots = U_m = U. \quad (9.42)$$

Бу ҳолда кучланишнинг доимий қолини энергиянинг сақланиш қонуни асосида тушунтирилади.

2-қоида. *Занжирда тармоқланишгача бўлган токнинг кучи I тармоқлардаги R_1, R_2, \dots, R_m қаршиликлардан ўтаётган ток кучлари I_1, I_2, \dots, I_m нинг алгебраик йиғиндисига тенг:*

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_m. \quad (9.42 \text{ а})$$

Ом қонунига асосан, бутун тармоқланишдан ва ҳар бир тармоқдан ўтаётган ток кучлари $I = \frac{U}{R_{нар}}$; $I_1 = \frac{U}{R_1}$;

$I_2 = \frac{U}{R_2} \dots I_m = \frac{U}{R_m}$ бўлади. Бу ифодаларни (9.42а) га қўйилса, $\frac{U}{R_{нар}} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \dots + \frac{U}{R_m}$ ҳосил бўлади.

Бу ифоданинг иккала томони U га қисқартирилса:

$$\frac{1}{R_{нар}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_m} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \quad (9.42 \text{ б})$$

Бунга асосан 3-қоидани бундай таърифлаш мумкин.

3-қоида. *Ўзаро параллел уланган ўтказгичлардан тузилган занжирнинг эквивалент қаршилигининг тескари ифодаси ҳар бир ўтказгич қаршиликлари тескари ифодаларининг алгебраик йиғиндисига тенг.*

Иккинчи томондан, ўтказгич қаршилигининг тескари ифодаси $G = \frac{1}{R}$ унинг ўтказувчанлигидан иборат бўлгани учун (9.42б) ни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

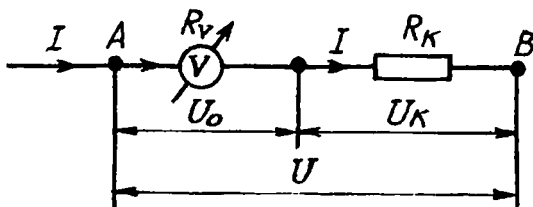
$$G = G_1 + G_2 + \dots + G_m = \sum_{i=1}^n G_i. \quad (9.42 \text{ в})$$

4-қоида. *Ўзаро параллел уланган ўтказгичларнинг умумий ўтказувчанлиги ҳар бир ўтказгич ўтказувчанликларининг алгебраик йиғиндисига тенгдир.*

Агар занжирга m та бир хил R_0 қаршиликли ўтказгичлар ўзаро параллел уланган бўлса, (9.42б) га асосан $\frac{1}{R_{нар}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_m} = \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_0} + \dots + \frac{1}{R_0} = m \frac{1}{R_0}$ ҳосил бўлади, бундан

$$R_{нар} = \frac{R_0}{m}. \quad (9.42 \text{ г})$$

Шундай қилиб, ўзаро параллел уланган R_0 қаршиликли m та ўтказгичдан тузилган занжирнинг эквивалент қаршилиги ҳар бир ўтказгич қаршилигидан m марта кичик бўлади. Ўтказгичларни кетма-кет ва параллел улаш ҳатто ўлчаш соҳасида ҳам катта амалий аҳамиятга эга. Жумладан, катта кучланишни ўлчашда резистор (лат. resisto—қаршилик) вольтметрга кетма-кет уланиб, унга қўшимча резистор дейилади; катта ток кучини ўлчаш учун резистор амперметрга параллел уланади ва унга шунт дейилади.



9.9- расм

Резистор деб, ток кучи ва кучланишни чеклаш ва уларни ростлаш учун электр занжирга, ўлчов исбобларига уланадиган қурилмаларга айтилади. Резисторлар саноатда кенг қўлланилади, жумладан, улар радиоэлектрон қурилмалари барча деталларининг ярмидан кўпроғини (~80%) ташкил этади. Саноатда ишлаб чиқариладиган резисторларнинг электр қаршилик қиймати 1 Ом дан 10 М Ом гача бўлади; қаршиликнинг рухсат этилган номинал қийматдан оғиши 0,25% — 20% ораликда ётади.

Қўшимча резистор. Қаршилиги R_0 бўлган вольтметрларнинг кўрсатиш кучланиши U_0 ни n марта ($U = nU_0$) кўнайтириш учун унга кетма-кет уланадиган резисторнинг R_k қаршилигини ҳисоблаб чиқайлик (9.9-расм). Ўлчаниши

керак бўлган A ва B нуқталардаги U кучланиш R_0 резистор-лаги ва R_x қўшимча резистордаги кучланишларнинг тушуви U_0 ва U_x ларнинг йиғиндисига тенг $U = U_0 + U_x$ Ом қонунига биноан $I = \frac{U_0}{R_0}$ ва $U_x = IR_x = \frac{U_0}{R_0} R_x$ бўлгани учун:

$$U = U_0 + U_x = U_0 + U_0 \left(1 + \frac{R_x}{R_0} \right). \quad (9.43)$$

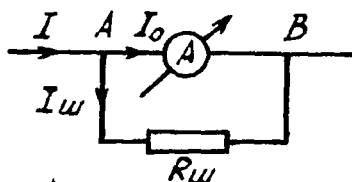
Бундан қўшимча резисторли вольтметрнинг неча марта кўп кўрсатиши (n) қуйидагига тенг бўлади:

$$n = \frac{U}{U_0} = 1 + \frac{R_x}{R_0}. \quad (9.43a)$$

Ва нихоят, вольтметрга уланиши керак бўлган қўшимча резисторнинг қаршилиги:

$$R_x = R_0(n - 1) \quad (9.43b)$$

Шунт (инг. shunt—тармоқ), ўлчаш техникасида—электр ўлчаш асбобига уланадиган резистор қаршилик; ток кучи, қувват, энергияларнинг ўлчаш чегарасини кенгайтиради. Жумладан, ўлчанадиган ток кучининг ҳаммасини ўлчаш асбоби орқали ўтказиш қийин бўлганда ёки мақсалга мувофиқ бўлмаганда ишлатилади.



9.10- расм

Қаршилиги R_0 бўлган амперметрнинг кўрсатиши I_0 ни n марта ($I = nI_0$) кўпайтириш учун унга параллел қилиб R_w қаршиликли резистор-шунт уланган бўлсин (9.10-расм). Амперметр ва шунт ўзаро параллел улангани сабабли ток тармоқланади, яъни: $I = I_0 + I_w$. Занжир тармоқлари учларидаги кучланишлар бир хил бўлади: $U = I_0 R_0 = I_w \cdot R_w$ ёки $I_w = I_0 \frac{R_0}{R_w}$. Буни юқоридаги ифодага қўйилса:

$$I = I_0 + I_w = I_0 + I_0 \frac{R_0}{R_w} = I_0 \left(1 + \frac{R_0}{R_w} \right). \quad (9.44)$$

Бунда амперметрнинг печа марта кўн кўрсатиши:

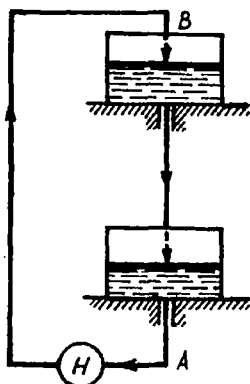
$$n = \frac{I}{I_0} = 1 + \frac{R_v}{R_{ш}}. \quad (9.44a)$$

Ва ниҳоят амперметрга уланган шунтнинг қаршилиги:

$$R_{ш} = \frac{R_v}{n-1} \quad (9.44б)$$

6. ЭЛЕКТРГА ЁТ КУЧЛАР ВА ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧ

Зарядларининг ишоралари қарама-қарши бўлган иккита металл жисм сим билан уланса, унда жуда қисқа муддатли электр токи пайдо бўлади. Жисмдаги зарядлар компенсацияланиб ўтказгичнинг барча нуқталарида потенциаллар тенглашади ва электр майдон кучланганлиги нолга тенг бўлиб қолади.



9.11- расм

Ўтказгичда электр токи қандай пайдо бўлиши ҳақида мулоҳаза юритайлик. Ом қонунининг дифференциал ифодасидан кўринадики, ўтказгичнинг ичида Кулон кучи ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги

$\vec{E}_{\text{кч}}$ ўтказгичнинг икки учдаги потенциаллар фарқи йўқолгунча электр токи ҳосил бўлади. Демак, занжирда узлуксиз ўзгармас ток ўтиб туриши учун эркин зарядларга Кулон кучидан ташқари нолэлектрик кучлар ҳам таъсир қилиши шарт. Бундай

кучларни электрга ёт кучлар деб атаймиз. Электрга ёт кучлар узлуксиз токни таъминлаб туриши учун, ҳар хил ишорали зарядларни ажратиб туриши сабабли ўтказгич учларида потенциаллар фарқини доимий сақлаб туради. Электрга ёт кучларнинг занжирдаги қўшимча майдонини маҳсус қурилма электр энергия манбалари (гальваник элементлар, аккумуляторлар, электр генераторлари) ҳосил қилади. Электрга ёт кучлар майдонининг таъсирида манбанинг ичида зарядлар электр майдонига қарама-қарши томонга ҳаракатланади (9.11-расм).

Электрга ёт кучлар пайдо бўладиган ҳар қандай қурилмаларга ток манбалари дейилади. Манба ичида ёт кучларнинг иш бажариши нагижасида у ёки бу энергия тури

лектр энергияга айланади. Шундай қилиб, ташқи занжирда Кулон кучининг бажарган иши манба ичидаги ёт кучлар воситасида бажарилар экан. Манбалаги ёт кучнинг таъсири электр юритувчи куч (ЭЮК) деб аталувчи \mathcal{E} катталиқ билан таъсирланади.

Манбанинг электр юритувчи кучи (ЭЮК) деб, бир бирлик мусбат синов зарядини ёниқ занжир бўйлаб кўчиришда ёт куч бажарган ишига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q}. \quad (9.45)$$

Манбанинг ЭЮК (\mathcal{E}) занжир очиқ бўлганда, унинг кўчларидидаги потенциаллар айирмасига тенг бўлади. Шунинг учун ҳам ЭЮК потенциаллар айирмаси каби вольт (V) ҳисобида ўлчанади. ЭЮК бир бирлик мусбат зарядни кўчириш иши, солиштирма ишдан иборат бўлгани учун у скаляр катталиқ бўлиб, ишораси мусбат ёки манфий бўлиши мумкин.

Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни. Ом қонунининг дифференциал кўринишдаги (9.20а) ифодаси занжирнинг бир жинсли, яъни ЭЮК таъсир қилмайдиган қисми учун ўринлидир.

Фараз қилайлик, ЭЮК мавжуд бўлган занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми берилган бўлсин (9.12-расм). Занжирнинг бундай қисмида Кулон ва ёт кучлар таъсир қилади. Бу ҳолда Кулон кучи майдонининг кучланганлигини $\vec{E}_{кул}$ ёт куч майдони кучланганлигини эса $\vec{E}_{ём}$ билан белгилаймиз. У вақтда ўтказгич ичидаги ихтиёрый нуқтада майдоннинг натижаловчи кучланганлик вектори \vec{E} Кулон ва ёт куч майдон кучланганлик векторларнинг геометрик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{E} = \vec{E}_{кул} + \vec{E}_{ём}. \quad (9.46)$$

Бу ифода (9.20а) га қўйилса:

$$\vec{j} = \left(\gamma_{\rho}\right) (\vec{E}_{кул} + \vec{E}_{ём}) \quad (9.47)$$

Бу ифоданинг иккала томонини dl га кўпайтириб ва $j = \frac{l}{S}$ эканлигини назарга олиб, уни $I\rho \frac{dl}{S} = \vec{E}_{\text{куч}} d\vec{l} + \vec{E}_{\text{эм}} d\vec{l}$ кўри-нишда ёзамиз. Охириги тенгликни, ток кучи I ни ўзгармас ўтказгичнинг узунлигини l деб ҳисоблаб, 1 ва 2 нуқта оралигида интеграллаб чиқамиз:

$$I \int_1^2 \rho \frac{dl}{S} = \int_1^2 \vec{E}_{\text{куч}} d\vec{l} + \int_1^2 \vec{E}_{\text{эм}} d\vec{l}. \quad (9.48)$$

Бу ифодадаги барча ҳадларнинг физик маъносини қараб чиқамиз:

Биринчи интеграл ўтказгичнинг 1 ва 2 нуқталар оралигидаги электр қаршилик R дан иборат:

$$R = \int_1^2 \rho \frac{dl}{S}. \quad (9.48a)$$

Иккинчи интеграл эса 1 ва 2 нуқталар орасида потенци-аллар фарқи $(\varphi_1 - \varphi_2)$ га тенг:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E}_{\text{куч}} \cdot d\vec{l}. \quad (9.48б)$$

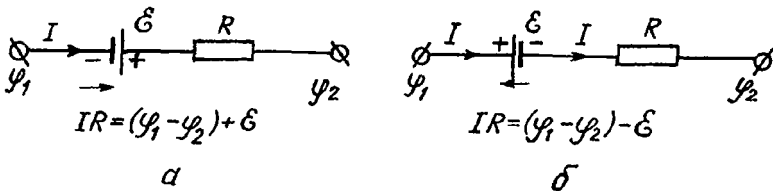
Ва ниҳоят, учинчи интеграл ўтказгичнинг 1 ва 2 нуқ-талар орасига уланган манбанинг ЭЮК \mathcal{E} дан иборат:

$$\mathcal{E} = \int_1^2 \vec{E}_{\text{эм}} d\vec{l} \quad (9.48в)$$

(9.48a) (9.48б) ва (9.48в)ларни (9.48) га қўйилса,

$$IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} \quad (9.49)$$

келиб чиқади. Бу тенглама занжирнинг бир жинсли бўлма-ган қисми учун Ом қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

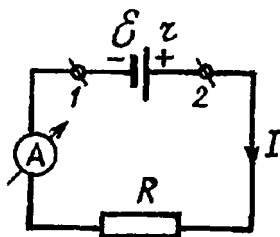


9.12- расм

Занжирдан ўтаётган ток кучи I нинг занжир қисмининг қаршилиги R га кўпайтмаси, шу қисмдаги потенциаллар фарқи $(\varphi_1 - \varphi_2)$ билан ундаги ток манбаининг ЭЮК \mathcal{E} нинг йиғиндисига тенг.

(4.49) формулани келтириб чиқаришда занжир қисмидаги ЭЮК \mathcal{E} нинг мусбат ишораси олинди. ЭЮК \mathcal{E} нинг ишораси қуйидагича аниқланади: агар ёт куч майдони кучланганлиги \vec{E}_{em} нинг, яъни манбаининг манфий кутбидан мусбагига йўналиши кулон кучи майдони кучланганлиги $E_{ку}$ нинг йўналиши билан мос тушса (9.12а-расм), ЭЮК \mathcal{E} нинг ишораси мусбат олинади, аксинча, қарама-қарши йўналганда эса (9.12б-расм) ЭЮК \mathcal{E} нинг ишораси манфий олинади.

Берк занжир учун Ом қонуни: Тармоқланмаган ёпиқ занжирнинг ихтиёрий кесим юзасидан ўтаётган ток кучи I ўзгармас бўлади. Бундан ёпиқ занжир 1 ва 2 уchlари туташтирилган бир жинсли бўлган занжир қисмидан иборатдир. Бу ҳолда $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ бўлгани учун (9.49) қуйидаги кўринишга келади:



9.13 расм

$$IR = \mathcal{E}, \quad (9.50)$$

бунда, \mathcal{E} — ёпиқ занжирдаги ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлиб, R —занжирнинг умумий қаршилиги.

Фараз қилайлик, ёпиқ занжир ЭЮК \mathcal{E} ва ички қаршилиги r бўлган ток манбаидан, шунингдек, R ташқи қаршиликдан ташкил топган бўлса (9.13-расм), занжирнинг умумий қаршилиги $(R + r)$ бўлгани учун (9.50) дан токнинг кучи:

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r} . \quad (9.50a)$$

Бу формула ёшиқ занжир учун Ом қонунининг математик ифодаси бўлиб, бундай таърифланади:

Ёшиқ занжирдан ўтаётган токнинг кучи манбанинг ЭЮК га тўғри, занжирнинг тўла қаршилигига тескари пропорционалдир.

Манба қисқичларидаги потенциаллар фарқи занжирнинг ташқи қисмидаги кучланишга тенг, яъни:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = IR = \varepsilon - Ir, \quad (9.50б)$$

бундан

$$\varepsilon = IR + Ir = U_R + U_r, \quad (9.50в)$$

Шундай қилиб, манбанинг ЭЮК ташқи ва ички қаршиликдаги кучланишларнинг йиғиндисига тенгдир.

Кирхгоф қоидалари. Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун чиқарилган (9.49) Ом қонуни ҳар қандай мураккаб занжирни ҳисоблашга имкон беради. Бироқ тармоқланган занжирларни бевосита ҳисоблаш мураккаб ишдир. Бу қийинчиликни 1847 йилда немис физиги Г. Кирхгоф (1824—1887) томонидан яратилган иккита қоидадан фойдаланиб, осонгина ҳал қилиш мумкин. Ҳар қандай тармоқланган мураккаб занжир қисмларидан ўтаётган ток кучлари, қисмларининг қаршиликлари ва бу қисмдаги ЭЮК билан тавсифланади. Бу катталиклар бир-бири билан ўзаро боғланган ва улардан бирига кўра бошқаларини аниқлаш мумкин.

Кирхгоф қоидаларини алоҳида қараб чиқамиз:

Кирхгофнинг биринчи қоидаси: Кирхгофнинг биринчи қоидаси электр занжирининг энг камида учта ўтказгичи туташган нуқтаси-туғунига тааллуқли бўлиб, у бундай таърифланади:

Электр занжирининг туғунида учрашган тоklarнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг, яъни:

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0 , \quad (9.51)$$

бунда n —туғунда учрашган токларнинг сони бўлиб, $n \geq 3$. Одатда туғунга келаётган токлар мусбат ишора билан, кетаётганлари эса манфий ишора билан олинади. Жумладан, 9.4-расмдаги электр занжирининг A нуқтада учрашган токлар учун Кирхгоф биринчи қоиласи (9.51)

$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0$$

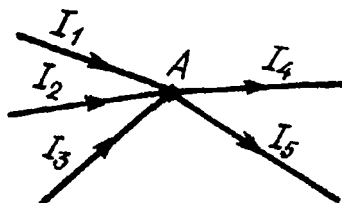
ёки

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5 \quad (9.51a)$$

кўринишда ёзилади: Бу ифодага биноан Кирхгофнинг биринчи қоидадини яна бундай таърифлаш мумкин:

Электр занжирининг туғунга келувчи токларнинг алгебраик йиғиндисини туғундан кетувчи токларнинг алгебраик йиғиндисига тенг

Кирхгофнинг иккинчи қоиласи: Кирхгофнинг иккинчи қоидадини тармоқланган занжирнинг ихтиёрый ёпиқ контури учун тааллуқли бўлиб, унинг математик ифодадини занжирнинг бир жисли бўлмаган қисми учун Ом қонунининг (9.49) ифодасидан фойдаланиб осонгина ис-



9.14- расм

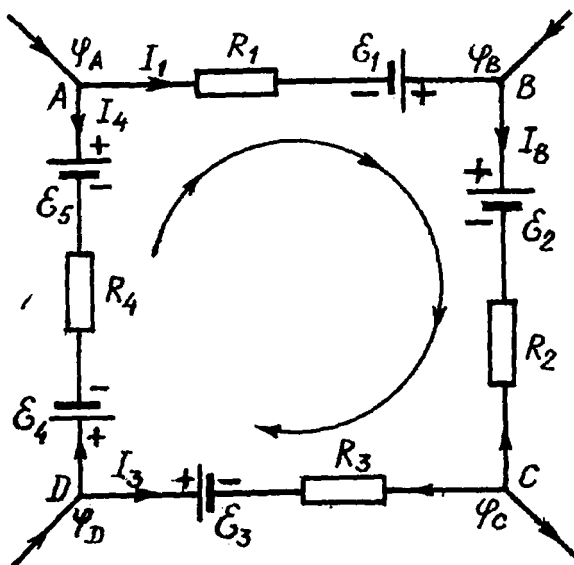
ботлаш мумкин. Фараз қилайлик, тармоқланган мураккаб занжирнинг бирор $ABCD$ ёпиқ контури берилган бўлсин (9.15-расм). Бу ёпиқ контурга Ом қонуни (9.49) ни қўлашда қуйидаги шартларга риоя қилиш керак.

1. Ёпиқ занжир қисмининг тўлиқ қаршилиги R ни ташқи ва ички қаршиликларнинг йиғиндисига тенг деб ҳисобланади.

2. Ёпиқ занжир қисмларидаги токнинг йўналиши контурнинг айланиш йўналиши билан мос тунса, токни мусбат, тескари йўналганлари эса манфий ҳисобланади.

3. Электр занжирдаги ток манбаларининг манфий кутбидан мусбат кутбига томон йўналиши контурнинг айланиши билан мос тунса, манбанинг ЭЮК мусбаг ишора билан, акс ҳолда эса манфий ишора билан олинади.

Шундай қилиб, Ом қонуни (9.49) ни ёпиқ занжирнинг қуйидаги қисмлари учун ёзамиз:



9.15-расм

AB қисми учун: $I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \mathcal{E}_1$;

BC қисми учун: $I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \mathcal{E}_2$;

CD қисми учун: $I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_D + \mathcal{E}_3$;

DA қисми учун: $I_4 R_4 = \varphi_D - \varphi_A + \mathcal{E}_4 + \mathcal{E}_5$.

Бу тенгламаларнинг чап ва ўнг томонлари мос равишда қўшиб юборилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4 + \mathcal{E}_5. \quad (9.52)$$

Бу ифода Кирхгоф иккинчи қонидасининг хусусий ҳолдаги математик ифодаси бўлиб, уни умумий кўринишда бундай ёзиш мумкин

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i \quad (9.52a)$$

Шундай қилиб, Кирхгофнинг иккинчи қонидасини бундай таърифлаш мумкин:

Тармоқланган электр занжирининг ихтиёрий ёпиқ контури қисмларидаги ток кучларини мос равишда қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндисини шу контурдаги ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Кирхгофнинг иккала қоидасини тармоқланган мураккаб занжир учун татбиқ қилиб, номаълум токларни аниқлашга имкон берадиган тенгламалар системаси тузилади. Бунда тузиладиган тенгламалар сонини номаълум токлар сонига тенг бўлиши керак. Шунинг учун ҳам Кирхгофнинг иккала қоидаси тармоқланган мураккаб занжирга тегишли масалаларни умумий ечиш усулини беради.

9.7. ЭЛЕКТР ТОКИНИНГ ИШИ, ҚУВВАТИ ВА ИССИҚЛИК ТАЪСИРИ

1. Электр токининг иши ва қуввати. Ўтказгичдан электр токи ўтаётган зарядлар потенциали катта бўлган нуқтадан кичик потенциалли нуқтага кўча боради. Ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси-кучланиш U ўзгармас қолганда q заряднинг ўтказгич бўйлаб кўчишида бажарилган иш A ни q ($\varphi_1 - \varphi_2$) формуладан топиш мумкин:

$$A = qU. \quad (9.53)$$

Бироқ ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан t вақт ичида олиб ўтилган заряд $q = It$ ни (9.53) га қўйилса:

$$A = IUt. \quad (9.53a)$$

Бу формулани Ом қонуни $I = \frac{U}{R}$ дан фойдаланиб, токнинг ўтказгичдаги бажарган иши A учун

$$A = qU = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2}{R} t. \quad (9.53b)$$

кўринишидаги формулаларни олиш мумкин.

Шундай қилиб, заряд Кулон (Кл) да, кучланиш Вольт (В) да, токнинг кучи Ампер (А) да, қаршилиқ Ом (Ом) да ва вақт секунд (с) да ўлчанса, бажарилган иш Жоуль (Ж) да ўлчанади ва (9.53б) га асосан:

$$1\text{Ж} = 1\text{Кл} \cdot 1\text{В} = 1\text{А} \cdot 1\text{В} \cdot 1\text{с} = 1\text{А}^2 \cdot 1\text{Ом} \cdot 1\text{с} = \frac{1\text{В}^2}{1\text{Ом}} \cdot 1\text{с}.$$

Амалиётда иш учун бу бирликлардан ташқари бошқа бирликлар ҳам қўлланилади. Ишнинг бу бирликлари системага кирмаган бирликлар бўлиб, улар қуйидагилардир:

$$1 \text{ ватт} \cdot \text{соат} = 1 \text{ Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{с} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ Ж};$$

$$1 \text{ гектоватт} \cdot \text{соат} = 1 \text{ гВт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^5 \text{ Вт} \cdot \text{с} = 3,6 \cdot 10^5 \text{ Ж};$$

$$1 \text{ киловатт} \cdot \text{соат} = 1 \text{ кВт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{с} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ж};$$

$$1 \text{ меговатт} \cdot \text{соат} = 1 \text{ МВт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{с} = 3,6 \cdot 10^9 \text{ Ж};$$

Ишнинг бажарилиш тезлиги қувват деб аталувчи физик катталиқ билан тавсифланади. Электр токининг қуввати N токнинг бажарган иши A ни токнинг ўтиш вақти t га нисбатига тенг:

$$N = \frac{A}{t}. \quad (9.54)$$

Бу ифодага асосан қувватни қуйидагича таърифлаш мумкин:

Электр токининг қуввати деб, вақт бирлиги ичида токнинг бажарган ишига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади.

Токнинг бажарган иши A нинг ифодасини (9.53) дан (9.54) га қўйилса, электр токи қуввати N учун ушбу формулаларни ёзиш мумкин:

$$N = \frac{A}{t} = \frac{qU}{t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (9.54a)$$

Шундай қилиб, электр токининг қуввати СИ ватт (Вт) ларда ўлчаниб, уни (9.55a) биноан бошқа бирликлар орқали қуйидаги қўринишда ёзиш мумкин:

$$1 \text{ Вт} = \frac{1 \text{ Ж}}{1 \text{ с}} = \frac{1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В}}{1 \text{ с}} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ В} = 1 \text{ А}^2 10, \text{ м} = \frac{1 \text{ В}^2}{10, \text{ м}}.$$

2. Ток манбаининг бажарган иши ва қуввати. Ташқи тур энергия ҳисобига олинган электр энергия катталигини ифодаловчи ёт кучларнинг бажарган тўлиқ иши A_T ни (9.53б) муносабатдаги кучланиш U ни ЭЮК \mathcal{E} билан, қаршилик R ни умумий қаршилик $(R+r)$ билан алмаштириб аниқлаш мумкин, яъни:

$$A_T = q\mathcal{E} = I\mathcal{E}t = I^2(R+r)t = \frac{\mathcal{E}}{R+r}t, \quad (9.55)$$

бунда: \mathcal{E} — манбаининг ЭЮК, r эса унинг ички қаршилиги.

Ток манбаининг қуввати N ҳам вақт бирлиги ичида бажарилган ишга миқдор жиҳатдан тенг бўлгани учун (9.54а) га монанд равишда қуйидагига тенг бўлади:

$$N_T = \frac{A_T}{t} = \frac{q\mathcal{E}}{t} = I\mathcal{E} = I^2(R+r) = \frac{\mathcal{E}^2}{R+r}. \quad (9.55a)$$

3. Ташқи занжирдаги қувват ва ток манбаининг ФИК.

ЭЮК \mathcal{E} ва ички қаршилиги r бўлган ток манбаи R қаршиликли ташқи занжирга уланган бўлсин (9.13-расм). У вақтда ташқи занжирда ажралган қувват:

$$N = I^2 R = \mathcal{E}^2 \frac{R}{(R+r)^2}. \quad (9.56)$$

Бундан ташқи занжирда олиш мумкин бўлган максимал қувватни топиш учун (9.55а) дан қаршилик R бўйича олинган биринчи тартибли ҳосиланиш нолга тенглаштириб, максимал қувватга мос келган $R = R_{\max}$ ни аниқлаш мумкин, яъни:

$$\frac{dN}{dR} = \frac{d}{dR} \left[\mathcal{E}^2 \frac{R}{(R+r)^2} \right] = \mathcal{E}^2 \frac{r^2 - R_{\max}^2}{(R_{\max} + r)^2} = 0.$$

Бундан қуйидаги шарт келиб чиқади:

$$R_{\max} = r. \quad (9.57)$$

Шундай қилиб, *ташқи занжирнинг қаршилиги манбаининг ички қаршилигига тенг бўлганда, ташқи занжирда максимал қувват ажралади.*

(9.57)га асосан ташқи занжирда ажралган максимал қувват:

$$N_{\max} = \frac{\varepsilon^2}{4r}. \quad (9.57a)$$

Бироқ ток манбаларидан амалий фойдаланишда фақат қувватгина муқим бўлмай, уларнинг фойдали иш коэффициентини (ФИК) ҳам муқим аҳамиятга эгадир.

Ток манбаининг фойдали иш коэффициенти деб, бажарилган фойдали ишнинг манбаининг тўлиқ бажарилган ишига нисбатига айтилади:

$$\eta = \frac{A}{A_T} = \frac{I^2 R_l}{I^2 (R+r)} = \frac{R}{R+r}. \quad (9.58)$$

Ток манбаининг ФИК η нинг занжирдаги токнинг кучи I га боғланиши $\eta = f(I)$ куйидаги кўринишга эга:

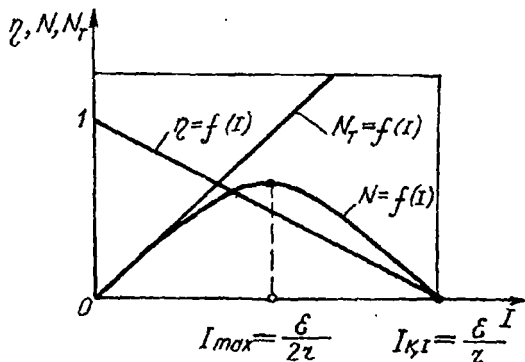
$$\eta = \frac{A}{A_T} = \frac{IU_l}{IEI} = \frac{U}{E} = \frac{\varepsilon - Ir}{\varepsilon} = 1 - \frac{r}{\varepsilon} I. \quad (9.58)$$

Занжир очиқ бўлганда ($I = 0$) манбаининг ФИК энг катта қийматига эришади, яъни $\eta = 1$ бўлади, сўнгра токка нисбатан чизикли қонун бўйича камайиб бориб, қисқа туташув ($I_{\text{к.м}} = \frac{\varepsilon}{r}$) да нолга айланади (9.16-расмга қ.).

Худди шунингдек, фойдали қувват N_ϕ нинг ток кучи I га боғланиши $N_\phi = f(I)$ куйидаги кўринишга эгадир:

$$N_\phi = N_T - N_r = I\varepsilon - rI^2; \quad (9.59)$$

бунда $N_r = rI^2$ —манба ичида сарф бўлган қувват.



9.16-расм

Фойдали қувват N_{ϕ} , тўлиқ қувват N_T ва ФИК η нинг ток кучи I га боғланиш $N_{\phi} = f(I)$, $N_T = f(I)$ ва $\eta = f(I)$ графиклари (9.59), (9.55а) ва (9.58) формулалар асосида 9.16-расмда тасвирланган. Графикдан кўринадики, фойдали қувват N_{ϕ} максимал қиймат $N_{\phi} = N_{\max}$ га эришган ток кучи $I_{\max} = \frac{\varepsilon}{2r}$ га ва ФИК эса $\eta = \frac{1}{2}$ (ёки 50%) га тенг бўлар экан. Манбанинг ФИК η бирга яқин бўлганда фойдали қувват N_{ϕ} манба эриша оладиган максимал қувват N_{\max} га қараганда кичик бўлади.

Қисқа туташув ҳолида, юқорида қараб чиқилгандаги каби, фойдали қувват $N_{\phi} = 0$ ва манба қувватининг ҳаммаси манба ичида ажралади. Бу эса манбанинг ички қисмларини қиздириши ва уни ишдан чиқариши мумкин. Шунинг учун қисқа туташувга йўл қўймаслик керак.

4. Токнинг ва ток манбаининг энергияси. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан токнинг бажарган иши текширилатган электр занжири қисмларидаги энергиянинг ўзгаришига тенг бўлиши керак. Шунинг учун ток манбаи (ток генератори, гальваник элемент, аккумулятор ва шу каби)дан истеъмолчига ток узатаётган ўтказгичда ва занжирнинг аниқ бир қисмида ажралган энергия токнинг бажарган ишига айланади. Бинобарин, электр токининг бажарган иши (9.53б) миқдор жиҳатдан занжирда ажралган фойдали энергия N_{ϕ} га тенг бўлади:

$$W_{\phi} = qU = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2}{R} t. \quad (9.60)$$

ЭЮК η ва ички қаршилиги r бўлган ток манбанинг тўла энергияси W_T ҳам миқдор жиҳатдан манбанинг тўла бажарган иши (9.55) га тенг бўлади:

$$W_{\phi} = q\varepsilon = I\varepsilon t = I^2 Rt = \frac{\varepsilon^2}{R+r} t. \quad (9.60a)$$

Токнинг энергияси W ҳам худди иш сингари СИ да Жоуль (Ж) ларда ўлчанади.

5. Жоуль-Ленц қонуни. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан, электр энергияси бошқа турдаги, масалан, механик, иссиқлик, кимёвий, магнит майдон, ёруғлик ва шу каби энергияларга айланади. Ўтказгичдан ток ўтаётганда эркин электронлар кристалл панжара тугунларидаги ионлар билан тўқнашганда уларга кўпроқ энергия узатиб,

камроқ энергия олади. Эркин электронлар энергиясининг камайиши электр майдон энергияси ҳисобига тиклана боради. Натижада эркин электронлар билан кристалл панжара тугунларидаги ионлар ўртасидаги иссиқлик мувозанати бузилади ва ўтказгичнинг ҳарорати орта боради. Бинобарин, токни ўтказгич қизийди.

Рус олими Э. Х. Ленц (1804—1865) ва инглиз олими Ж. Н. Жоуль (1818—1889) бир-биридан хабарсиз ҳолда токнинг иссиқлик таъсирини ифодаловчи қонушни биринчи марта 1843 йилда экспериментал текшириш натижалари асосида кашф қилишди. Бу қонун Жоуль-Ленц қонуни дейилиб, бундай таърифланади:

Ўтказгичдан ток ўтганда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ток кучининг квадрати билан ўтказгич қаршилиги ва ўтиш вақтининг кўпайтмасига тенг:

$$Q = I^2 R t. \quad (9.61)$$

Бундан кўринадики, ўтказгичда ажралган иссиқлик миқдори токнинг занжир бир қисмида бажарган иши A га тенг экан.

Токнинг бажарган иши (9.53б) формулага биноан турли кўринишга эга эканлигини назарга олиб, Жоуль-Ленц қонунининг математик ифодасини яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$Q = I^2 R t = qU = IUt = \frac{U^2}{R} t. \quad (9.61a)$$

Иссиқлик миқдори СИ да иш. энергия сингари Жоуль (Ж) ларда ифодаланadi.

Токнинг иссиқлик таъсиридан электр иситгич асбоблари, чўғланма лампалар, эритувчи сақлагичлар, электр ўлчов асбоблари ва шу кабиларни ясашда фойдаланилган.

Замонавий чўғланма лампалар қатор олимларнинг кунт билан олиб борган узоқ муддатли ишларининг натижасидир. Чўғланма лампанинг тарақиётида А. Н. Лодигин (1847—1923)нинг ишлари катта аҳамиятга эга. У 1972 йилда биринчи кўмир толали чўғланма ёритиш лампани кашф қилиб, 1873 йилдаёқ Петербургда турли хилдаги лампаларни очиқ намоиш қилди. 1890 йилга келиб, Лодигин қийин эрийдиган металллар: вольфрам, молибден ва бошқалардан ясалган толали чўғланма лампаларни яратди.

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Электр токи деб нимага айтилади? Үтказувчанлик ва конвекцион ток нима?
2. Токнинг мавжудлигини ифодаловчи қандай ҳодисаларни биласиз?
3. Токнинг кучи ва ток кучининг зичлиги деб нимага айтилади? Уларнинг СИ даги ўлчов бирликлари қандай?
4. Металларнинг электрон ўтказувчанлиги Мандельштам-Папалексен ва Стюарт-Толмен тажрибаларида қандай тасдиқланган? 5. Электроннинг солиштирма заряди деб нимага айтилади, унинг сон қиймати нимага тенг?
6. Металларнинг Дрүде-Лорентц классик электрон назарияси нимага асосланган?
7. Токни ҳосил қилган эркин электронларнинг тартибли ҳаракат тезлигини қандай ҳисоблаш мумкин? Металларда ток қандай тезлик билан ҳаракатланади?
8. Металларнинг классик электрон назарияси асосида Ом ва Жоуль-Ленц қонуналарининг дифференциал тенгламаларининг ифодаси чиқарилсин.
9. Металларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги нимага боғлиқ?
10. Металл иссиқлик ва электр ўтказувчанлигининг ўзаро боғланишини ифодаловчи Видоман-Франц қонунини таърифланг ва унинг математик ифодасини исботланг?
11. Ҳазармас ток деб қандай токка айтилади? Занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни таърифлансин ва унинг математик ифодаси ёзилсин.
12. Ҳтказгичнинг электр қаршилиги деб нимага айтилади ва у нимага боғлиқ. Ҳтказгичнинг солиштира қаршилиги деб нимага айтилади?
13. Ҳтказгичнинг қаршилиги ҳароратга қандай боғланган? Ҳтказувчанлик ҳодисаси деб нимага айтилади? Қандай Ҳтказгичлар Ҳта Ҳтказгичлар деб аталади?
14. Ҳзаро кетма-кет ва параллел уланган Ҳтказгичларнинг қаршилиги қандай ҳисобланади?
15. Электр юритувчи куч нима? Бир жиқсли бўлмаган занжирнинг бир қисми учун Ом қонунининг математик ифодасини ёзинг. Ёпик занжир учун Ом қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг.
16. Гармоқданган занжир учун Кирхгофнинг биринчи ва иккинчи қондасини таърифланг ҳамда формулаларини ёзинг.
17. Токнинг иши ва қувватининг формулалари ёзилиб, таърифлансин. Уларнинг СИ даги ўлчов бирликлари қандай?
18. Токнинг энергияси ва Жоуль-Ленц қонунининг формулаларини ёзинг.

10-БОБ

СУЮҚЛИК ВА ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

10.1. ЭЛЕКТР ҲТКАЗУВЧАНЛИК

Тоза суюқликларнинг кўнчилиги, жумладан, мутлақо тоза сув, керосин, минерал ёғлар ва шу кабилар электр токини ёмон Ҳтказувчилардир. Бироқ тузлар, кислоталар ҳамда ишқорларнинг сувдаги ва баъзи бошқа суюқликлар-

даги эритмалари—электролитлар электр токини яхши ўтказди. Масалан, дистилланган сувга озгина ош тузи (NaCl) ташланса ёки бир неча томчи сульфат кислота томизилса, сув яхши ўтказгич бўлиб қолади, чунки купчилик кислота, ишқор ва тузлар эриганда уларнинг нейтрал молекулалари мусбат ва манфий зарядли ионларга ажралади.

Нейтрал молекулаларнинг ионларга ажралиш ҳодисасига электролитик диссоциация дейилади. Ўрта мактабдан маълумки, электролитлардан ток ўтганда электродларда шу моддалар таркибий қисмларга ажралади. Шундай қилиб, ток ўтганда қисмларга ажраладиган ўтказгичларга юқорида айтилгандек, иккинчи тур ўтказгичлар ёки электролитлар дейилиб, уларнинг ўтказувчанлигига эса электролит ўтказувчанлик дейилади.

Агар электролитдаги бир хил ишорали зарядга эга бўлган ионларнинг концентрацияси $n = n_+ = n_-$ бўлса, электролитдан ўтаётган ток кучининг зичлиги \vec{j} мусбат ва манфий ионлар ҳосил қилган ток кучлари зичликлари \vec{j}_+ ва \vec{j}_- нинг йиғиндисига тенг:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = en\vec{v}_+ + en\vec{v}_- = en(\vec{v}_+ + \vec{v}_-) \quad (10.1)$$

бунда: \vec{v}_+ ва \vec{v}_- — мусбат ва манфий зарядли ионларнинг тартибланиш ҳаракат (дрейф) тезлиги. Электролитдаги ионларнинг дрейф тезлиги \vec{v} майдоннинг кучланганлиги \vec{E} га пропорционалдир:

$$\vec{v} = u\vec{E}, \quad (10.2)$$

бунда u —ионнинг ҳаракатчанлиги.

Ионларнинг ҳаракатчанлиги деб, электр майдон кучланганлиги бир бирликка тенг бўлганда, ионларнинг олган дрейф тезлигига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталики айтилади.

У вақтда (10.2) га биноан (10.1) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{j} = en(u_+ + u_-)\vec{E} = \gamma\vec{E} \quad (10.3)$$

Бу формула электролитлар учун Ом қонунининг математик ифодаси бўлиб, *электролитдан ўтаётган ток кучининг зичлиги \vec{j} электр майдон кучланганлиги \vec{E} га пропорционал*дир. Электролитнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги γ ионларнинг концентрацияси n га мусбат ва манфий ионларнинг ҳаракатчанлиги u_+ , u_- га боғлиқдир, яъни:

$$\gamma = en(u_+ + u_-). \quad (10.3a)$$

Ионларнинг концентрацияси n эрувчи молда молекулаларининг тўлиқ концентрацияси n_0 га пропорционалдир:

$$n = \alpha n_0, \quad (10.4)$$

бунда: α — пропорционаллик коэффициентлари бўлиб, унга диссоциация коэффициенти дейилади. (10.4) ни (10.3) га қўйилса,

$$\gamma = en_0 \alpha (u_+ + u_-) \vec{E} = \gamma \vec{E} \quad (10.5)$$

бўлади. Бунда электролитнинг солиштирма ўтказувчанлиги:

$$\gamma = en_0 \alpha (u_+ + u_-). \quad (10.5a)$$

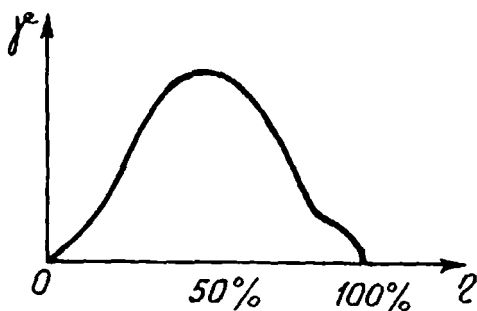
Электролитдаги эриган молда эквивалент концентрация деб аталувчи η катталиқ билан ҳам тавсифланади.

Эритманинг эквивалент концентрацияси η эриган молда молекуласи концентрацияси n_0 нинг Авогадро сони N_A га нисбатига, яъни $\eta = \frac{n_0}{N_A}$ га тенг. Ионнинг элементар заряди e нинг Авогадро сони N_A га кўпайтмаси эса Фарадей сони $F = eN_A$ га тенг бўлади. Булардан, $n = \eta N_A$ ва $e = \frac{F}{N_A}$ ларни (10.5a) га қўйилса:

$$\vec{j} = F \eta \alpha (u_+ + u_-) \vec{E} = \gamma \vec{E}. \quad (10.6)$$

бўлади, бунда:

$$\gamma = F \eta \alpha (u_+ + u_-). \quad (10.6a)$$



10.1- расм

(10.6a) муносабатдан кўринадики, электролитнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги γ диссоциация коэффициентини α га ионлар ҳаракатчанликларининг йиғиндисини ($u_+ + u_-$) га пропорционалдир.

Диссоциация коэффициенти α эритманинг эквивалент концентрацияси η га боғланиши мураккаб характерга эга. Тоza эритувчи суюқлик учун солиштирма электр ўтказувчанлик $\gamma = 0$, чунки эквивалент концентрация η ҳам нолга тенг бўлади. Сўнгра, η орта борган сари γ ҳам орта бориб, бирор максимумга эришади ва ундан кейин яна камаё боради. 10.1-расмда сульфат кислотаси (H_2SO_4) нинг сувдаги эритмаси учун γ нинг η га боғланиш графиги келтирилган.

Электролитлар эквивалент солиштирма ўтказувчанлик деб аталувчи $\frac{\gamma}{\eta} = \lambda$ катталики билан ҳам тавсифланади. У ҳолда (10.6a) тенгликни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\lambda = F\alpha(u_+ + u_-). \quad (10.7)$$

Фарадей сони F ва берилган электролитлар учун ионларнинг ҳаракатчанлиги u_+ , u_- лар доимий катталики бўлгани учун, (10.7) га биноан:

$$\lambda = C\alpha, \quad (10.7a)$$

бунда C —берилган электролит учун ўзгармас катталикидир.

Шундай қилиб, электролитнинг эквивалент солиштирма электр ўтказувчанлиги λ диссоциация коэффициентини α га пропорционалдир.

Агар электролит жуда кучсиз эритмадан иборат бўлса, $\alpha = 1$ бўлиб, $\lambda = C$ бўлади, яъни жуда кучсиз эритма учун эквивалент концентрация λ га боғлиқ бўлмай қолади в эквивалент солиштирма электр ўтказувчанликнинг бу ўзгармас қийматини λ_{∞} билан белгилаб (10.7а) ни қуйидаги кўринишга ёзамиз:

$$\alpha = \frac{\lambda}{\lambda_{\infty}}. \quad (10.76)$$

(10.7) ва (10.76) га биноан λ_{∞} нинг қиймати ионларнинг u_+ , u_- ҳаракатчанликлари билан қуйидаги боғланишга эга:

$$\lambda_{\infty} = F(u_+ + u_-) \quad (10.8)$$

Шундай қилиб, жуда кучсиз концентрацияли электролитнинг солиштирма эквивалент электр ўтказувчанлигини ўлчаб, (10.8) формуладан ионлар ҳаракатчанликларининг йиғиндиси ($u_+ + u_-$) ни топиш мумкин.

Тажрибанинг кўрсатишича, электролитдан электр токи ўтганда электродларда модда ажралар экан. Бундай ҳодисага электролиз деб ном берилган. Электролиз учун тажрибалар асосида аниқланган қонулар элементар физика курсидан маълум бўлса ҳам яна бир бор эслатиб ўтамиз.

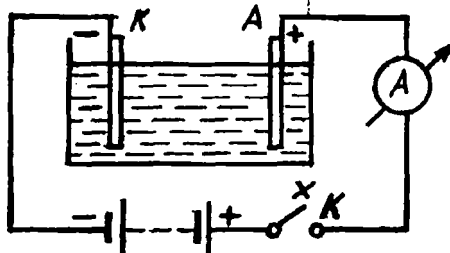
10.2. ФАРАДЕЙНИНГ ЭЛЕКТРОЛИЗ ҚОНУНЛАРИ

Юқорида қараб чиқилган диссоциацияланишнинг тескари жараёнига рекомбинация ёки молизация дейилади. Кучсиз эритмаларда диссоциация ҳодисаси молизация ҳодисасидан кучлироқ бўлади, шунинг учун ҳам бундай эритмаларда ҳар доим ионлар мавжуддир.

Электролитда ташқи электр майдон бўлмаганда диссоциацияланиш натижасида ҳосил бўлган ионлар хаотик (тартибсиз) ҳаракатда бўлади. Агар электролитга туширилган K — катод ва A — анод доимий ток манбаига уланса (10.2-расм), майдон таъсирида ионлар тартибли ҳаракатлана бошлайди ва электролитда электр токи ҳосил бўлади.

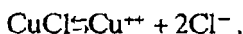
Мусбат зарядли ионлар манфий электрод — катод (K) га томон ҳаракатлангани учун улар катионлар деб аталиб, манфий зарядли ионлар эса мусбат электрод — анод (A) га томон ҳаракатлангани учун улар анионлар дейилади.

Ионлар тегишли электродга бориб етгандан кейин унга ортиқча электронини беради ёки ундан етмаганини олиб нейтрал атом ёки молекулага айланади.

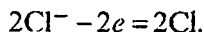
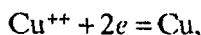


10.2- расм

Электролитдаги моддаларнинг электр токи таъсирида ажралиб чиқиш жараёнига электролиз деб аталади. Мисол тариқасида, мис хлорид (CuCl_2) тузининг эритмаси орқали электр токи ўтганда рўй бералган жараённи қараб чиқамиз. Эритмада мис хлорид молекуласи икки қарра мусбат зарядланган мис атомининг иони Cu^{++} га ва бир қарра манфий зарядланган иккита хлор иони 2Cl^- га диссоциацияланади:



У вақтда эркин электронни e орқали белгилаб, катод ва анодда учрашган ионлар учун қуйидаги кўринишдаги реакцияларни ёзиш мумкин:



Демак, мис иони Cu^{++} катоддан иккита электронни олиб, нейтрал мис атоми Cu га айланади, хлор иони Cl^- эса анодга битта электронни бериб, нейтрал хлор атоми Cl га айланади.

Шундай қилиб, *электролиз жараёнининг бевосита натижаси электродларда электролитнинг кимёвий парчаланиш маҳсулотларини тўпланишидир.*

1833 йилда инглиз олими М. Фарадей (1791—1897) тажрибалар асосида электролизнинг иккита қонунини кашф қилган бўлиб, улар Фарадей қонунлари деб аталади.

Фарадейнинг биринчи электролиз қонуни қуйидагича таърифланади:

Электролиз вақтида электродларда ажралган модданинг массаси электролит орқали ўтаётган заряд миқдорига тўғри пропорционал:

$$m = kq. \quad (10.9)$$

бунда m —электродда ажралиб чиққан модданинг массаси, q —электролитдан ўтган заряд миқдори, k —пропорционаллик коэффициенти бўлиб, у электродларнинг шаклига ҳам, токнинг кучига ҳам, ҳароратга ҳам, босимга ҳам боғлиқ бўлмасдан, турли моддалар учун ҳар хил бўлиб, унга модданинг электрохимёвий эквиваленти дейилади.

(10.9) формуладан модданинг электрохимёвий эквиваленти қуйидагига тенг бўлади:

$$k = \frac{m}{q}. \quad (10.10)$$

Бу ифодага асосан модданинг электрохимёвий эквивалентини қуйидагича таърифлаш мумкин:

Модданинг электрохимёвий эквиваленти деб, электролитдан бир бирлик электр заряди ўтганда электродда ажралган модданинг массасига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиққа айтилади.

Токнинг кучи $I = \frac{q}{t}$ дан $q = It$ нинг ифодасини (10.10) формулага қўйилса, Фарадей биринчи қонунининг математик ифодаси ушбу кўринишга келади:

$$m = kIt \quad (10.11)$$

У ҳол Фарадейнинг биринчи электролиз қонунини яна қуйидагича таърифлаш мумкин:

Электролиз вақтида электродларда ажралган модданинг массаси токнинг кучига ва унинг электродда ўтиш вақтига тўғри пропорционалдир.

Фарадейнинг иккинчи электролиз қонуни модданинг электрохимёвий эквиваленти k билан диссоциацияланувчи молекула таркибидаги атомнинг килограмм—атом A нинг валентлик z га нисбати $\frac{A}{z}$ модданинг химёвий эквиваленти орасидаги ўзаро боғланишни ифодалайди.

Фарадейнинг иккинчи электролиз қонуни бундай таърифланади:

Моддаларнинг электрохимёвий эквиваленти уларнинг химёвий эквивалентига пропорционал, яъни:

$$k = C \frac{A}{z}, \quad (10.12)$$

бунда, C —пропорционаллик коэффициенти бўлиб, барча модда учун бир хил қийматга эга. Агар C пропорционаллик коэффициенти $\frac{1}{F}$ билан белгиланса, Фарадейнинг иккинчи электролиз қонунини яна бундай ёзиш мумкин:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z} \quad (10.12 \text{ а})$$

Бундаги F катталиқка Фарадей сони дейилади.

Фарадей сони деб, электродларда бир килограмм эквивалент модда ажратилиш учун электролитдан ўтган зарядга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Жаҳондаги энг яхши лабораторияларда ўтказилган кўпгина ўлчашлар натижасида Фарадей сонининг қуйидаги қиймати топилган:

$$F = 9648309 \frac{\text{Кл}}{\text{Кл}-\text{ЭКВ}} \approx 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Кл}}{\text{КМоль}}$$

Фарадейнинг иккала (10.11) ва (10.12а) қонуларини бирлаштирсак, электролиз вақтида электродларда ажралиб чиқувчи модданинг массасини қуйидаги тенгламадан топиш мумкин:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z} It. \quad (1013)$$

Бу формула Фарадей бирлашган қонунининг математик ифодаси бўлиб, у қуйидагича таърифланади:

Электролиз вақтида электродларда ажралган модданинг массаси химёвий эквивалентига, токнинг кучига ва унинг ўтиш вақтига пропорционалдир.

Фарадей сони F элементар заряд—электрон заряди e нинг Авогадро сони N_A га кўпайтмасига тенг:

$$F = eN. \quad (10.14)$$

Бундан электроннинг заряди қуйидагига тенг эканлиги келиб чиқади:

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{9648309 \text{ Кл} \cdot \text{КМоль}^{-1}}{6,0221367 \cdot 10^{26} \text{ КМоль}^{-1}} = 1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

Элетрон зарядининг шу усул билан топилган қиймати за-
монавий топилган қийматига тўғри келади.

10.3. ЭЛЕКТОРЛИЗНИНГ ТЕХНИКАДА ҚўЛЛАНИЛИШИ

1. Гальваностегия. Электролиз ёрдамида металл буюмларни бошқа металлларнинг юшқа қатлами билан қоплашга гальваностегия деб аталади. Жумладан, буюмларни занглашдан сақлаш ё уларнинг мустақамлигини ошириш ва баъзан уларга сайқал бериш мақсадида уларни никеллаш, олтин ёки кумуш сувини юритиш, хроллаш ва шунга ўхшашлар гальваностегия йўли билан амалга оширилади.

2. Гальванопластика. Буюмларнинг шаклини қайталан тиклаш учун бир печа миллиметр қалинликдаги металл қатламларни ҳосил қилишга гальванопластика дейилади.

1838 йилда рус академиги Б. С. Якоби (1801—1874) рельефли буюмлар (медалъ, танга ва шу кабилар нусхаларининг аниқ тасвирини гальванопластика усули билан олишни таклиф қилган. Бу усул билан буюмнинг фазовий тасвирини ёки нусхасини олиш учун мум ёки гипсдан унинг аниқ нусхаси ясалади. Нусха сирти электр ўтказувчан бўлиши учун унга графит кукунлари сепилади. Шундан кейин буюмнинг нусхаси катод сифатида тегишли металл тузининг эритмаси солинган электролитик ваннага туширилади. Электролизда электролитдан металл буюмнинг нусхаси сиртида ажралади ва буюмнинг металл нусхаси ҳосил қилинади.

3. Металларни рафинлаш. Электролиз йўли билан кимёвий жиҳатдан тоза металлларни олишга металлларни рафинлаш деб аталади.

Электротехникада кўп ҳолларда соф мис ишлатишга тўғри келади. Бунинг учун тозаланмаган мис қўйндагича рафинланади: массаси 150 дан 200 кг гача бўлган тозаланмаган мис анод сифатида олинади, электролит сифатида эса мис купароси (CuSO_4) нинг сульфат кислота (H_2SO_4) даги эритмаси олинади. Сирти бир озгина мойланган ёки мумланган юшқа мис пластинакалари катод сифатида олинади. Сўнгра электролитдан $J = 250 \frac{A}{M^2}$ дан ошмайдиган ўзгармас ток ўтказилади. Соф мис катодда тўпланиб, анодда эса эрийди, бошқа модда аралашмалари эса ғовак тўқима ҳосил қилиб, аста-секин ванна тубига чўқади. Бундай чўқмада баъзан нодир металллар, масалан, 3% олтин, 30% гача кумуш ва бошқа металллар бўлади. Бу усул билан олтин, кумуш, қалай, рух ва бошқа металллар ҳам рафинланади.

4. Электрוליтик силлиқлаш. Электрוליзда анод бўлиб хизмат қилувчи металл ток зичлиги энг кўп бўлган жойларда кўп эрийди, ток зичлиги эса электр майдон кучланганлиги энг катта бўлган жойларда катта бўлади. Ўтказгич сиртининг дўнг жойлари энг катта кучланганликка, ботиқ жойлари эса энг кичик кучланганликка эга бўлади. Шунинг учун ҳам анод сиртининг дўнг жойларидаги металл тез емирилиб, ботиқ жойларидагиси эса деярли емирилмайди, натижада анод бўлиб хизмат қилаётган металлнинг сирти силлиқланиб қолади.

5. Оғир сув олиш. Водород атомлари ўрнида атом массаси 2 га тенг бўлган водород изотопи D, яъни дейтерий атомлари бўлган сув—D₂O га оғир сув дейлади. Олдий сувда ҳам бирор иондорда оғир сув бўлади. Дейтерий ионлари D⁺ водород ионлари H⁺ га нисбатан 2 баробар ортиқ массага эга бўлгани учун ҳаракатчанлиги кичик бўлади. Шунинг учун электрוליзда ажралган газда енгил водород бўлиб, электрוליгда эса оғир сувнинг концентрацияси ортиб боради. Бинобарин, электрוליз йўли билан D₂O молекулалари кўп бўлган сув ҳосил бўлади.

6. ЭлектрOMETALLургия. Тузларнинг сувдаги эритмаларининг электрוליзи билан бир қаторда суюлтирилган тузлар электрוליзи катта саноат аҳамиятига эга. Суюлтирилган ўювчи натрий (NaOH) дан тахминан 330°C ҳароратда электрוליз билан натрий (Na) олинади. Худди шунингдек, суюлтирилган MgCl₂ ва CaCl₂ лардан магний ҳамда кальций олинади.

Гилтупроқ (Al₂O₃) нинг криолит (Na₃AlF₆) даги эритмасидан электрוליз йўли билан алюминий (Al) олиш айниқса муҳимдир.

7. Алюминий оксидлаш. Агар бирор модда кислотаси билан аммиак аралашмасидан иборат эритмага туширилган алюминий анод билан электрוליз қилинса, у ҳолда анодда ажралиб чиқувчи кислород алюминийни оксидлаб, унинг сиртида механик ва диэлектрик мустаҳкамлиги юқори бўлган Al₂O₃ нинг юнқа шишасимон пардасини ҳосил қилади.

Шундай қилиб, алюминийни электрוליз йўли билан оксидлаш кичик ўлчамли, бироқ катта сифимли конденсаторлар яшаш имконини берди.

10.4. ГАЛВАНИК ЭЛЕМЕНТЛАР ВА АККУМУЛЯТОРЛАР

1. Электрод потенциали. Агар қандайдир I-тур ўтказгич, масалан, металл электрוליтта туширилса, ме-

талда ва электролитда қарама-қарши ишорали зарядлар пайдо бўлади. Бунда металл электролитга нисбатан маълум электр потенциалига эга бўлади, ана шу электр потенциали электрод потенциали деб аталади.

Электроднинг эритмага нисбатан бирор потенциалда ионларнинг ҳар иккала оқими бир-бирига тенг бўлиб қолади ва электрод билан эритма орасида электрокимёвий мувозанат ўрнатилади. Ана шу мувозанат потенциали металлниң мазкур эритмага нисбатан электрод потенциалидир. Электрод потенциали эритманиң концентрациясига боғлиқ. Бунинг учун нормал концентрацияли эритмага нисбатан электрод потенциали олинади. *Нормал концентрацияли эритма деб, 1м³ эритмада 1 кмоль ион бўлган 1 л да 1 моль ион бўлган эритмага айтилади. Бундай эритмадаги мувозанат потенциалига абсолют нормал электрод потенциал дейилади.* Баъзи моддалар учун нормал электрод потенциали 10.1-жадвалда келтирилган. Шунингдек, жадвалда электрод ва эритма орасидаги алмашувда иштирок этадиган ионлар ҳам келтирилган.

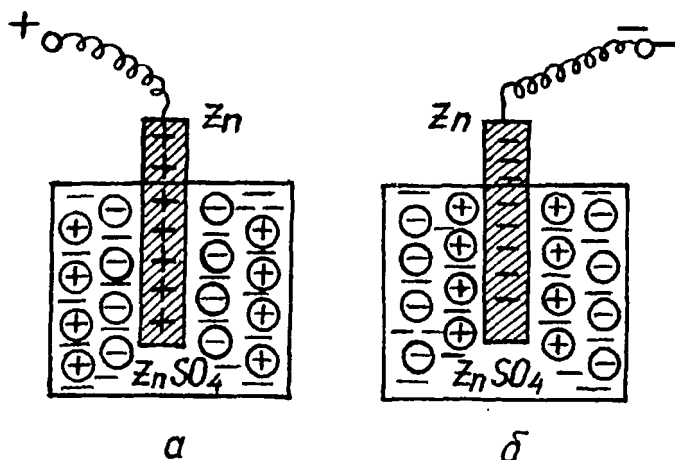
10.1-жадвал

Электрод		Ф, В	Электрод		Ф, В	Электрод		Ф, В
Li	Li ⁺	-3,0	Cd	Cd ²⁺	-0,4	Hg	Hg ²⁺	+0,85
Na	Na ⁺	-2,7	Pb	Pb ²⁺	0,13	Br ²	Br ⁻	+1,0
Mg	Mg ²⁺	-2,4		H ₂	0	Cl ²	Cl ⁻	+1,3
Al	Al ³⁺	-1,7	Cu	Cu ²⁺	+0,34	F ₂	F ⁻	+2,6
Zn	Zn ²⁺	-0,76	Ag	Ag ⁺	0,80			

Бирор электроднинг нормал потенциалини билган ҳолда унинг ихтиёрий концентрацияли эритмага нисбатан потенциалини ҳисоблаш мумкин.

Электрод атом потенциалининг ҳосил бўлишини тушунтириш учун электрод атом тузининг сувдаги эритмасига туширилган металдан иборат бўлган энг содда ҳолни қараб чиқамиз. Жумладан, рух сульфат тузи ZnSO₄ нинг сувдаги эритмасига рух (Zn) пластинкаси туширилган бўлсин (10.9 а-расм). Бунда эритма—рух чегарасида Zn²⁺ ва SO₄²⁻ ионларнинг молизация ва аксинча, диссоциация реакцияси содир бўлади, яъни





10.3 - расм

Бу жараён натижасида Zn^{2+} ионлари узлуксиз равишда электроддан эритмага ўтади. Рухнинг эриши сабабли Zn^{2+} иони эритмага $+2e$ мусбат заряд олиб ўтади ва металлда $-2e$ зарядни ҳосил қилади.

Аксинча, электролитда бўлган Zn^{2+} ионлар иссиқлик ҳаракатида рух (Zn) электродга дуч келади ва унда ўтириб қолади. Бунда электрод мусбат зарядланади, эритмада эса компенсацияланмаган SO_4^{2-} ионлари қолади.

Агар Zn^{2+} ионларининг электроддан эритмага ўтиш оқими ионларнинг тескари оқимидан кичик бўлса, электрод мусбат зарядланиб, эритма манфий зарядланади ва 10.3 а- расмда кўрсатилгандек қўш ионлар қатлами ҳосил бўлади. Қўш қатлам электр майдони ҳар иккала оқимни тенглаштиришга интилади.

Агар Zn^{2+} ионларининг электроддан эритмага ўтиш оқими ионларнинг эритмадан электродга ўтиш оқимидан катга бўлса, металл манфий зарядланиб, эритма эса мусбат зарядланади (10.3 б- расм). Бу ҳолда ҳам қўш ионлар қатлами ҳосил бўлади.

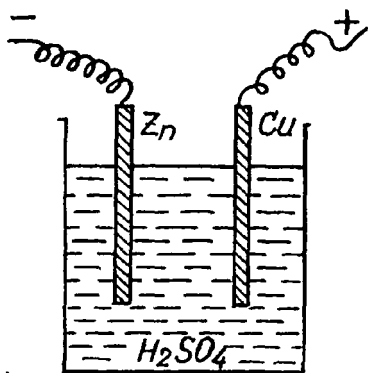
Қўш ионлар электр майдонининг ҳосил бўлишида кимёвий энергия электр энергияга айлана боради. Агар айни бир турдаги эритмага икки хил металл пластинкалар туширилса, электр майдонини ҳосил қиладиган потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Бинобарин, бу усул билан кат-

та миқдорда электр энергиясини олишга имкон берадиган ток манбалари, яъни гальваник элементлар ва аккумуляторларни ҳосил қилиш мумкин.

2. Гальваник элементлар. Кимёвий энергияни электр энергияга айлантириб берадиган ток манбаларига гальваник элементлар дейилади.

1799 йилда италия олими А. Вольта (1745—1827) томонидан биринчи гальваник элементнинг кашф қилиниши ўтказгичларда ўзгармас токни ҳосил қилиш ва ўзгармас ток қонунларини ўрганишга имкон яратди.

Вольта элементи (10.4-расм) сульфат кислота (H_2SO_4) нинг кучсиз эритмасига туширилган мусбат зарядланадиган мис (Cu) ва манфий зарядланадиган руж (Zn) пластинкаларидан тузилган қурилмадир. Бу пластинкалар орасидаги потенциаллар айирмаси, яъни Вольта элементи-нинг ЭЮК тахминан 1,1 В га тенг. Ҳақиқатан ҳам. Вольта элементида эритманинг концентрацияси меъёрида бўлса, у ҳолда 10.1-жадвалга мувофиқ, элементнинг ЭЮК қуйидагига тенг бўлади:



10.4- расм

$$\mathcal{E} = \varphi_{cu} - \varphi_{zn} = 0.34 \text{ В} - (-0.76 \text{ В}) = 1,1 \text{ В}$$

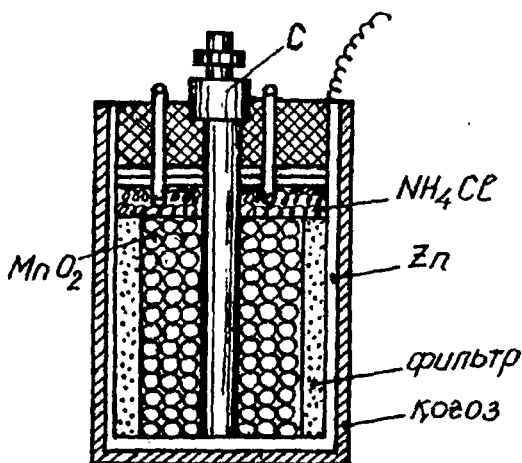
Шуни қайт қилиш керакки, гальваник элементнинг ЭЮК пластинканинг катталигига ва эригманинг миқдorigа боғлиқ эмас. Элементнинг ЭЮК, фақат ток манбаи ишлаётганда содир бўладиган кимёвий жараёнга боғлиқ.

Электроднинг қутбланиши. Агар Вольта элементи туташтирилса, занжирдаги токнинг кучи вақт ўтиши билан камая боради. Бу ҳодисанинг сабаби шундаки, элемент ишлаган вақтда водороднинг H^+ мусбат ионлари руждан мисга қараб ҳаракатланади ва мис электродда тўпланади. Электрод сиртида тўнланган водород металлларга ўхшаб, ўз ионларини эритмага бериши сабабли элементнинг ЭЮК \mathcal{E} га қарама-қарши йўналган қутбланиш ЭЮК деб аталувчи \mathcal{E}_n ҳосил бўлади. Шунинг учун ҳам Вольта

элементи узоқ вақт ишлаганга, унинг мис электроли водород электродига айланиб қолади.

Шундай қилиб, эритмадан ток ўтганда электрод сиртининг водород билан қопланиши сабабли электрод потенциалининг ўзгаришига электроднинг қутбланиши дейилади.

Элемент электродлари ва эритмалари таркибини кераклигича ўзгартириб, қутбланишнинг зарарли таъсирини олди олиниши мумкин. Жумладан, гальваник элементларда қутбланишни йўқолиши учун ундан ажралаётган газ билан бирланишадиган моддани киритиш керак. Бундай модда қутбсизлагич (деполяризатор) деб аталади, қутбсизлантирилган элементлар эса қутбланмайдиган элементлар дейилади. Бундай элементлар етарлича турғун ишлайди. Шунинг учун ҳам бундай элементлар амалий қўлланишга эга.

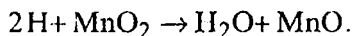


10.5- расм

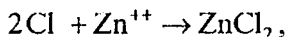
Қутбланмайдиган элементнинг ишлаш принципини Лекланше элементи мисолида қараб чиқамиз.

3. Лекланше элементи (10.5-расм). Лекланше элементининг манфий қутби рух пластинкадан, мусбат, қутби эса графит стержендан иборат. Новшадил (NH_4Cl) нинг сувдаги эритмаси электролит хизматини ўтайди. Графит кукуни билан аралаштирилган ва графит стержень атрофига катта босим остида зичланган марганец (IV)=оксид (MnO_2) эса қутбсизлагич вазифасини бажаради. Марганец (IV)=оксиди кучли оксидловчи бўлгани учун аж-

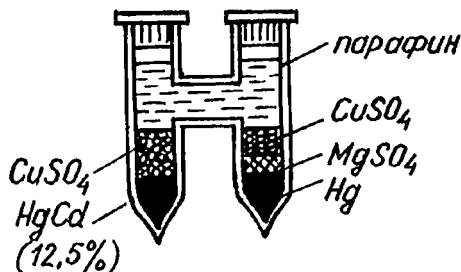
ралаётган водород билан реакцияга киришади ва бунинг натижасида сув молекулалари ҳосил бўлади:



Шундай қилиб, графит стерженда газ ажралмайди. Манфий қутбда хлор ажралиши керак эди, лекин хлор ионлари рух ионлари билан қуйидаги реакцияга киришади:



яъни манфий қутбда рух хлорид ҳосил бўлади. Лекланше элементининг ЭЮК 1,5В га тенг. Қуруқ Лекланше элементига сув қуйишга эҳтиёж йўқ, чунки унда крахмал билан қюльтирилган новинадил эримасидан иборат тайёр электродитдан фойдаланилган.



10.6- р а с м

Қуруқ Лекланше батареялари радиоаппаратларнинг анод занжирини ток билан таъминлашда кенг қўлланилади.

Лаборатория амалиётида ўлчов қурилмалари учун кўпинча 10.6-расмга тасвирланган Вестоннинг кадмийли нормал элементлари ишлатилади.

4. Аккумуляторлар. Улар электролитик қутбланиш аккумуляторларида ёки бошқача айтганда, иккиламчи элементларда муҳим техникавий қўлланишга эга. Аккумуляторлар шундай гальваник элементларки, улардан ток олинганда сарф бўладиган модда дастлаб электролиз натижасида электролитларда тўпланади.

Шундай қилиб, *ток ўтказилганда электр энергия манбаига айланадиган қурилмага аккумуляторлар ёки иккиламчи элементлар деб аталади. Аккумуляторлар орқали ток ўтказишга зарядлаш дейилади, ундан энергия манбаи сифатида фойдаланишга аккумуляторни зарядсизлаш дейилади.*

Аккумуляторлар ФИК, сифими ва ЭЮК билан тавсифланади.

Аккумуляторнинг фойдали иш коэффициенти деб, аккумулятор зарядсизланишида уни зарядлашда сарфланган энергиянинг қанча қисмини беришни ифодаловчи сонга айтилади:

$$\eta = \frac{W_{\phi}}{W_0}, \quad (10.15)$$

бунда: W_{ϕ} —бериши мумкин бўлган фойдали энергия W_0 —аккумуляторни зарядлаш энергияси.

Аккумуляторнинг сифими деб, зарядсизланаётган вақтда занжир орқали ўта олиши мумкин бўлган энг кўп электр заряд миқдорига айтилади:

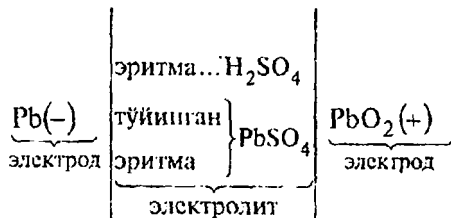
$$q = I \cdot t. \quad (10.16)$$

Аккумуляторнинг сифими амалда ампер-соатларда ўлчанади:

$$|q| = I \text{ А} \cdot \text{соат} = 3600 \text{ Кл.}$$

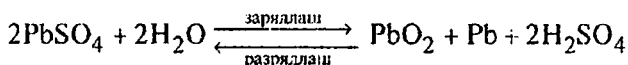
Амалда қўрғошинли аккумулятор (уларни кислотали аккумуляторлар деб ҳам юритилади) ва темир-никелли ёки ишқорли аккумуляторлар кенг қўлланилади. Биринчи қўрғошинли аккумуляторни 1860 йилда француз физиги Плантэ (1834—1889) ихтиро қилган. Ишқорли аккумуляторнинг биринчи нусхасини 1903 йилда америкалик кашфиётчи Т. Эддисон (1847—1931) яратган эди.

Қўрғошин (ёки кислотали) аккумулятор сульфат кислота (H_2SO_4) нинг сувдаги эритмасига ботирилган иккита қўрғошин (Pb) электроддан иборат. Электродлар эритмага ботирилганда уларда $PbSO_4$ қўрғошин сульфат тузи ҳосил бўлади ва эритма ана шу туз билан бойийди. Аккумуляторни зарядлашда манбанинг мусбат қутби билан уланган электродда қўрғошин оксидланиб, қўрғошин (IV)=оксиди PbO_2 га айланади. Аккумуляторнинг бу ҳолатини қуйидагича ифодалаш мумкин:



Аккумуляторни зарядсизлангириш (разрядлаш)да унинг мусбат кутби аста-секин оксидсизланади ва унда қайтадан $PbSO_4$ ҳосил бўла бошлайди, бу манфий электрода ҳам пайдо бўла бошлайди.

Аккумуляторни зарядлаш ва зарядсизлангиришда қуйидаги реакция боради:



Аккумуляторни зарядлашда кислотанинг қўшимча молекулалари пайдо бўлади, бинобарин кислотанинг концентрацияси ортади. Разрядланишда эса кислотанинг концентрацияси камаяди. Қўрғошинли аккумуляторнинг зарядланишида энг катта ЭЮК $E_{\max} = 2,7 \text{ В}$ га эришади.

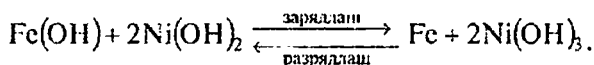
Разрядланишда эса ЭЮК, дастлаб $E = 2,2 \text{ В}$ га ва сўнгра жуда секинлик билан энг кичик қиймат $E_{\min} = 1,85 \text{ В}$ гача пасаяди.

Шуни айтиб ўтиш керакки, аккумуляторни бундан кейин разрядлаш мумкин эмас, чунки бунда унинг электродлари қийин эрийдиган $PbSO_4$ тузининг қалин қатлами билан қопланади ва аккумулятор ишдан чиқади.

Қўрғошинли аккумуляторнинг сифимини орттириш учун унинг электродларини асаларилар уячалари ситгари кўн сонли уячали пластинкалар шаклида ишланади ва уячаларга қўрғошин оксидлари зичланади.

Янги аккумулятор электродларининг сиртларида говаклар ҳосил қилиш учун, у бир неча марта зарядланади ва разрядланади. Зарядлашдан кейин аккумуляторнинг манфий электроди тоза қўрғошин (Pb) ҳолига қайтади, мусбат электроди эса PbO_2 билан оксидланади.

Эдисоннинг ишқорли аккумуляториди бир электроди темир (Fe)дан, иккинчиси эса никел (Ni) дан ясалган бўлиб, электролит сифатида ўювчи калий (KOH) нинг 21% ли эритмасидан фойдаланилади. Зарядланган ҳолатда ишқорли аккумуляторнинг мусбат электроди сифатида $Ni(OH)_2$ никель оксиди гидрати, манфий электроди сифатида эса темир (Fe) хизмат қилади. Ишқорли аккумуляторни зарядлаш ва разрядланиш жараёнларида қуйидаги реакция ўринли бўлади:



Разрядланиш вақтида темир оксидланади, никель пероксиди эса қисман тикланади: аккумуляторни зарядлаш вақтида темирдаги оксидлар қайта тикланиб, янгидан никель пероксиди ҳосил бўлади, электролит ўзгармайди. Ишқорли аккумуляторнинг зарядланишидаги максимал ЭЮК $E_{\max} = 1,8 \text{ В}$ бўлиб, ишчи ЭЮК $E = 1,2 \text{ В}$ га тенг, разрядланишининг минимал ЭЮК $E_{\min} = 1,1 \text{ В}$ га тенг.

Ҳозирги вақтда ишқорли аккумуляторларда манфий электрод ўрнида темир оксиди аралашмаси бўлган кадмий ишлатилади; мусбат электрод ўрнида графит аралаштирилган никель гидроксиди ишлатилади; электролит сифатида эса ўювчи натрий ёки ўювчи калийнинг эритмаси ишлатилади. Ишқорли аккумуляторларнинг электродлари электродлит ўтиб туриши учун тешикчалари бўлган тасма халтача кўринишида ясалади. Электродлар бир-биридан эбонит стержень билан изоляцияланиб йиғилади.

Ишқорли аккумуляторларнинг афзаллиги: улар енгил, қисқа туташилиш кислотали аккумулятордагига нисбатан катта зарар етказмаслиги ва ўз-ўзидан нормал разрядланиши ойига 15% дан ортмайди. Аккумуляторларнинг бошқа турлари ҳам мавжуд.

10.5. ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

1. Газларнинг ионлашиши ва электр ўтказувчанлиги. Газларда ҳам электр токи, электролитлардаги каби ионларнинг майдон бўйлаб кўчишидан ҳосил бўлади. Газлардаги электр токининг электролитлардаги токдан кескин фарқи шундан иборатки, газларда ток ҳосил бўлишида электролиз содир бўлмайди. Бинобарин, газларнинг ионлашишида идишдаги молекулалар кимёвий ионларга ажралмайди.

Газнинг ионлашиши—нейтрал молекуладан электроннинг ажралишидан ёки эркин электронларнинг нейтрал молекулалар ва атомларга бирикишидан иборат.

Электрони ажралиб чиққан молекула мусбат ионга айланиб, электронни бириктириб олган молекула эса манфий ионга айланади.

Текширишлардан маълум бўлдики, инерт газлар ва азот гази молекулаларидан манфий ионларни ҳосил қилиб бўлмас экан. Нейтрал молекула ёки атомни ионлаштириш учун ионлаштириш энергияси деб аталувчи энергияни сарф қилиш керак:

$$W = eU, \quad (10.17)$$

бу ерда: U заряди $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл электрон зарядига тенг ионга ионлашиш энергиясини берувчи потенциаллар айирмаси деб, унга ионлашиш потенциалли дейилади.

10.2-жадвалда баъзи молекула ва атомлар учун мусбат ва манфий ионлашиш потенциаллари келтирилган.

Газлар турли ҳодисалар натижасида ионлашади, бу ҳодисаларда газ молекулалари ёки атомларига ионлашиш учун керакли энергия берилиши шарт.

10.2-жадвал

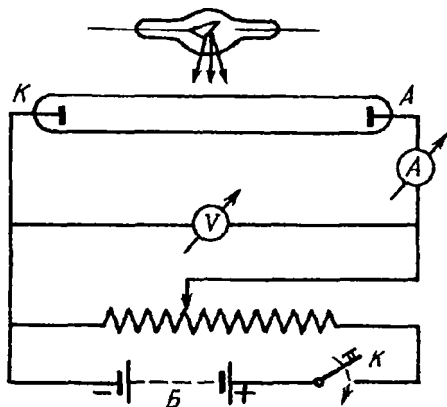
Молекула ва атомнинг ионлашиш потенциалли

Ионнинг ҳосил бўлиши	U ион, В	Ионнинг ҳосил бўлиши	U ион, В	Ионнинг ҳосил бўлиши	U ион, В
$H \rightarrow H^+$	13,5	$Na \rightarrow Na^+$	5,1	$H \rightarrow H^-$	0,76
$H_2 \rightarrow H_2^+$	15,4	$K \rightarrow K^+$	4,3	$O \rightarrow O^-$	3,8
$O \rightarrow O^+$	13,5	$Hg \rightarrow Hg^+$	10,4	$F \rightarrow F^-$	4,03
$O_2 \rightarrow O_2^+$	12,5	$Co \rightarrow Co^+$	14,1	$Cl \rightarrow Cl^-$	3,74
$N \rightarrow N^+$	14,5	$CO_2 \rightarrow CO_2^+$	14,1	$I \rightarrow I^-$	3,30
$N_2 \rightarrow N_2^+$	15,8	$H_2O \rightarrow H_2O^+$	13,2	$S \rightarrow S^-$	2,06
$He \rightarrow He^+$	24,5	$NO \rightarrow NO^+$	9,5	$C \rightarrow C^-$	1,37
$Ne \rightarrow Ne^+$	21,5	$NH_3 \rightarrow NH_3^+$	11,5	$Hg \rightarrow Hg^-$	1,79

Рентген ва γ нурлари энг яхши ионизаторлардир. Газ молекулалари жуда тез ҳаракатланувчан заррачалар — корпускулалар билан «бомбардимон» қилинганда, газ интенсив ионлашади. Худди шунингдек, ультрабинафша нурлар ($\lambda_{y,6} = 10^{-7} \text{ м} + 1 \cdot 10^{-8} \text{ м}$), баъзи кимёвий реакциялар ва

интенсив қиздириш ($T = 10^4$ К) ҳам газларни ионлашти-
ради.

Газни ионлаштиришнинг яна бир муҳим тури бор. Электр
майдоида тезлатилган электрон ёки ион молекула билан
тўқнашиб, молекулани ионлаштирадиган уни «уйғонган
ҳолат»га келтириши, яъни молекула билан боғланган электр
ронлар ҳаракатини бироз ўзгартириши, атом ядроларини
вибрацияланиши ва умуман, «молекулани юқориқоқ энергетик
даражага» кўтариши мумкин. Нурланишнинг жуда катта
тезликда тарқалиши натижасида газнинг бундай ички
фотоионланиши разрядланиш оралиғидаги газнинг электр
ўтказувчанлигини юқори бўлишига олиб келади.



10.7- расм

2. Газлардаги разряднинг турлари ва бориши.
Барча газлар нормал шароитда яхши изолятордир. Бунинг
сабаби, уларда эркин ҳаракатланувчи электр зарядларнинг
йўқлигидир. Агар ионизаторлар ёрдамида газда ионлар
ҳосил қилинса, у ўтказгичга айланади. Газ орқали электр
токи ўтиш ҳодисасига газ разряди дейилади.

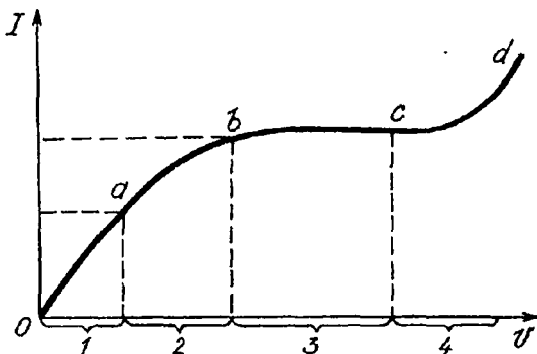
Юқорида айтиб ўтганимиздек, ташқи электр майдон
бўлганида ионлашган газда мусбат ҳамда манфий ионлар
ва электронларнинг тартибли ҳаракати электр токини
ҳосил қилади.

Ташқи омиллар (қиздириш ёки α , β , γ , рентген, ультра-
бинафша нурлари) таъсирида вужудга келиши натижаси-
да газда кузатиладиган электр токини номустақил газ
разряди дейилади.

Кучли электр майдон таъсирида газда ўз-ўзидан ионлашиш бошланади, бунинг натижасида ионизатор бўлмаганда ҳам газлардан электр токи ўтиши мумкин.

Электродлар орасидаги электр майдони таъсирида вужудга келадиган заряд ташувчилар туфайли кузатиладиган газлардаги электр токига мустақил газ разряди дейилади. Шундай қилиб, номуस्ताқил ва мустақил газ разрядларнинг кузатилиши катод ва анод орасидаги кучланишга боғлиқдир.

Газ разрядидаги ток кучи I нинг электродлар орасидаги кучланиш V га боғланишини текшириш учун 10.7-расмда схематик тасвирланган қурилмадан фойдаланамиз. Манфий K ва мусбат A электродлар орасидаги газ I ионизаторнинг рентген нури таъсирида бўлсин. K ва A электродлар орасидаги кучланиш P потенциометр ёрдамида бошқарилиб, V вольтметр билан ўлчанади. Газ разряд токи жуда кичик бўлгани учун сезгир G гальванометр билан ўлчанади.



10.8- расм

10.8-расмда газдаги ток кучи I нинг электродлар орасидаги кучланиш V га боғланиш графиги берилган. Графикдан кўринадики, кучланиш унча катта бўлмаганда (кучланишнинг 1-соҳаси) номуस्ताқил газ разряди ҳосил бўлиб, газдаги токнинг кучи худди электролитлардагидек кучланишга пропорционалдир.

10.6. НОМУСТАҚИЛ ГАЗ РАЗРЯДИ ВА УНИНГ ЎТКАЗУВЧАНЛИК НАЗАРИЯСИ

Номуस्ताқил газ разрядининг ўтказувчанлик назариясини электролитларникига ўхшашлигидан фойдаланиб қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, ионизатор таъсирида газнинг

ҳажм бирлигида вақт бирлиги ичида ҳар бир ишорали ионлардан Δn_o дона ҳосил бўлсин. Тескари жараён — ионларнинг молизацияси (ёки баъзида айтилишича ионлар рекомбинацияси) ҳажм бирлигидаги мусбат ионлар сони n_+ га ҳам, манфий ионлар сони n_- га ҳам пропорционал бўлади.

Маълумки, газларда миқдор жиҳатдан тенг мусбат ионлар ҳосил бўлгани учун $n_+ = n_- = n_o$ бўлсин. Бу ҳолда вақт бирлиги ичида бирлик ҳажмда молизацияланувчи ионлар сони:

$$\Delta n'_o = \beta n_+ n_- = \beta n_o^2. \quad (10.18)$$

бўлади. Бунда: β — молизация коэффициенти. (10.18)дан газнинг ҳажм бирлигидаги бир хил ишорали ионлар сони n_o куйидагига тенг бўлади:

$$n_o = \sqrt{\frac{\Delta n'_o}{\beta}}. \quad (10.19)$$

Газ разрядида электродларга етиб келган ионлар уларга ўз зарядини беради ва нейтралланади. Шундай қилиб, ионлар сони нейтралланиши ҳисобига ҳам йўқола бошлайди. У вақтда, ток ўтиши натижасида вақт ва ҳажм бирлигида нейтраллашган ионлар сони $\Delta n''_o$ куйидагига тенг бўлади:

$$\Delta n''_o = \frac{I}{esl} = \frac{j}{el}, \quad (10.20)$$

бунда: I — ток кучи, j — ток кучининг зичлиги, e — ион заряди, s — электрод пластинкасининг юзи, l — электродлар оралиғи.

Агар газдаги токнинг кучи доимий қолса ($I = \text{const}$),

$$\Delta n_o = \Delta n'_o + \Delta n''_o. \quad (10.21)$$

мувозанат шартни бажарилади. (10.18) ва (10.20) ни (10.21) кўйилса:

$$\Delta n_o = \beta n_o^2 + \frac{j}{el}. \quad (10.22)$$

Бу тенглама $I = f(U)$ график кучланишининг 1, 2, 3 — соҳаларига тегишлидир. Бунда иккита чегаравий ҳолни қараб чиқамиз.

Биринчи чегаравий ҳол. Газ разряд ток кучининг зичлиги j жуда кичик бўлсин. Бунда

$$\frac{l}{el} \ll \beta n_0^2. \quad (10.23)$$

шарт бажарилади. Бу ҳолда газ разряди токининг ҳосил бўлишида электродларда нейтраллашган ионлар сонини молизация натижасида йўқолаётган ионлар сонига нисбатан назарга олинмайди. У ҳолда биз яна (10.18) ва (10.19) тенгликка эга бўламиз ва $n_0 = \text{const}$ бўлади. Агар мусбат ва манфий ионларнинг тезликлари v_+ ва v_- бўлса, вақт бирлигида электронларга келган ионлар сони мос равишда $n_0 v_+ s$ ва $n_0 v_- s$ га тенг бўлади. У вақтда газ разряди ток кучининг зичлиги:

$$j = j_+ + j_-, \quad (10.24)$$

Газ разрядидаги ионларнинг мувозанатланган ҳаракат тезликлари v_+ ва v_- майдоннинг кучланганлиги E га пропорционалдир:

$$v_+ = U_+ E, \quad v_- = U_- E, \quad (10.25)$$

бунда U_+ , U_- — мусбат ва манфий ионларнинг ҳаракатчанлиги дейилади.

Ионларнинг ҳаракатчанлиги деб, майдон кучланганлиги бир бирликка тенг бўлгандаги ионларнинг олган тезлигига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

(10.25) ни (10.24) га қўйилса,

$$j = en_0(U_+ + U_-)E \quad (10.26)$$

ҳосил бўлади: Бунда U_+ ва U_- катталиқлар доимий бўлиб, n_0 ни эса кичик ток зичлиги учун ўзгармас ҳисоблаймиз. У вақтда (10.26) тенглик Ом қонунининг дифференциал ифодасидан иборат бўлади:

$$j = \gamma E, \quad (10.26 \text{ а})$$

бунда: γ — газнинг солиштирма ўтказувчанлиги бўлиб, у қуйидагига тенг:

$$\gamma = en_0(U_+ + U_-). \quad (10.27)$$

Шундай қилиб, газ разряд ток кучи зичлиги жуда кичик бўлгандагина Ом қонуни ўринли бўлар экан.

Иккинчи чегаравий ҳол. Бу ҳолда газ разряд ток кучининг зичлиги j жуда катта бўлганда, ионларнинг йўқ бўлиши амалда уларнинг электродлар билан белгиланиб, ионизация натижасида йўқолишини ҳисобга олмаса ҳам бўлади, яъни:

$$\beta n_0^2 \ll \frac{j}{eI}, \quad (10.28)$$

у вақтда (10.22) тенглик

$$\Delta n_0 \ll \frac{j}{eI}, \quad (10.29)$$

кўринишга келади: Бу тенглик графикда газ разряд кучланишининг 3-соҳасига мос келиб, ток кучининг зичлиги $j_{\text{туъин}}$ билан белгиланади:

$$j_{\text{туъин}} = \Delta n_0 e I. \quad (10.30)$$

Токнинг зичлиги $j_{\text{туъин}}$ майдон кучланганлиги E га, бинобарин V кучланишга боғлиқ бўлмасдан, шу шароит (беришган Δn_0 , e ва I лар) да мумкин бўлган максимал қийматдан иборат бўлгани учун унга тўйиниш токининг зичлиги дейилади. (10.30) дан кўринадики, электродлар оралиги l катта бўлганда, ионларнинг умумий сони кўпаяди ва натижада $I_{\text{туъин}}$ тўйиниш токи ҳам ўсади.

Кўриб чиққан чегаравий ҳолларга нисбатан оралиқ ҳоллар (кучланишнинг 2-соҳаси) да I ток кучи U кучланиш ортиши билан Ом қонунига нисбатан секинроқ ўсади. Бу соҳада газ разряд токи I тўйиниш токи $I_{\text{туъин}}$ нинг қийматига эришади. Тўйиниш токи зичлиги $j_{\text{туъин}}$ ни ўлчаб, ионизаторнинг активлиги Δn_0 ни аниқлаш мумкин.

10.7. МУСТАҚИЛ ГАЗ РАЗРЯДИ

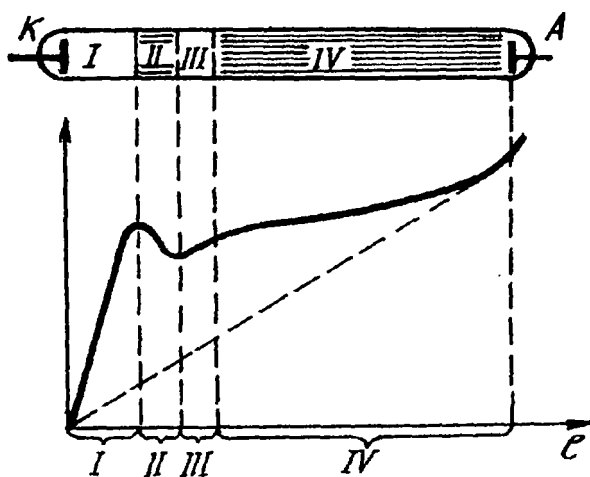
10.8-расмдаги графикдан кўринишича, электродлар орасидаги кучланиш жуда катта (кучланишнинг 4-соҳаси) бўлганда, «пробой» — тешилиш рўй бериб, газ разряд ток кучи кескин ортиб кетади (график чизиқнинг cd қисми). Бинобарин, электр майдон кучли бўлгани учун газда ионизатор ҳосил қилган ионлардан ташқари яна ўз-

ўзидан ионлашиш бошланади ва номустақил газ разряди мустақил газ разрядига айланади.

Шундай қилиб, *ионизатор таъсири тўхтатилганда ҳам давом этадиган газ разрядига мустақил газ разряди дейилади.*

Разряд трубкасидаги газлар тури ва ҳолатларига, электродларининг материали, шакли, ўлчамлари ва ўзаро жойлашиши, шунингдек электродларга берилган кучланиш катталигига қараб газларда мустақил разряднинг ҳар хил турларини кузатиш мумкин. Масалан, ёлқин (тлеющий) разряд, электр ёйи, учқунли разрядлар шулар жумласидандир.

1. Ёлқин разряд. Ёлқин разряд сийраклашган газларда юз беради. Бу разрядни кузатиш учун икки учига кичик металл пластинкалар кўринишида электродлар пайвандланган узун шиша най олиниб, электродлар юксак куч-



10.9- расм

ланишли (бир неча юз вольт) манбага уланади (10.9-расм).

Найдаги ҳаво босими атмосфера босимига тенг бўлганда кўйилган кучланишга мос майдонда эркин электронлар ва зарб билан ионлашиш тўғрисида ҳосил бўлган ионлар сони оз бўлганлигидан ёлқин, учқунли разряд кузатишмайди. Бироқ кучланишни ўзгартирмасдан насос ёрдамида ҳавонинг бир қисми чиқариб юборилса, ташқи

ионизатор мутлақо бўлмаганда ҳам ёлқин разряд бошланади.

Ёлқин разряд вақтида атомларнинг электронлар ва ионлар билан тўқнашиши газ атомларини уйғотади ва у газнинг табиатига қараб маълум рангда ёруғлик чиқара бошлайди.

Агар газ разряд трубкаси ҳаводан бошқа газ билан тўлдирилса, газнинг кимёвий таркибига боғлиқ ҳолда шуъла ранги ҳар хил бўлади.

Ёлқин разряднинг кўриниши газ босимига қараб ўзгара боради. Газ разряд трубкасидаги ҳавонинг босимини ўзгартириш учун насос ёрдамида ундан ҳавони сўриб ола бошлаймиз.

а) Ҳаво босими $P=100$ мм. сим. уст.га яқинлашганда электродлар орасида пушти-бинафина рангда нурланувчи ингичка тасма кўринишида газ разряди ҳосил бўлади.

б) Ҳаво сўриб олинган сари нурланувчи тасма йўғонлаша боради ва найнинг кўндаланг кесимини тўлдиради. Босим 10 мм. сим. уст.га етганда найдаги нурланувчи устуннинг учи катоддан ажралади.

в) Босим $P \approx (1+2)$ мм.сим.уст.га яқинлашганда ёлқин разряд 10.9-расмда кўрсатилган кўринишни олади. 10.9-расмда най ўқи бўйлаб ϕ потенциалнинг тақсимоли келтирилган.

Ёлқин разряд 10.9-расмда тасвирлангандек, қуйидаги соҳалардан ташкил топган: I катод қоронғулик фазоси, II ёлқин нурланиш соҳаси, III фарадей қоронғулик соҳаси ва IV соҳаси ёруғлик сочувчи анод устунини—мусбат нурланиш деб аталади.

Ёлқин разряднинг мусбат нурланишидан ёруғлик манбаи сифатида (инерт газлар тўлдирилган газ — ёруғлик трубкалари) фойдаланилади.

г) Босим $p=0,1$ мм.сим.уст.га тенг бўлганда, анод устунини кўпинча бир-бирини алмашувчи алоҳида-алоҳида ёруғ ва қоронғу полосаларга — стартларга бўлинади. Бу ҳолда ёлқин разряд қатламли разряд деб юритилади (10.10-расм).

е) Босим $p < 0,01$ мм.сим.уст. бўлганда, катод қоронғулик фазоси, яъни Крукс қоронғулик фазоси найнинг бутун қисмига тарқалади ва газдан ток ўтиб туришига қарамай,



10.10- расм

нурланиш бутунлай тўхтайди. Текширишдан маълум бўлдики, қоронғу фонда катод сиртидан нормал бўйича чиқаётган ва атрофдаги газга нисбатан бинафша тус бераётган нурлар дастаси мавжуд экан. Бу нурларга катод нурлари деб ном берилган.

Кейинчалик кўпчилик олимлар, айниқса инглиз физиги Крукс томонидан катод нурлари жуда катта тезликлар билан ҳаракатланаётган электронлар оқимидан иборат эканлиги исботланди.

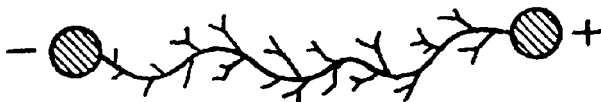
2. Ёй разряди. Газ разрядининг турлари ичида амалий жиҳатдан жуда муҳим бўлгани ёй разрядидир. Атмосфера босимига яқин ёки ундан катта босимларда, катта разряд токи зичлигида, кичик кучлашишда бор-йўғи йигирма-ўттиз вольт бўлганда ёй разряди ҳосил бўлади. Бу хил разрядни биринчи марта 1803 йили Петербургдаги Медицина-хирургия академиясининг профессори В. В. Петров томонидан кашф қилинган бўлиб, уни электр ёки Петров ёйи дейилади.

Ёй разряди — Петров ёйи иккита кўмир электродларни бир-бирига тегизиб, сўнгра узоқлаштирилганда ҳосил бўлади. Бунда иккала кўмир электродлар учлари орасида бирданига кўзни қамаштирарли даражада нур сочувчи ёй ҳосил бўлади. Ёй ҳосил бўлганда манфий электрод ўткирлашади, мусбат эса чуқурлашади (кратер ҳосил бўлади). Мусбат кўмир электроднинг ҳарорати 3900°C гача, манфий кўмир электродники эса 2500°C гача етади.

Петров ёйи биринчи марта П. Н. Яблочков томонидан кўчаларни ёритишда фойдаланилган; ҳозирги кунда Петров ёйи кучли ёруғлик манбаи сифатида прожекторларда, кинопроекцион аппаратларда, маякларда ва электр пайвандида қўлланилади.

3. Учқун разряди. Учқун разряди атмосфера босимида электродлар орасидаги электр майдон кучланганлиги жуда катта ($E = 3 \cdot 10^8$ В/м чамасида) бўлган паст ҳароратли ҳавода ҳосил бўлади. Учқун разряди — электр учқуни равшан ёруғ берувчи ингичка зигзагсимон жуда кўп тармоқланган нурлар кўринишида бўлади (10.11- расм).

Учқун нурлари разряд оралиғини ёриб ўтишда ўчали ва яна пайдо бўлади.



10.11- расм

Учқун разряди ҳосил бўлишида газнинг электронлар зарбидан ионлашиши билан бир қаторда, газнинг учқун нури таъсиридан ҳосил бўладиган ионлашиши ҳам катта роль ўйнайди.

Учқун разряддан қаттиқ қотишмаларга ишлов беришда, учқундан кескич ва парма сифатида фойдаланилади. Учқун разрядининг бошланиши газнинг «пробойи» сифатида, газда ионлар сонининг қуюнсимон ўсиши натижа-сида газнинг электр ўтказувчан бўлиб қолишидир.

Муайян кучланишда пробой рўй бергандаги электрод-лар орасидаги масофага учқун оралиғи дейилади.

4. Яшин разряди. Яшин разряди ниҳоятда катта учқун-ли разрядга мисол бўлиб, у мусбат ва манфий зарядлан-ган булутлар оралиғида ҳосил бўлади. Мусбат зарядли булутлардан кучли ёмғир ёғиб, манфий зарядли булутлар-дан эса ёмғир секин ёғади. Бундай зарядли булутлардан яшин ҳосил бўлмайди. Яшин ҳосил қиладиган булутларга момақалдиروқли булутлар дейилади.

Момақалдируқли булутлар остида кўпинча майдон кучланганлиги йўналиши тескари — ердан манфий за-рядли булутнинг настки чеккасига йўналган бўлади. Яшин разряди олдидан ер яқинида майдон кучланган-лиги $E = (2 \cdot 10^5 + 7 \cdot 10^5) \text{ В/м}$ бўлиб, момақалдируқли бу-лутлар орасидаги кучланиш $V = 10^8 \text{ В}$ га, баъзан $V = 10^9 \text{ В}$ (миллиард вольт)га стади. Кўпинча яшин манфий заряд-ли булутдан чақнайди. Яшиннинг узунлиги бир неча ки-лометрга тенг бўлади. Атмосферада 1 суткада ўртача 44 мингта, ҳар бир минутда бир нечта яшин чақнайди.

10.8. ПЛАЗМА ҲАҚИДА ТУШУНЧА

Абсолют нолга яқин ҳароратда ҳамма моддалар қаттиқ ҳолатда бўлади. Исталган модда қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга, ундан кейин эса газ ҳолатига ўта олади.

Етарлича юқори ҳароратда жуда катта тезлик билан ҳаракатланаётган атом ёки молекулаларнинг тўқнашуви ҳисобига газ тўлиқ ионлашиши мумкин.

Плазма деб, электр жиҳатдан бутунлай нейтрал, бироқ тенг миқдорда эркин мусбат ва манфий зарядлари бўлган модданинг тўртинчи ҳолатига айтилади.

Агар модданинг барча молекулалари ёки атомлари ион-лашган бўлса, уни тўла ионлашган плазма дейилади.

Ҳарорати тахминан (20000—30000) К бўлган модда тўла ионлашган плазма ҳолатида бўлади. Табиатда учрайдиган барча моддаларни ўзида мужассамлаштирган Куёш ва бошқа юлдузлар юқори ҳароратли плазманинг улкан тўпламидан иборатдир.

Атмосферанинг юқори қатлами (ионосфера) қисман ионлашган плазмадан ташкил топган. Шунинг учун ҳам электр токини ўтказувчи газ ҳам қисман ионлашган плазмага мисол бўла олади.

Металлардаги эркин электронлар ва кристалл панжара тугунига жойлашган ионлар ҳолатига қаттиқ жисмлар плазмаси дейилади.

Одатдаги плазмадан фарқи ўлароқ қаттиқ жисмлар плазмасидаги ионлар бутун жисм бўйлаб тарқали олмайди.

1. Плазманинг хоссалари. Плазманинг ўзига хос қатор хоссалари уни модданинг махсус тўртинчи ҳолати деб ҳисоблашга имкон беради.

Плазманинг ионлари — зарядли заррачалари электр ва магнит майдонида осонгина кўча олади.

Плазма ионлари ўзаро Кулон кучлари таъсирида бўлади, натижада ҳар бир заррача ўзи агрофидадаги жуда кўп заррачалар билан таъсирлашади.

Плазмада турли хил тебраниш ва тўлқинлар осонгина ҳосил қилинади.

Юқори ҳароратли плазманинг электр ўтказувчанлиги ўта ўтказувчанликка яқин бўлади.

2. Плазманинг амалда қўлланилиши. Газларда кузатилган разряднинг ҳамма турлари ёлқин разряд, ёй разряди, учқун разряди ва ҳоказоларда қисман газ плазмаси пайдо бўлади. Бундай плазмага газ разряд плазмаси дейилади.

Газ разряд плазмаси кўп асбобларда, масалан, ёруғликнинг квант манбаи бўлган газ лазерларида ишлатилади.

Яқинда плазма оқимини ҳосил қилувчи плазматрон деб аталувчи асбоб яратилди. Плазматрон ҳосил қилган плазма оқими техниканинг турли соҳаларида, металл қирқини ва пайвандлашда, қаттиқ тоғ жинслари ва қудуқ қазинида ва шу каби ишларда фойдаланилади.

Бошқариладиган термоядро реакцияларини ҳосил қилишда ҳарорати ўн миллион градусли плазмадан фойдаланишнинг истиқболлари катта бўлиб, бу соҳада жадал тадқиқот ишлари олиб борилмоқда.

Бу масаланинг ҳал қилиниши инсон кўлига битмас-туганмас энергия манбаини беради.

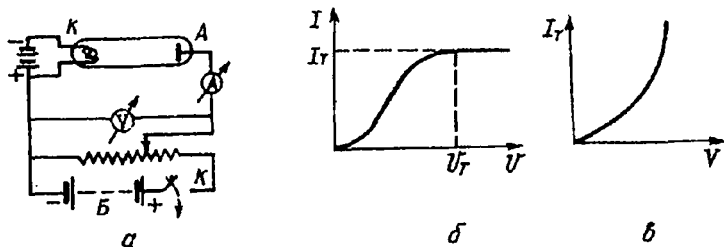
10.9. ТЕРМОЭЛЕКТРОН ЭМИССИЯ

Электронлар металлдан ташқарига чиқиши учун $A=eV$ чиқиш ишини бажариши шарт. Уй ҳароратида металллардаги электронларнинг кинетик энергияси уни металлдан учиб чиқиши учун A чиқиш ишини бажаришга етарли эмасдир. Ҳарорат кўтарилган сари тез электронлар, бинобарин, металлдан чиқувчи электронлар сони ҳам оша боради.

Юқори ҳароратда металлдан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисиси термоэлектрон эмиссия дейилади.

Металлларнинг кинетик-электрон назариясига асосан электронлар металлдан учиб чиқиши учун металл атомларнинг иссиқ тартибсиз ҳаракат энергиясига мос келадиган ҳарорат жуда катта ($T=15000$ К) бўлиши керак.

Ҳақиқатда эса электронлар $T=(1000+3000)$ К тартибдаги ҳароратларда сезиларли миқдорда металлдан учиб чиқа бошлайди. Бунга сабаб, металлдаги электронларнинг бир



10.12-расм

қисми ўртача энергиядан анча катта энергияга эга бўлишидир. Шу электронлар ҳисобига эмиссия бошланади.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини катод лампа ёрдамида ўрганиши қулайдир. Катод лампа иккита электродсим кўринишидаги K катод ва дисксимон A аноддан ва ичидан ҳавоси сўриб олинган найдан иборат (10.11-расм). Бу лампанинг вольт-ампер характеристикаси (10.12-расм) Ом қонунига бўйсунмайдиган графикдан иборатдир. Назарий ҳисоблашларнинг кўрсатишича I_A ток кучи кучла-нишнинг $3/2$ даражасига пропорционалдир:

$$I_A = \alpha U^{3/2}. \quad (10.31)$$

(10.31) формулага Богуславский-Ленгмюр формуласи дейилади. Бунда α — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффицент.

U кучланиш U_T қийматга эришганда, токнинг кейинги ўсиши тамомила тўхтайди. Бунда ток тўйиниш токи қийматига эришади, бу қийматга 10.126-расмдаги графикнинг горизонтал қисми мос келади.

Тажриба натижаларининг кўрсатишича, тўйиниш токи кучи катод ҳароратининг ортиши билан гоят тез ўса боради. Тўйиниш токи кучи I_T нинг электрон чиқарувчи металл ҳароратига боғланиши 10.12в-расмда график равишда келтирилган.

Квант назариясига асосан тўйиниш токи I_T га мос келган j_T ток кучининг зичлиги:

$$j_T = BT^2 \cdot e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (10.32)$$

бунда T —металл катоднинг абсолют ҳарорати, A —чиқиши иши, k —Больцман доимийси, B —турли металллар учун турлича бўлган доимий.

Абсолют тоза металллар учун B нинг назарий қиймати

$$B = 120 - \frac{A}{\text{см}^2 \text{К}^2} \text{ га тенг.}$$

Ҳақиқатда эса B нинг қиймати турли металллар учун турлича бўлиб, металлларнинг тозалигига боғлиқ. 10.3-жалвалда турли тоза металллар бошқа бирор модданинг юпқа пардаси билан қопланган вольфрам учун B доимий ва A чиқиши ишининг қийматлари келтирилган.

10.3-жадвал

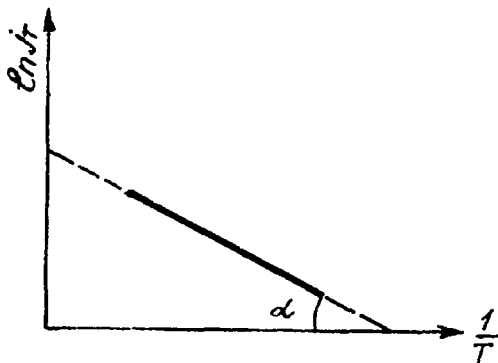
Эмиссияловчи сирт	$B - \frac{A}{\text{см}^2 \text{К}^2}$	A , эВ	Эмиссияловчи сирт	$B - \frac{A}{\text{см}^2 \text{К}^2}$	A , эВ
Pt (платина)	32	5,3	W (Cs)	3,2	1,36
W (вольфрам)	60	4,5	W (Ba)	1,5	1,56
Mo (молибден)	55	4,2	W (Th)	3,0	2,63
Th (торий)	70	3,4	BaO	1,18	1,84

Амалда тўйиниш токининг зичлигини ўлчаб, A чиқиши иши топилади. Бунинг учун (10.32) ифодани логарифмлаб, ҳосил қиламиз:

$$\ln j_T = \ln B + 2 \ln T - \frac{A}{kT}. \quad (10.33)$$

ёки

$$\ln j_T = \text{const} - \frac{A}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (10.33a)$$



10.13- расм

Агар ординаталар ўқи бўйича $\ln j_T$, абсциссалар ўқи бўйича $\frac{1}{T}$ қўйилса (10.13-расм), бу боғланиш тўғри чизикдан иборат бўлади. Тўғри чизикнинг абсцисса ўқига бўлган оғиш бурчаги α нинг тангенси (10.33а) га биноан $\frac{1}{T}$ олдидagi коэффициентга тенгдир, яъни:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{A}{k}. \quad (10.34)$$

Бундан катод материалининг A чиқиш иши куйидагига тенг бўлади:

$$A = k \operatorname{tg} \alpha. \quad (10.34a)$$

Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси ҳозирги замон электротехникаси ва радиотехникасида фоят катта роль ўйнайди. Кенотронлар, кучайтиргич лампалар ва шу кабиларнинг ишлаши термоэлектрон эмиссия ҳодисасига асослангандир.

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Эритма билан электролит орасида қандай фарқ бор? Электролитик диссоциация нима?
2. Ионларнинг ҳаракатчанлиги деб нимага айтилади?
3. Ионларнинг концентрацияси деб нимага айтилади? Диссоциация коэффициенти деб-чи?
4. Эритманинг моляр, эквивалент концентрацияси деб нимага айтилади?
5. Электролитларнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги қандай катталикларга боғлиқ? Электролитнинг эквивалент солиштирма электр ўтказувчанлиги-чи?

6. Электролиз деб қандай ҳодисага айтилади? Катион ва анионлар деб нимага айтилади? Фарадейнинг электролиз қонулирини таърифлаиғ ва формулаларини ёзинг.

7. Фарадей сони деб нимага айтилади?

8. Электролиз ҳодисасининг техникадаги қандай қўлланишларини биласиз?

9. Гальваник элементлар ва аккумуляторларнинг тузилиши ва ишлаш принципини тушунтириб беринг. Нормал элементнинг тузилиши қандай?

10. Аккумуляторнинг сигими нимани ифодалайди ва у қандай бирликда ўлчаиғади?

11. Газлар электр ўтказувчанлиги электролитникидан қандай фарқланади?

12. Молекулаларнинг ионлашиш энергияси ва потенциали нимани ифодалайди?

13. Қандай ҳодисага газ разряди дейилади? Номустақил ва мустақил газ разряди деб қандай ҳодисаларга айтилади? Уларнинг турларига мисоллар келтиринг.

14. Газ разрядининг ўтказувчанлик назариясининг тенгламасини ёзиб, таҳлил қилинг.

15. Модданинг қандай ҳолатига плазма деб айтилади? Унинг асосий хоссаларини тушунтириб беринг. Плазма амалда қандай қўлланишга эга?

16. Термоэлектрон эмиссия деб қандай ҳодисага айтилади? Богуславский-Ленгмюр формуласини ёзиб, изоҳланг.

17. Термоэлектрон эмиссия тўйиниш токининг зичлиги қандай формула билан аниқланади?

УЧИНЧИ ҚИСМ

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

11-БОБ

МАГНИТ МАЙДОННИНГ ФИЗИК АСОСЛАРИ

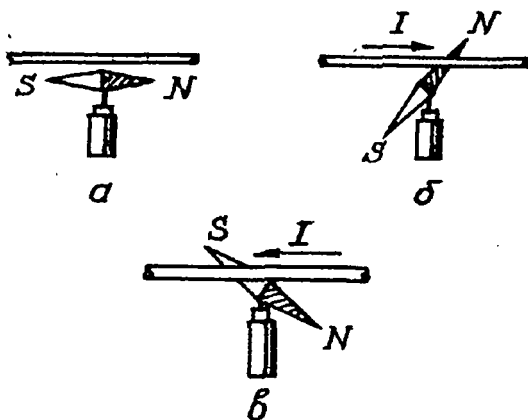
11.1 МАГНИТ МАЙДОНИ ВА УНИНГ ТАВСИФИ

Электронлар ва ионларнинг ҳаракати бевосита кўринмайди. Бироқ бу ҳаракат унга чамбарчас боғланган турли ҳодисаларни юзага келтиради, уларни текшириб токнинг мавжудлиги ва унинг таъсири тўғрисида фикр юритилади.

Токнинг магнит таъсири. 1820 йилда Дания физиги Ханс Христиан Эрстед (1777—1851) тажриба асосида магнит стрелкасининг устига параллел жойлаштирилган ўтказгичдан (11.1а-расм) ток ўтганда, магнит стрелкасининг дастлабки вазиятидан оғгани ва ўтказгичга перпендикуляр жойлашганлиги аниқланди (11.1б-расм). Агар ўтказгичдан токнинг ўтиши тўхтатилса, магнит стрелкаси яна дастлабки вазиятига қайталади.

Эрстед тажрибаси олимларни электр токи ўтиб турган ўтказгич атрофида магнит майдон ҳосил бўлади, деган хулосага олиб келди. Худди шу майдон магнит стрелкасига таъсир этиб, уни оғдиради.

Шундай қилиб, қўзғалмас электр зарядлари атрофидаги фазода электр майдони, ҳаракатланувчи зарядлар, яъни



11.1-расм

электр токи атрофида фақат магнит майдони ҳосил бўлар экан.

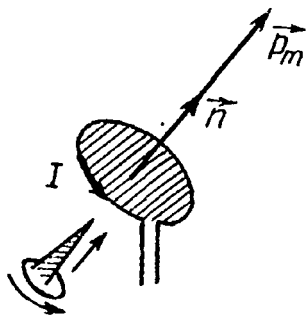
Ўтказгич атрофида фақат ундан ток ўтган пайтдагина магнит майдоннинг ҳосил бўлиши магнит майдоннинг мағбаи тоқдан иборат эканлигини тасдиқлайди.

Шундай қилиб, Эрстед кашфиёти физика фанининг ривожланишида катта тўрткилардан бири бўлиб, у электромагнетизм соҳасидаги муҳим кашфиётларнинг очилишига сабаб бўлди.

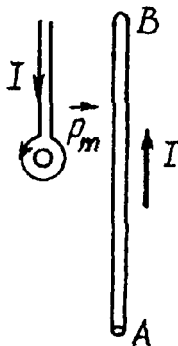
«Синов контури» ва майдоннинг индукция вектори. Электрдан маълумки, электростатик майдонни ифодаловчи катталиқлар: кучланганлик, потенциал энергия, потенциал ва шу каби катталиқларни аниқлашда нуқтавий «синов заряди» тушунчасидан фойдаланилган эди. Худди шунга ўхшаш магнит майдонни текширишда «синов заряди» вазифасини «синов контури» деб аталувчи токли ёпиқ контур бажаради. Албатта, бу «синов контури» текширилаётган майдоннинг хусусиятига таъсир қилмаслиги учун унинг ўлчамлари мумкин қадар кичик бўлиши шарт. «Синов контури»нинг фазодаги вазияти унинг сиртига ўтказилган мусбат нормал (\vec{n}) нинг йўналиши билан аниқланади. \vec{n} мусбат нормалнинг йўналиши контурдаги токнинг йўналишига боғланган ҳолда парма қоиласи асосида аниқланади:

Парма дастасининг айланма ҳаракати йўналиши контурдаги токнинг йўналиши билан мос тушса, унинг илгариланма ҳаракати йўналиши эса контур юзига туширилган мусбат нормалнинг йўналишини кўрсатади (11.2-расм).

«Синов контури» контурнинг магнит моменти деб аталувчи \vec{P}_m вектор катталиқ билан тавсифланади.



11.2-расм



11.3-расм

Контурнинг магнит моменти (\vec{P}_m) деб, контурдан ўтаётган ток кучи I нинг контур юзи S га қўнайtmасига тенг бўлган физик катталиқка айтилади, яъни:

$$P_m = IS. \quad (11.3)$$

Контурнинг магнит моменти \vec{P}_m вектор катталиқ бўлиб, унинг йўналиши контур сиртига ўтказилган мусбат нормал \vec{n} нинг йўналишига мос тушганлиги учун:

$$\vec{P}_m = I \cdot S \cdot \vec{n}. \quad (11.3a)$$

бунда \vec{n} — мусбат нормал йўналишидаги бирлик вектор.

Эслатма: «Синов контури» симдан ихтиёрий тўртбурчак ёки айлана шаклда ясалган кичик ясси контурдан иборат бўлиб, унинг ўрамлар сони ҳар қанча бўлиши мумкин.

Агар магнит майдонга «синов контури» киритилса, унга майдоннинг айлантирувчи кучи таъсир қилиб, контурнинг мусбат нормали \vec{n} маълум йўналишда ориентацияланади. Бу йўналиш магнит майдоннинг текшириляётган нуқтасидаги йўналиши деб қабул қилинади. Масалан, атрофида «синов контури» жойлаштирилган ўтказгичдан ток ўтказилса, контур текислигида ўтказгич жойлашгунча «синов контури» бурилади (11.3-расм). Агар ўтказгичдан ўтаётган токнинг йўналиши ўзгартирилса, «синов контури» 180° бурчакка бурилади.

Шундай қилиб, магнит майдони токли «синов контури»га маълум йўналишда жойлашадиган тарзда таъсир кўрсатади.

Ҳар бир «синов контури»га таъсир қилувчи максимал айлантирувчи куч моменти M_{\max} нинг контур магнит моменти P_m га нисбати магнит майдоннинг текшириляётган нуқтаси учун ўзгармас катталиқдир, яъни:

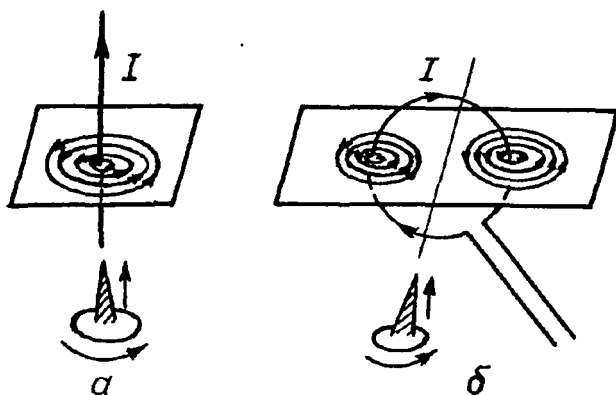
$$\frac{M_{\max}}{P_m} = \text{const}. \quad (11.4)$$

Бу катталиқ магнит майдоннинг миқдорий характеристикаси бўлиб, унга магнит майдоннинг индукция вектори дейилади ва B ҳарфи билан белгиланади, яъни:

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m}, \quad (11.4a)$$

ёки

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]. \quad (11.4b)$$



11.4-рaсм

Шундай қилиб, магнит майдоннинг индукцияси B СИда Тл (тесла) билан ўлчанар экан.

(11.4a) ифодага биноан магнит майдоннинг индукция векторини қуйидагича таърифлаш мумкин:

Магнит майдоннинг бирор нуқтасидаги индукция вектори деб, майдоннинг шу нуқтасига киритилган магнит моменти бир бирликка тенг бўлганда «синов контури» га таъсир қилувчи максимал айлантурувчи куч моментига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади.

Магнит майдоннинг кучланганлиги. Магнит майдонни тавсифлашда магнит майдон индукцияси B билан биргаликда магнит майдоннинг кучланганлиги деб аталувчи H физик катталиқдан ҳам фойдаланилади. Агар берилган муҳитда магнит майдоннинг бирор нуқтасидаги индукцияси B бўлса, у ҳолда шу нуқтада магнит майдоннинг кучланганлиги \vec{H}

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}, \text{ ёки } \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (11.5)$$

бўлади, бунда μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги; μ_0 эса магнит доимий бўлиб, унинг СИ даги қиймати:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{А}^2} \left(\text{ёки } \frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right) = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}.$$

Магнит майдоннинг график тасвири. Магнит майдонни график кўринишда тасвирлаш учун магнит индукция чизиқларидан фойдаланилади.

Магнит индукция чизиқлари деб, шундай эгри чизиқларга айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасида магнит индукция вектори уринма равишда йўналгандир.

Магнит индукция чизиқларининг зичлиги, яъни магнит индукция векторига перпендикуляр жойлашган бир бирлик юза орқали ўтувчи магнит индукция чизиқларининг сони майдоннинг ушбу соҳасидаги магнит индукция векторини микдор жиҳатдан тавсифлайди. Бинобарин, магнит майдоннинг график тасвиридаги магнит индукция куч чизиқларининг зичлигига қараб, майдоннинг индукцияси ҳақида фикр юритиш мумкин.

Тоқли ўтказгич атрофида ҳосил бўлган магнит майдоннинг график тасвирини қуйидаги тажриба асосида кузатиш мумкин. Агар тоқли ўтказгич атрофидаги магнит майдонга темир қуқунлари сепилса, темир қуқунлари магнитланиб, кичкина магнит стрелкасига айланиб қолади. Бу магнит стрелкаси, яъни магнит диполининг елкаси шу нуқталаги магнит майдон индукция чизиқларининг йўналиши билан мос тушади. Шунинг учун ҳам магнит майдонидаги темир қуқунларининг жойлашиши майдоннинг график тасвирини ифодалайди. Бу усулдан фойдаланиб, тўғри ва айлана ток ҳосил қилган магнит майдоннинг график тасвирини ҳосил қилиш мумкин.

Агар темир қуқунлари сепилган картоннинг ўртасидан тўғри тоқли ўтказгич ўтказилиб, темир қуқунлари аста-секин силкитилса, темир қуқунлари тоқли ўтказгич атрофида тарғибсиз эмас, балки концентрик айланалар бўйлаб жойлашадилар (11.4 а-расм). Худди шунингдек, айлана шаклидаги тоқли ўтказгич атрофидаги темир қуқунлари концентрик айлана бўйлаб жойлашмасдан, берк ёпиқ чизиқлар бўйлаб жойлашадилар (11.4 б-расм).

Шундай қилиб, темир қуқунларининг магнит майдонида ҳосил қилган зағжирлари магнит майдон индукция чизиқларининг график тасвирини ифодалайди. Ток ҳосил қилган магнит майдон индукция чизиқлари шу ток ўтаётган ўтказгични ўраб олган ёпиқ эгри чизиқдан иборат. Магнит майдон индукция чизиқларининг йўналишини инглиз олими Жеймс Клерк Максвелл (1831—1879) тавсия қилган парма қондаси ёрдамида аниқлаш мумкин.

Агар парманинг илгариланма ҳаракати ўтказгичдаги токнинг йўналиши билан мос тушса, парма дастасининг айланиши токкли ўтказгич атрофидаги магнит майдон индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади (11.4 а-расм).

Айлана токнинг магнит майдон индукция чизиқларининг йўналишини ҳам парма қойдаси асосида аниқлаш мумкин.

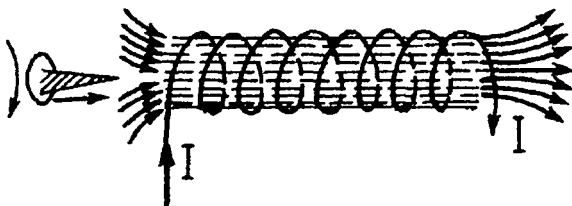
Агар парма дастасининг айланиш йўналиши айлана токнинг йўналиши билан мос тушса, парманинг илгариланма ҳаракати айлана ўтказгич ичидаги магнит майдон индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади (11.4 б-расм).

Шундай қилиб, ҳар қандай шаклли токкли ўтказгичлар атрофида ҳосил бўлган магнит майдон индукция чизиқлари ёпиқ чизиқлардан иборат бўлади.

Эпи, цилиндрик сиртга бир-биридан изоляцияланган ҳолда ўралган симлардан иборат бўлган токкли ғалтак-соленоидни қараб чиқайлик. Соленоиддан ўтаётган тоқлар умумий ўққа эга бўлган айлана тоқлар системасидан иборат бўлиб, унинг магнит майдони, 11.5-расмда индукция чизиқлари билан тасвирланган манзаралдан иборат бўлади. Соленоиднинг ички қисмида магнит майдон индукция чизиқлари соленоид ўқиға параллел чизиқлардан иборат бўлиб, унинг йўналиши айлана тоқдаги каби парма қойдаси асосида аниқланади. Соленоид ички қисмидаги магнит майдон индукция чизиқларининг зичлиги, яъни магнит майдон индукцияси B ўзгармас бўлганлиги учун соленоиднинг ички магнит майдони бир жинсли майдондан иборат бўлади.

Соленоид учларига яқинлашган сари магнит майдон индукция чизиқлари эгри чизиқларға айлана боради ва соленоиднинг ташқарисида ўзаро туташиб ёпиқ чизиқларға айланади.

Шундай қилиб, магнит майдоннинг асосий хоссаларидан бири индукция чизиқларининг ёпиқ бўлиши магнит майдоннинг уюрмали майдондан иборатлигини ва унинг «магнит заряди» мавжуд эмаслигини ифодалайди.

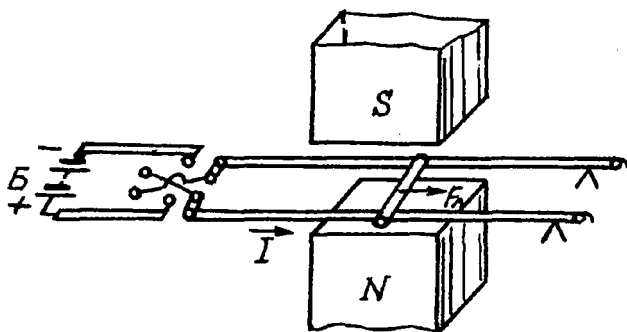


11.5-расм

11.2. МАГНИТ МАЙДОННИНГ ТОКЛИ ЎТКАЗГИЧ ВА ҲАРАКАТЛАНАЁТГАН ЗАРЯДЛИ ЗАРРАЧАЛАРГА ТАЪСИРИ

Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсир кучи—Ампер кучи. Электрдан амалда фойдаланишда магнит майдонининг токка таъсир кучларидан фойдаланиш катта роль ўйнайди. Баъзи ҳолларда у кучлар ток ўтаётган ва магнит майдонига жойлаштирилган ўтказгичларга таъсир этувчи кучлар кўринишида намоён бўлади: бошқа ҳолларда магнит майдони томонидан вакуумдаги зарядли заррачалар (электрон, протонлар ва шу кабилар) оқимиغا бевосита таъсир қиладиган кучлардан фойдаланилади.

Магнит майдонда жойлашган токли ўтказгичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси B га, ўтказгичнинг геометрик ўлчами l га ва ундан ўтаётган ток кучи I га боғлиқлигини 11.6-расмда



11.6-расм

таъсирланган қурилма ёрдамида кузатиш мумкин. Унда бир-бирига параллел жойлашган иккита металл ўтказгичлар устида узунлиги l га тенг бўлган цилиндрсимон ўтказгич думаланиб юра олади.

Расмда тавирланган ўтказгич орқали стрелқа билан кўрсатилган йўналишда I ток ўтаётган бўлсин. Агар ўзаро параллел ўтказгичлар ётган текисликка перпендикуляр йўналишда индукцияси \vec{B} бўлган бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдони таъсир қилсин. У ҳолда ab ўтказгичга \vec{F}_A куч таъсир қила бошлаб, бу куч таъсирида ab ўтказгич ҳаракатга келади. Бу \vec{F}_A кучни сезгир динамометр ёрдамида ўлчаш мумкин. Тажрибадан \vec{F}_A кучнинг \vec{B} ва l ётган текисликка перпендикуляр йўналганлигини кўрамыз. Магнит

майдонининг токли ўтказгичга таъсир этувчи куч \vec{F}_A ни аниқлайдиган қонунни 1820 йилда француз физиги Ампер аниқлаган бўлиб, у қуйидагича таърифланади:

Бир жинсли магнит майдонидаги токли ўтказгичга таъсир қилувчи \vec{F}_A куч ўтказгичдан ўтаётган ток кучи I га, ўтказгичнинг узунлиги l га, магнит майдоннинг индукция вектори \vec{B} га ва \vec{B} вектор билан ўтказгич орасидаги бурчак синусига тўғри пропорционалдир, яъни:

$$F_A = IlB\sin\alpha. \quad (11.6)$$

Бу формула Ампер қонунининг математик ифодасидир.

Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич бир жинсли бўлмаган ($\vec{B} \neq \text{const}$) магнит майдонда жойлашган бўлса, ўтказгичнинг кичик элементи dl жойлашган соҳадаги магнит майдоннинг индукцияси \vec{B} ни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказгичнинг dl элементига таъсир этувчи dF_A куч (11.6) га асосан

$$dF_A = IBdl \cdot \sin\left(d\vec{l}, \hat{\vec{B}}\right). \quad (11.7)$$

кўринишда бўлади. Бунда α бурчак— $d\vec{l}$ ва \vec{B} векторлар орасидаги бурчакдир.

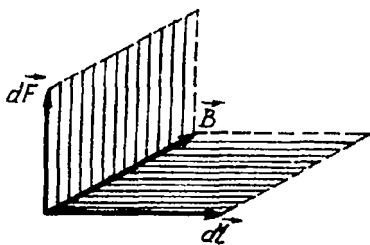
(11.7) да $Bdl\sin\alpha = Bdl \sin\left(d\vec{l}, \hat{\vec{B}}\right)$ ифода иккита $d\vec{l}$ ва \vec{B} векторлар векториал кўпайтмасининг модулига тенг.

$$\left| \left[d\vec{l} \cdot \vec{B} \right] \right| = Bdl \sin\left(d\vec{l}, \hat{\vec{B}}\right)$$

Бунга асосан (11.7) ни вектор кўринишида ёзилса,

$$d\vec{F}_A = I \left[d\vec{l}, \vec{B} \right]. \quad (11.8)$$

кўринишга келади: Магнит майдоннинг элементар токли ўтказгичга таъсир қилувчи бу $d\vec{F}_A$ кучга Ампер кучи деб ҳам аталади. (11.8) даги $d\vec{F}_A$, $d\vec{l}$ ва \vec{B} вектор 11.7-расмда



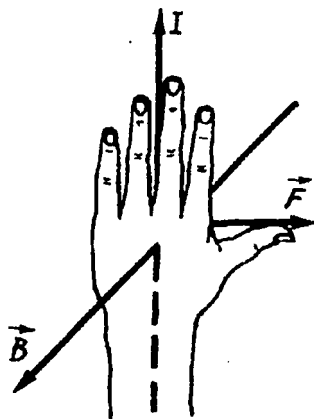
11.7-расм

тасвирлангандек йўналган бўлиб, $d\vec{F}_A$ кучнинг йўналиши куйидаги чап қўл қоида-сидан аниқланади:

Очиқ чап қўл кафтига индукция куч чизиқлари тушаётганда, кўрсаткич бармоқлар токнинг йўналиши билан мос тушса, бош бармоқ эса токли ўтказгичга таъсир қилувчи

Ампер кучининг йўналишини кўрсатади (11.8-расм).

Ҳозирги замон электр двигателларининг ишлаши Ампер кучига асосланган. Двигателнинг айланувчи қисми (якори)нинг чулғамидан электр токи ўтганда, ҳосил бўлган кучли электромагнит майдон токли ўтказгичга таъсир қилиб, уларни ҳаракатлантиради. Махсус қурилмалар (коллекторлар) токни чулғамлардан шундай йўналишга ўтказишга имкон берадики, бунда магнит майдоннинг таъсири якорни муттасил айлантириб турадиган кушар моментини ҳосил қилади.



11.8-расм

Магнит майдоннинг ҳаракатланувчи зарядга таъсир кучи—Лоренц кучи. Маълумки зарядларнинг тартибли ҳаракати токдан иборат бўлганидан, магнит майдоннинг токли ўтказгичга кўрсатган таъсирини, унинг ҳаракатланувчи зарядлар тўпламига кўрсатадиган таъсири натижаси деб ҳисоблаш табиийдир. Шунинг учун ҳам Ампер қонунини ифодаловчи (11.8) дан фойдаланиб, зарядга таъсир этувчи \vec{F}_A Лоренц кучини топиш мумкин.

Бинобарин, ток кучининг

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{qdN}{dt}$$

ифодасини (11.8) га қўйилса,

$$d\vec{F}_A = \frac{qdN}{dt} [d\vec{l}, \vec{B}] = qdN \left[\frac{d\vec{l}}{dt} \cdot \vec{B} \right], \quad (11.8a)$$

келиб чиқали, бунида q —заррачанинг заряди; dN —токни ҳосил қилган зарядлар сони; $\frac{d\vec{l}}{dt} = \vec{v}$ бўлиб, заррачанинг ҳаракат тезлигидир. У вақтда dN —заррачаларга таъсир қилувчи Ампер кучи (11.8а) га асосан

$$d\vec{F}_A = qdN[\vec{v} \cdot \vec{B}]. \quad (11.9)$$

бўлади. Бундан битта заррачага таъсир қилувчи Лоренц кучининг қуйидаги вектор кўринишидаги ифодаси келиб чиқади:

$$\vec{F}_L = \frac{d\vec{F}_A}{dN} = q[\vec{v} \cdot \vec{B}]. \quad (11.10)$$

(11.10)дан Лоренц кучининг скаляр кўпайтмасидаги ифодаси

$$F_L = qvB \sin \alpha \quad (11.10a)$$

кўринишида бўлади, бунида α \vec{v} тезлик вектори билан \vec{B} магнит индукция вектори орасидаги бурчак.

Бу Лоренц кучи \vec{F}_L ҳам \vec{v} ва \vec{B} векторлар ётган текисликка перпендикуляр йўналган бўлиб (11.9-расм) унинг йўналиши ўша чап қўл қоидаси билан аниқланади.

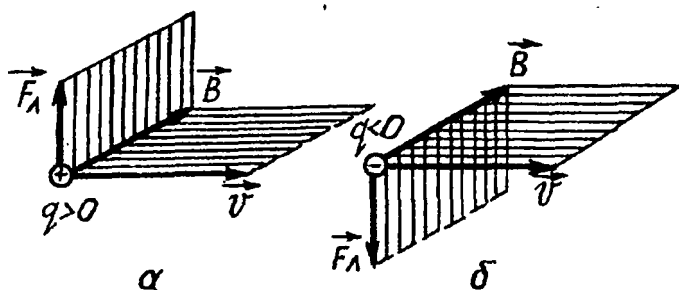
Агар чап қўл кафтига магнит индукция чизиқлари тушаётган бўлса, кўрсаткич бармоқлар мусбат заряднинг йўналиши билан мос тушса, бош бармоқ зарядга таъсир қилувчи Лоренц кучининг йўналишини кўрсатади.

11.9-расмда мусбат ($q > 0$) ва манфий ($q < 0$) зарядга таъсир қилувчи Лоренц кучининг йўналиши тасвирланган.

Бир жинсли магнит майдонидаги зарядли заррачанинг ҳаракати. Лоренц кучи \vec{F}_L нинг ифодаси (11.10а) дан, зарядли заррачанинг бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдонидаги ҳаракатланиш қонуниятларини аниқлаш мумкин.

1. Зарядли заррача магнит майдон индукция чизиқлари бўйлаб ҳаракат қилмасин. У ҳолда \vec{v} ва \vec{B} векторлар орасидаги α бурчак 0 ёки π га тенг бўлиб, $\sin \alpha = 0$ бўлгани учун, (11.10a) формуладаги Лоренц кучи $\vec{F}_L = 0$, яъни заррачага магнит майдони таъсир қилмайди. Бинобарин, заррача инерцияси бўйича тўғри чизиқли текис ҳаракатланади.

2. Заряди q га тенг бўлган заррача магнит майдон индукция чизиқларига перпендикуляр равишда ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) ҳаракатланиб кирсин. Бу ҳолда \vec{F}_L Лоренц кучи \vec{v} ва \vec{B} векторга перпендикуляр йўналган (11.9-расм) ва (11.11a) дан у қуйидагига тенг бўлади:



11.9-расм

$$F_L = |q|vB. \quad (11.12)$$

Механикадан маълумки, фақат, марказга интилма куч таъсирида жисмнинг ҳаракат траекторияси кучга перпендикуляр йўналган бўлади. Шунинг учун ҳам бу ҳолда F_L Лоренц

кучи $F_{м.ч} = \frac{mv^2}{R}$ дан иборат марказга интилма кучдан иборатдир:

$$|q|vB = \frac{mv^2}{R}.$$

Бунда m — заррачанинг массаси, R — заррача ҳаракат траекториясининг эгрилик радиуси ва бундан:

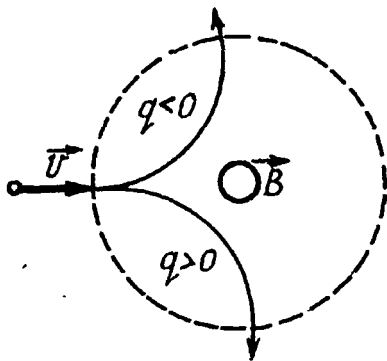
$$R = \left| \frac{m}{q} \right| \frac{v}{B}. \quad (11.13)$$

(11.13) да $\vec{B} = \text{const}$ бўлиб, \vec{v} — тезликнинг сон қиймати ўзгармас бўлгани учун ҳаракат траекториясининг эгрилик радиуси ҳам ўзгармас қолади. Шунинг учун зарядли заррача \vec{B} векторга перпендикуляр жойлашган текисликда радиуси R га тенг бўлган айлана бўйлаб ҳаракатланадиган экан.

Лоренц кучи \vec{F}_L ни ифодаловчи (11.10) ва (11.10а) формулалардан зарядли заррачанинг бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдонида ҳаракатланиш қонуниятларини аниқлаш мумкин. \vec{F}_L — Лоренц кучи таъсирида заррачанинг ҳаракат йўналиши заряднинг ишорасига боғлиқдир.

11.10-расмда мусбат ($q > 0$) ва манфий ($q < 0$) зарядли заррачанинг бир жинсли ($B = \text{const}$) магнит майдондаги ҳаракат траекторияси тасвирланган.

Бир жинсли магнит майдондаги зарядли заррачанинг текис айланма ҳаракатининг T даври (11.13) формуладан қуйидагига тенг бўлади:



11.10-расм

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi}{B} \left| \frac{m}{q} \right|. \quad (11.14)$$

(11.14) дан кўринадикки, заррачанинг айланиш даври магнит майдоннинг индукцияси B га, заррачанинг солиштирма заряди $\left| \frac{q}{m} \right|$ га тескари пропорционал бўлиб, заряднинг ҳаракат тезлиги v га боғлиқ эмас.

3. Умумий ҳолда зарядли заррачанинг \vec{v} тезлиги магнит майдон индукцияси \vec{B} га нисбатан α бурчак остида йўналган бўлсин (11.12-расм). Бу ҳолда \vec{v} тезликни \vec{B} бўйича йўналган v_{\parallel} ва унга перпендикуляр йўналган v_{\perp} ташкил этувчиларга ажратамиз:

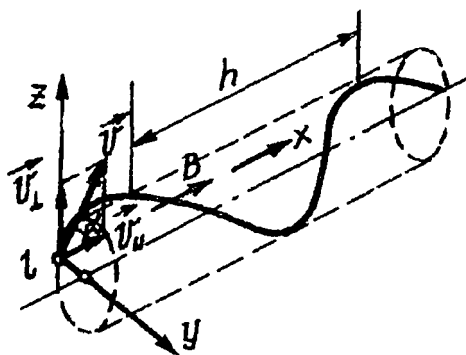
$$\left. \begin{aligned} v_{\parallel} &= v \cos \alpha. \\ v_{\perp} &= v \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (11.15)$$

Бунда \vec{v}_n миқдор ва йўналиши жиҳатдан ўзгармай қолиб, \vec{v}_\perp ташкил этувчи эса миқдор жиҳатдан ўзгармас бўлиб, йўналиши эса айлана бўйлаб ўзгариб боради.

Заррача бир вақтнинг ўзida иккита ҳаракатда иштирок қилади: заррача тезлигининг v_\perp ташкил этувчиси Лоренц кучига тегишли бўлгани учун у айлана бўйлаб ҳаракатланиб, унинг радиуси (11.13)га асосан

$$R = \left| \frac{m}{q} \right| \frac{v}{B} = \left| \frac{m}{q} \right| \frac{r \sin \alpha}{B} \quad (11.14)$$

ва заррача майдон йўналишида $v_n = v \cos \alpha$ тезлик билан



11.11-расм

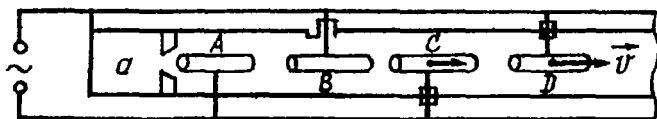
инерцияси бўйича текис ҳаракат қилади. Бу икки ҳаракатнинг қўшилиши натижасида заррача 11.11-расмда тасвирланганидек спираль винт бўйича ҳаракатланиб, спираль винтнинг қадами $h = v_n T = Tv \cos \alpha$ бўлади. Бунда T винг ўрнинга унинг (11.14) ифодаси қўйилса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$h = \frac{2\pi}{B} \left| \frac{m}{q} \right| v \cos \alpha \quad (11.15)$$

Тезлатгичлар. Электр ва магнит майдонлари таъсирида зарядланган заррачаларга тезлик бера оладиган ва уларни бошқара оладиган қурилмаларга тезлатгичлар дейилади.

Зарядли заррачалар тезлатгичларидан чизиқли тезлатгич, циклотрон, фазотрон, синхротрон, синхрофазотрон ва бетатронларнинг тузилиши ва ишлаш принципларини қараб чиқамиз.

1) чизиқли тезлатгич. Чизиқли тезлатгичнинг схемаси 11.12-расмда тасвирланган. Схепадаги a камерада ион ҳосил қилинади, мисол учун электрон a камерадан A цилиндрнинг ичига кириб AB электродлар орасидан ўтганда тезланиш олади, унинг тезлиги ортади. $t = \frac{T}{2}$ вақтдан сўнг электрон BC электродлар орасидан ўтиши учун B электродларнинг

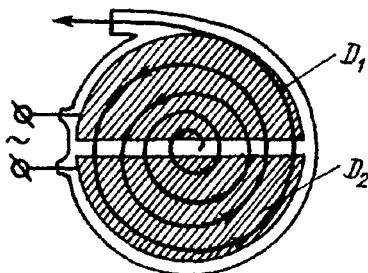


11.12-расм

узунлиги A га нисбатан узунроқ бўлади. Электродлар ўзгарувчан ток манбаига уланган, унинг частотаси ν бўлса,

$t = \frac{T}{2} = \frac{1}{2\nu}$ бўлади, электроннинг олган тезлиги ҳам шунчалик катта бўлади. Бундай тезлатгичлар заррачаларга ~ 10 МэВ энергия бера олади.

2) циклотрон. Зарядли заррачаларнинг бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдонидаги айланиш даври T унинг тезлигига боғлиқ эмаслиги (11.14-формулага қаралсин) циклотрон деб аталувчи зарядланган заррачаларнинг резонансли циклик тезлатгичга асос қилиб олинган. Циклотрон дуант деб аталувчи иккита ясси ярим доира кўринишдаги D_1 ва D_2 электродлардан ташкил топган (11.13-расм). Дуантлар кучли электромагнит кутблари орасига жойлашган, ҳавоси сўриб олинган камера ичига ўрнатилади. Дуантларга генератордан юқори частотали ўзгарувчан кучланиш берилади. Бунда дуантлар навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий зарядланиб туради. Электр майдони фақат дуантлар оралиғида ҳосил бўлади.



11.13-расм

Тезлатиши лозим бўлган зарядли заррачалар дуантлар орасидаги C нуқтага махсус қурилма ёрдамида киритилади. Заррача дарҳол манфий зарядланган дуант томон ҳаракатланади. Дуантлар ичидаги фазо эквипотенциал бўлганлиги учун заррача у ерда фақат магнит майдони таъсирида тезлигига пропорционал бўлган радиус [(11.13) га қ.] бўйича айлана бўйлаб ҳаракатланади. Дуантлар орасидаги кучланишнинг ўзгариш частотаси шундай танланадики, заррача айлананинг ярмисини ўтиб, дуантлар орасидаги бўшлиққа келганда улар орасидаги потенциаллар фарқи

нипорасини ўзгартириб, амплитуда қийматига эришган бўлиши шарт. У вақтда заррача янгидаи тезлатилган бўлади ва бунда биринчи ҳолдагига нисбатан икки марта катта энергия билан иккинчи дуантга кириб келади, натижада катта радиусли ($R \sim v$) айлана бўйлаб ҳаракатланади.

Шундай қилиб, дуантларга бериладиган кучланишнинг частотаси (11.14) формула билан аниқланадиган даврга мос равишда ўзгартирилса, заррача ҳар гал дуантлар орасидан ўтганда qU га тенг бўлган энергия порциясини олиб, спиралсимон траектория бўйича ҳаракатланади ва ниҳоят заррача камера девори яқинидан махсус қурилма орқали ташқарига чиқариб юборилади.

Кучланишнинг амплитуда қиймати $U_0 = 100$ кВ ли генераторга эга бўлган циклотрон ёрдамида протонни $W = 21,9$ МэВ энергиягача, электронни эса $W = 0,51$ МэВ энергиягача тезлаштириш мумкин экан. Циклотронла жуда катта энергияли зарядли заррачаларни олиш мумкин эмас, чунки

массанинг тезликка боғланиши: $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ намоён бўлиб,

заррачалар ҳаракати билан тезлаштирувчи майдоннинг ўзгаришидаги синхронлик бузилади.

Юқори энергияли заррачаларни олиш учун синхронликнинг бузилишидан сақлаш керак. Бунинг учун дуантларни таъминловчи кучланишнинг частотасини ёки магнит майдоннинг индукциясини ўзгарувчан қилинади.

3. Синхронликни таъминловчи генератор кучланишнинг частотасини даврий равишда ўзгартирувчи қурилма билан таъминланган циклотронга синхроциклотрон ёки фазотрон дейилади. Фазотронда протон, ионлар ва α заррачалар то 1 ГэВ энергиягача тезлаштирилиши мумкин.

4. Берилган частотали кучланиш билан ишловчи циклотронда синхронликни таъминлашда m/v нисбат ўзгармас қолиши керак. Бунинг учун магнит майдон индукцияси V ни даврий равишда ўзгартириб турувчи қурилма билан таъминланган циклотронга синхрогон дейилади. Бу турдаги тезлатгичлар асосан электронларни 5-10 ГэВ энергиягача тезлатади.

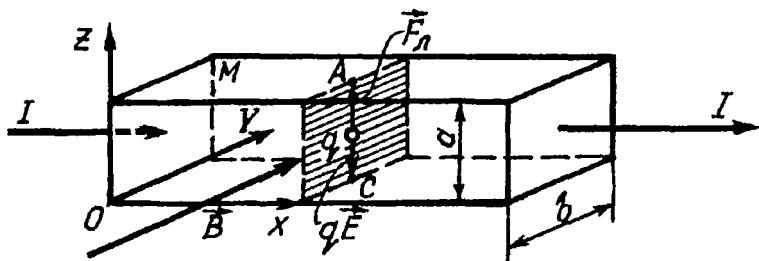
5. Синхрофазотрон деб аталадиган тезлатгичда ҳам тезлатувчи кучланиш частотаси, ҳам магнит майдонининг индукцияси даврий равишда ўзгартирилади. Бундай тезлатгичда тезланувчи заррачалар спирал бўйича эмас, ўзгармас радиусли айлана траекторияси бўйлаб ҳаракатланади.

Заррачанинг тезлиги v ва массаси m орта борган сари магнит майдоннинг индукцияси B ни шундай орттириб бориладики, (11.14) формула билан аниқланадиган R радиус ҳар доим ўзгармай қолади. Бунда заррачанинг айланиш даври T нинг ўзгариши масса m ва индукция B нинг ортиши ҳисобига бўлади. Синхрофазотронда дуант бўлмасдан, заррачаларни тезлатиш ўзгарувчан частотали генератор ҳосил қилган электр майдони билан траекториянинг айрим қисмларида содир бўлади. Синхрофазотронда асосан протонлар 500 ГэВ энергиягача тезлатилади.

6. Бетатрон—циклик индукцион тезлатгич бўлиб, унда ўзгарувчан магнит майдони ҳосил қилган уюрмали электр майдони ёрдамида электронлар ўзгармас радиусли айлана бўйлаб синхронизациясиз тезлаштирилади. Бетатронда фақат электронлар 100 МэВ энергиягача тезлаштирилади.

Холл эффекти. 1880 йилда америкалик олим Э. Холл (1855—1938) ўз номи билан аталувчи ҳодисани, қуйидаги тажриба асосида аниқлади. У олтиндан ясалган параллелепипед шаклидаги ўтказгичдан I ток ўтказиб, ўтказгичнинг битта кўндаланг кесимида ётган A ва C нуқталаридаги потенциаллар фарқи $\Delta\phi$ ни ўлчади (11.14-расм), бунда $\Delta\phi = \phi_A - \phi_C = 0$ бўлган. Агар пластинканинг ён томонидан йўналган кучли магнит майдони таъсир қилинса, A ва C нуқталардаги потенциаллар ҳар хил бўлган. Бу ҳодисага Холл эффекти дейилади. Ўлчадан маълум бўлдики, A ва C нуқталардаги потенциаллар фарқи $\Delta\phi$, ўтказгичдан ўтаётган токнинг кучи I га, магнит майдоннинг индукцияси B га тўғри ва пластинканинг қалинлиги b га тесқари пропорционалдир, яъни:

$$\Delta\phi = \phi_A - \phi_C = R \frac{I \cdot B}{b}, \quad (11.16)$$



11.14-расм

бунда, R —турли металллар учун турлича бўлган пропорционаллик коэффициенти бўлиб, унга Холл доимийси дейилади.

Кейинчалик текширишлардан маълум бўлдики, Холл эффекти барча металлларда ва ярим ўтказгичларда кузатилар экан.

Холл эффектини электрон назарияси асосида жуда оддийгина тушунтирилади. Фараз қилайлик, пластинкадаги токни ҳосил қилувчи q заряднинг концентрацияси n_0 ва ўрта тартибли ҳаракат тезлиги v бўлса, ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг зичлиги j қуйидагига тенгдир:

$$j = qn_0v, \quad (11.17)$$

бунда $q > 0$ бўлса, заряднинг ҳаракат тезлиги \bar{v} йўналиши \bar{j} нинг йўналиши билан мос тушади, $q < 0$ бўлганда эса \bar{v} нинг йўналиши \bar{j} нинг йўналишига қарама-қарши бўлади.

(11.17) дан, қўндаланг кесим юзаси $s = a \cdot b$ бўлган пластинкадан ўтаётган токнинг кучи:

$$I = js = qn_0vab. \quad (11.17a)$$

Пластинкадаги магнит майдонида v тезлик билан ҳаракатланаётган q зарядга $F_n = qvB$ Лоренц кучи таъсир қилади. Бу куч таъсирида пластинканинг юқори қиррасига $q > 0$ заряд тўпланиб, пастки қиррасида эса q заряд етишмайди. Натижада мусбат зарядланган пластинканинг юқори қиррасидан манфий зарядли пастки қиррасига йўналган, кучланганлиги E бўлган қўшимча электр майдони ҳосил бўлади ва бу майдон q зарядга Кулон кучи $F_n = qE$ таъсир қилади. Пластинкадан ўтаётган ток кучи I турғунлашганда қарама-қарши йўналган Лоренц ва Кулон кучлари миқдор жиҳатдан ўзаро тенг бўлиб қолади: $qE = qvB$, бунда пластинкада қўшимча ҳосил бўлган электр майдоннинг кучланганлиги $E = vB$.

Қўшимча потенциаллар фарқи $\Delta\phi$ вужудга келган пластинка қирралари орасидаги масофа a га тенг бўлса, потенциал градиентига асосан $\Delta\phi$ қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta\phi = \phi_A - \phi_C = Ea = vBa. \quad (11.18)$$

Бунга (11.17,а)дан $v = \frac{I}{qn_0 av}$ ни қўйиб, ҳосил қиламиз:

$$\Delta\varphi = B \cdot a \cdot \frac{I}{qn_0 av} = \frac{I}{qn_0} \cdot \frac{I \cdot B}{a} \quad (11.19)$$

Агар бунда

$$R = \frac{I}{qn_0}, \quad (11.20)$$

деб фараз қилинса, (11.14) ифода (11.16) билан мос тушади.

Шундай қилиб, Холл доимийси R ни ўлчаб, ток ташувчиларнинг концентрацияси n_0 ни аниқлаш мумкин:

$$n_0 = \frac{I}{qR}. \quad (11.20a)$$

Металлларнинг муҳим характеристикаларидан бири ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги $u = v/E$ бўлиб, у металлнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги γ билан қуйидагича боғланишга эга:

$$\gamma = qn_0 u \quad (11.21)$$

Холл доимийси R ни ва солиштирма электр ўтказувчанлик γ ни аниқлаб, (11.20) ва (11.21) формулалар бўйича пластинкадаги ток ташувчиларнинг концентрацияси n_0 ни ва ҳаракатчанлиги u ни топиш мумкин.

Холл эффектини ярим ўтказгичларда текшириб, бунда эффект ишорасига қараб, ярим ўтказгичнинг n - ёки p -турга тегишли эканлигини аниқлаш мумкин.

11.3. БИО-САВАР-ЛАПЛАС ҚОНУНИ

1820 йили француз олимлари Ж. Био (1774—1862) ва Ф. Савар (1791—1841) ўзгармас ток ҳосил қилган магнит майдонни ҳисоблашга имкон берадиган формулани аниқлаш мақсадида қуйидаги тажрибани ўтказишади. Улар узун тўғри токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонни «синов контур» ёрдамида текширишди (11.3-расм). Тажрибада магнит майдон индукцияси \vec{B} нинг йўналиши ва катталиги магнит моменти \vec{P}_m маълум бўлган «синов контури»га таъсир этаётган кучлар моменти орқали аниқланган, чунки (11.46) га асосан токли

контурни айлантурувчи момент \vec{M} магнит майдон индукцияси \vec{B} га пропорционалдир. «Синов контури»нинг магнит моменти $P_m = \text{const}$ бўлганда, унга таъсир қилувчи куч моменти M нинг қиймати ўтказгичдан ўтаётган токнинг кучи I га пропорционаллиги маълум бўлди. Бинобарин, магнит майдоннинг индукцияси \vec{B} шу майдонни ҳосил қилаётган ток кучи I га пропорционалдир, яъни:

$$B \sim I. \quad (a)$$

Иккинчидан, «синов контури»ни токли AB ўтказгичдан (11.3-расмга қ) турли r масофаларга жойлаштирилганда контурга таъсир қилувчи куч моменти \vec{M} нинг, яъни магнит майдонининг шу нуқтадаги индукцияси \vec{B} нинг қийматини r масофага тескари пропорционаллиги аниқланди, яъни:

$$B \sim \frac{1}{r}. \quad (б)$$

Био ва Савар бу тажриба натижалари — (a) ва (б) асосида токли ўтказгич магнит майдонини ҳисоблашга имкон берадиган формулани чиқара олишмади, чунки улар олган тажриба натижалари фақат тўғри токли ўтказгич учунгина ўринли эди.

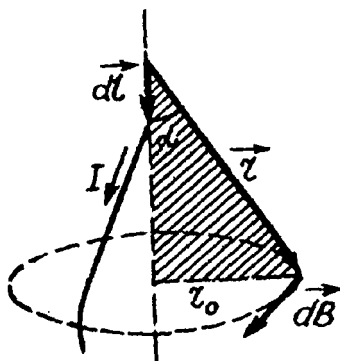
Кейинчалик, Био ва Саварнинг таклифига биноан, уларнинг тажриба натижаларига асосланган ҳолда француз физиги ва математиги П. Лаплас (1749—1827) ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич атрофидаги магнит майдонининг индукцияси B ни аниқлаш имконини берадиган формулани келтириб чиқаради. Бунда Лаплас майдоннинг суперпозицияси (қўшиш) принциpidан фойдаланди. Бу принципга асосан, ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси \vec{B} , унинг элементар токлари— $(Id\vec{l})$ ҳосил қилган магнит майдонларининг элементар индукцияси $d\vec{B}_1$ ларининг геометрик (вектор) йиғиндисига тенгдир:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i. \quad (11.22)$$

Лаплас ҳар бир элементар ток ($I d\vec{l}$) ҳосил қилган магнит майдони учун (11.15-расм)

$$d\vec{B} = k' \frac{I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}, \quad (11.23)$$

формулани тавсия қилди, бунда k' — муҳитга боғлиқ бўлган пропорционалик коэффициентини, I — ток кучи, $d\vec{l}$ — ток ўтаётган томонга йўналган элементар ўтказгич узунлиги бўлиб, $I d\vec{l}$ га элементар ток дейилади, \vec{r} — элементар токдан магнит индукцияси аниқлайдиган нуқтагача йўналган радиус-вектор. k' пропорционалик коэффициентини фақат ўлчов бирликлар системасига боғлиқ бўлган k пропорционалик коэффициентини орқали



11.15-расм

пропорционалик коэффициентини фақат ўлчов бирликлар системасига боғлиқ бўлган k пропорционалик коэффициентини орқали

$$k' = k\mu. \quad (11.24)$$

боғланишга эга, бунда μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги. У вақтда (11.23) ифодани

$$d\vec{B} = k\mu \frac{I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (11.23a)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бундаги k пропорционалик коэффициентининг СИ даги ифодаси:

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi}. \quad (11.24a)$$

Бунда, μ_0 — янги ўлчов бирликли физик катталиқ бўлиб, унга магнит доимийси дейилади.

Ва ниҳоят, (11.24а) га асосан элементар ток ($I d\vec{l}$) ҳосил қилган магнит майдон индукцияси $d\vec{B}$ ва кучланганлиги $d\vec{H}$ қуйидагига тенг бўлади:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}, \quad (11.25)$$

$$d\vec{H} = \frac{d\vec{B}}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{I [d\vec{l} \cdot \vec{r}]}{r^3}, \quad (11.25a)$$

Бу муносабатлар Био-Савар-Лаплас қонунининг математик ифодаси бўлиб, уни таърифлаш учун скаляр қўри-нишда ёзамиз:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha, \quad (11.26)$$

$$dH = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha. \quad (11.26, a)$$

Шундай қилиб, Био-Савар-Лаплас қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин.

Элементар тоқлар ҳосил қилган магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси ёки кучланганлиги элементар тоққа, ўтказгич билан радиус-вектор орасидаги бурчакнинг синусига тўғри ва ўтказгичдан майдон нуқтасигача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционалдир.

11.4. ТОҚЛАР ҲОСИЛ ҚИЛГАН МАГНИТ МАЙДОННИ ҲИСОБЛАШ

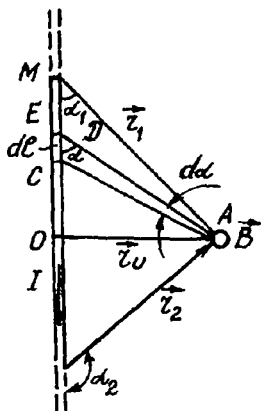
Био-Савар-Лаплас қонуни (11.26)дан фойдаланиб, турли шаклдаги тоқли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси ёки кучланганлигини ҳисоблаш мумкин.

Тоқлар ҳосил қилган магнит майдонининг бирор нуқтасидаги натижавий индукцияси \vec{B} нинг қиймати элементар ток ($I d\vec{l}$) нинг ҳосил қилган магнит майдонининг шу нуқтадаги индукциялари $d\vec{B}$ нинг йиғиндиси сифатида аниқланади:

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} I \int \frac{d\vec{l}}{r^2} \sin \alpha. \quad (11.27)$$

Узунлиги чекланган тўғри ток магнит майдонини ҳисоблаш.

Фараз қилайлик, узунлиги чекланган ва учлари α_1 ва α_2 бурчак остида кўринадиган I ток ўтаётган тўғри ўтказгич берилган бўлсин (11.17-расм). Бу токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси B ни (11.27) формула асосида ҳисоблаш учун ундаги r ва dl ларни мустақил α бурчак орқали ифодалаш керак. 11.16-расмдаги чизмадан фойдаланиб, аниқлаймиз:



11.16-расм

$$\triangle AOC \text{ дан } \sin \alpha = \frac{r_0}{r}, \text{ бундан } r = \frac{r_0}{\sin \alpha};$$

$$OCDE \text{ дан } \sin \alpha = \frac{rd\alpha}{dl}, \text{ бунда}$$

$$dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin \alpha}$$

Шундай қилиб, r ва dl нинг бу ифодаларини (11.27)га қўйиб, α_1 бурчакдан α_2 гача ораликда интеграллаш амалини бажарамиз:

$$\begin{aligned} B &= \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} I \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\sin^2 \alpha}{r_0^2} \cdot \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha} \sin \alpha = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \cdot d\alpha = \\ &= \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \end{aligned}$$

Шундай қилиб, узунлиги чегараланган токли ўтказгич магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси B ва кучланганлиги H қуйидаги формуладан аниқланар экан:

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2), \quad (11.28)$$

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{I}{r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (11.28, a)$$

Бу ерда I —ўтказгичдан ўтаётган токнинг кучи; r_0 —ўтказгичдан текширилаётган нуқтагача бўлган масофа; α_1 ва α_2 —ўтказгич учларидан нуқтагача бўлган \vec{r}_1 ва \vec{r}_2 радиус-векторлар билан ўтказгич орасидаги бурчак.

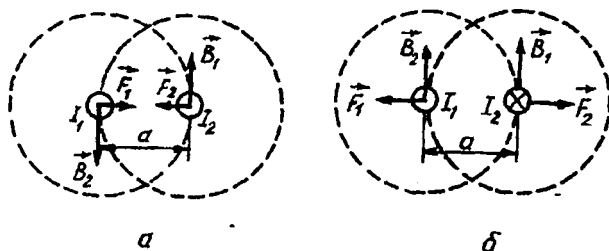
Хусусий ҳолда MN ўтказгич чексиз узун бўлса, $\alpha_1 = 0^\circ$ ($\cos 0^\circ = 1$) ва $\alpha_2 = \pi$ ($\cos \pi = -1$) тенг бўлиб, (11.28) ва (11.28а) лардан қуйидаги ифодалар келиб чиқади:

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r_0} \cdot \frac{2L}{r_0}, \quad (11.29)$$

$$H = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{2L}{r_0}, \quad (11.29a)$$

Бу (11.29) ва (11.29а) ифодалар Био-Савар тажрибаси нагижаларини тасдиқлайди, яъни тўғри токли ўтказгич ҳосил қилган магнит майдонининг индукцияси ёки кучланганлиги ўтказгичдан ўтаётган токнинг кучи I га тўғри ва ўтказгичдан нуқтагача бўлган масофа r га тескари пропорционалдир.

Параллел тоklarнинг ўзаро таъсири. Бир-биридан r_0 масофада жойлашган иккита узун параллел токли ўтказгичларни қараб чиқамиз (11.17-расм). Тажрибада текширишлардан маълум бўлдики, иккита параллел ўтказгичлардан ўтаётган I_1 ва I_2 тоklar бир томонга йўналганда улар ўзаро тортишади (11.17-а расм), қарама-қарши йўналганда ўзаро итаришади (11.17-б расм). Параллел



11.17-расм

тоklarнинг ўзаро таъсир кучини биринчи марта француз олими Ампер аниқлаган бўлиб, уни (11.17)га асосан келтириб чиқариш мумкин. У вақтда I_2 ток ўтаётган иккинчи ўтказгичнинг dl элементиға биринчи I_1 токли ўтказгич магнит майдонининг таъсир кучи dF_2 (11.17)га асосан қуйидагига тенгдир:

$$dF_2 = I_2 B_1 dl \cdot \sin \left(d\vec{l}, \hat{\vec{B}}_1 \right) \quad (11.30)$$

бунда B_1 —биринчи чексиз узун I_1 токли ўтказгичнинг r_0 масофада ҳосил қилган магнит майдонининг индукцияси бўлиб, (11.29) га биноан:

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{r_0}, \quad (11.31)$$

Биринчи токли ўтказгич магнит майдонининг индукция чизиқлари иккинчи ўтказгич dl узунлигига перпендикуляр

$\left[\left(d\vec{l}, \hat{B}_1 \right) = 90^\circ \right]$ йўналганлиги учун $\sin \left(d\vec{l}, \hat{B}_1 \right) = 1$ бўлиб, (11.31) ни (11.30) га қўйилса, қуйидаги келиб чиқади:

$$dF_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 \cdot I_2}{r_0} dl. \quad (11.32)$$

Худди шундай мулоҳаза асосида биринчи I_1 токли ўтказгичнинг dl элементига иккинчи I_2 токли ўтказгич магнит майдонининг таъсир кучи dF_1 ҳам қуйидаги кўринишда келиб чиқади:

$$dF_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 \cdot I_2}{r_0} dl. \quad (11.32a)$$

Охирги (11.32) ва (11.32a) муносабатлардан кўринадики, параллел токли ўтказгичларнинг элементар dl узунлигига таъсир қилувчи кучлар ўзаро тенг бўлганлиги учун уни умумий кўринишда ёзиш мумкин:

$$dF = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 \cdot I_2}{r_0} dl \quad (11.33)$$

Параллел токли ўтказгичларнинг l узунлигига таъсир қилувчи куч F ни топиш учун (11.33) ни 0 дан l гача интегралланса, қуйидаги келиб чиқади:

$$F = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 \cdot I_2}{r_0} l. \quad (11.33, a)$$

Бунда μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги, μ_0 — бирликлар системасининг танланишига боғлиқ бўлган магнит доимийси бўлиб, унинг СИ даги қиймати:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2} \left(\text{ёки} \frac{H}{M} \right) = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2} \left(\text{ёки} \frac{H}{M} \right).$$

Шундай қилиб, параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучини ифодаловчи (11.33а) қонуниятни қуйидагича таърифлаш мумкин:

Параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучи ўтказгичдан ўтаётган тоқлар кучининг кўпайтмасига, ўтказгичнинг узунлигига тўғри ва улар орасидаги масофага тесқари пропорционалдир.

Тоқ кучининг СИдаги ўлчов бирлиги ампер (А)ни параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучи асосида таърифлаш мумкин. Агар (11.33, а) да $r_0 = 1$ м, $l = 1$ м ва $I_1 = I_2 = 1$ А бўлса, $F = 2 \cdot 10^{-7}$ Н бўлади.

Шундай қилиб, бўшлиқда бир-биридан 1 м масофада жойлашган чексиз узун ва ўта ингичка иккита параллел тоқли ўтказгичнинг ҳар бир метри узунлиги ўзаро $2 \cdot 10^{-7}$ Н куч билан таъсирлашадиган ўтказгичдаги тоқнинг кучига 1 ампер (А) деб айтилади.

Умумий ҳолда битта текисликда ётмаган, яъни ўзаро параллел бўлмаган (11.19-расм) иккита: $I_1 d\vec{l}_1$ ва $I_2 d\vec{l}_2$ элементар тоқларнинг ўзаро таъсир кучи $d\vec{F}_{12}$ нинг ифодасини келтириб чиқарамиз.

Биринчи элементар ток $I_1 d\vec{l}_1$ нинг ҳосил қилган магнит майдонидаги иккиламчи элементар ток $I_2 d\vec{l}_2$ га таъсир қилувчи Ампер кучи $d\vec{F}_{12}$ (11.33) га биноан

$$d\vec{F}_{12} = I_2 \left[d\vec{l}_2 \cdot d\vec{B}_1 \right]. \quad (11.34)$$

кўринишда ёки скаляр кўринишда:

$$d\vec{F}_{12} = I_2 dl_2 d\vec{B}_1 \sin \left(d\vec{l}_2, \hat{d\vec{B}}_1 \right) = I_2 dl_2 d\vec{B}_1 \sin \theta_1. \quad (11.34a)$$

бунда θ_1 — икки $d\vec{l}_2$ ва $d\vec{B}_1$ векторлар орасидаги бурчак, $d\vec{B}_1$ — биринчи элементар ток $I_1 d\vec{l}_1$ нинг \vec{r}_{12} масофада ҳосил қилган магнит майдонининг индукция вектори бўлиб, Био-Савар-Лаплас қонуни (11.25) га асосан:

$$d\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I_1}{4\pi} \frac{I_1 [d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]}{r_{12}^3} \quad (11.35)$$

ёки бу ифодани скаляр кўринишда ёзамиз:

$$dB_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_1 dl_1}{r_{12}^2} \sin \left(d\vec{l}_1, \hat{r}_{12} \right) = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_1 dl_1 \sin \theta_2}{r_{12}}. \quad (11.35a)$$

Бунда θ_1 — $d\vec{l}_1$ ва \vec{r}_{12} векторлар орасидаги бурчак.

(11.35) ва (11.35a) ифодаларни (11.34) ва (11.34a) да ўринларига қўйилса, иккита элементар токнинг ўзаро таъсир кучи $d\vec{F}_{12}$ ни ифодаловчи Ампер қонунининг вектор ва скаляр кўринишдаги математик ифодалари келиб чиқади:

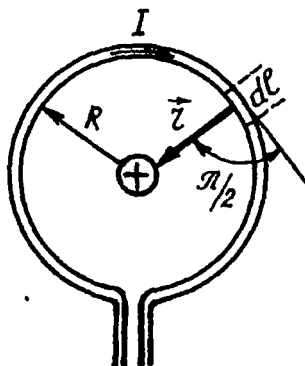
$$d\vec{F}_{12} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_1 I_2}{r_{12}^3} [d\vec{l}_1, \vec{r}_{12}] \quad (11.36)$$

ва

$$dF_{12} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I_1 I_2 dl_1 dl_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2}{r_{12}^2}. \quad (11.36a)$$

Бу ифодалар электростатикадаги Кулон қонуни сингари электромагнетизмнинг асосий тенгламаларидан бири ҳисобланади.

Айланма токли ўтказгич марказидаги магнит майдони (11.18-расм). Бу ҳолда ўтказгичнинг барча элементлари $d\vec{l}$ радиус-вектор \vec{r} га перпендикуляр $\alpha = 90^\circ$, яъни $\sin \alpha = 1$ бўлиб, $r = R$ бўлсин. Шунинг учун ҳам, (11.27) ни қуйидаги кўринишда ёзиб, 0 дан $2\pi R$ оралиқда интеграллаб, айланма ток марказидаги магнит майдони индукцияси B ни аниқлаймиз:



11.18-расм

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} I \int_0^{2\pi R} \frac{dl}{R^2} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2\pi I}{R}.$$

Шундай қилиб, айланма токли ўтказгич марказидаги магнит майдонининг индукцияси B ва кучланганлиги H қуйидагига тенг экан:

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2\pi I}{R}, \quad (11.34)$$

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{2\pi I}{R}. \quad (11.34a)$$

Демак, айланма токли ўтказгич марказидаги магнит майдоннинг индукцияси B ёки кучланганлиги H ўтказгичдан ўтаётган токнинг кучи I га тўғри ва айлананинг радиуси R га тескари пропорционалдир.

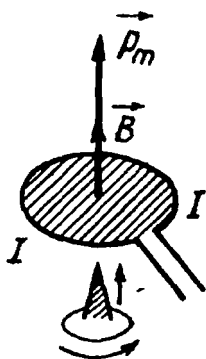
Айлана шаклидаги токли контурнинг магнит моменти

$$P_m = IS = I\pi R^2 = \pi R^2 I \quad (11.35)$$

бўлгани учун (11.34) ва (11.34a) ларни магнит момент орқали ёзиш мумкин:

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2\pi R^2 I}{R^3} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2P_m}{R^3}, \quad (11.36)$$

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{2P_m}{R^3}. \quad (11.36a)$$



11.19-расм

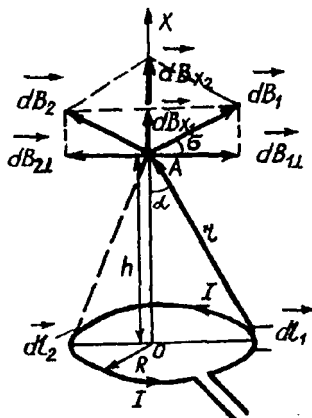
Айланма токли ўтказгич марказидаги магнит майдоннинг индукцияси B , кучланганлиги H ва магнит моменти P_m векторлар ўқи бўйлаб йўналган бўлиб, уларнинг йўналиши юқорида баён қилинган «парма қоидаси» (11.19-расм) асосида аниқланади. Шунинг учун ҳам (11.36) ва (11.36a) ифодаларни вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{R^3}, \quad (11.37)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{R^3}. \quad (11.37a)$$

Айланма токнинг ўқидаги магнит майдон. Энди R радиусли I ток ўтаётган айлана ўтказгич ўқида ётган, айлана текислигидан h масофада жойлашган A нуқтадаги магнит

майдоннинг индукцияси B ни ҳисоблаб чиқайлик (11.20-расм). Айлана ўтказгичнинг Idl – элементар тоқларининг A нуқтада ҳосил қилган магнит майдонининг индукцияси $d\vec{B}$ миқдор жиҳатдан бир хил, йўналишлари эса ҳар хил бўлади. 11.20-расмда айланма тоқнинг диаметрал қарама-қарши жойлашган элементар тоқнинг ҳосил қилган майдонининг $d\vec{B}_1$ ва $d\vec{B}_2$ индукциялари тасвирланган. Элементар тоқлар (Idl) нинг A нуқтадаги индукцияси $d\vec{B}$ нинг қиймати бир хил бўлади, яъни:



11.20-расм

$$dB = dB_1 = dB_2 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha. \quad (11.34)$$

Расмда ўтказгичнинг элементар узунлиги $d\vec{l}$ билан \vec{r} радиус-вектор орасидаги бурчак $(d\vec{l}, \hat{\vec{r}}) = 90^\circ$ бўлгани учун $\sin(d\vec{l}, \hat{\vec{r}}) = 1$ бўлади. У вақтда (11.34) ни

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{Idl}{r^2}. \quad (11.34a)$$

кўринишда ёзиш мумкин. $d\vec{B}_1$ ва $d\vec{B}_2$ векторларни иккита ташкил этувчиларга ажратамиз: OX ўқиға перпендикуляр бўлган $d\vec{B}_{1x}$ ва $d\vec{B}_{2x}$ ҳамда OX ўқи бўйлаб йўналган $d\vec{B}_{1y}$ ва $d\vec{B}_{2y}$ ташкил этувчиларға ажратамиз. Бу векторларнинг модуллари тенг бўлгани учун $d\vec{B}_{1y} = -d\vec{B}_{2y}$ ёки $d\vec{B}_{1y} + d\vec{B}_{2y} = 0$ бўлиб, $d\vec{B}_{1x} = d\vec{B}_{2x}$ ёки $d\vec{B}_{1x} + d\vec{B}_{2x} = dB \sin \alpha$. Бинобарин, OX ўқиға перпендикуляр бўлган $d\vec{B}_1$ ташкил этувчиларнинг йиғиндиси нолға тенг, яъни $\int d\vec{B}_1 = 0$ бўлгани учун A нуқтадаги магнит

майдоннинг натижаловчи индукция вектори \vec{B} нинг модули OX ўқи бўйлаб йўналган $d\vec{B}_x$ ташкил этувчиларнинг йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$B = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2\pi R I}{r^2} \sin \alpha \quad (11.35)$$

Бунда $r = \sqrt{R^2 + h^2}$ ва $\sin \alpha = \frac{R}{r} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + h^2}}$. У вақтда (11.35) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2\pi R^2 I}{r^3} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (11.36)$$

Бу муносабатнинг суратидаги $\pi R^2 I$ ифода контурнинг магнит моменти P_m дан, яъни $P_m = \pi R^2 I$ бўлгани учун (11.36) формула электр диполи ўқидаги электр майдон кучланганлиги учун ёзилган (11.37) ифодага ўхшаш кўринишга эга бўлади.

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2P_m}{r^3} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2P_m}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (11.37)$$

Айланма токнинг ўқидаги \vec{B} ва \vec{P}_m векторларнинг йўналиши мос тушганлиги учун (11.37) ни вектор кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

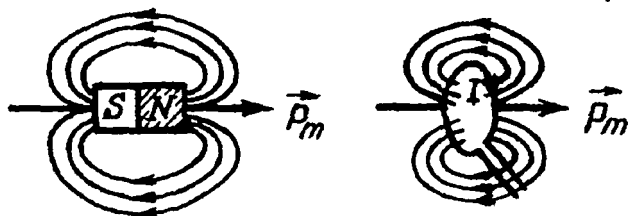
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_m}{r^3} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2\vec{P}_m}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (11.37a)$$

Шундай қилиб, (11.36) ва (11.37a) га асосан айланма токнинг ўқида ётган A нуқтадаги кучланганлик H қуйидагига тенг бўлади:

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{r^3} = \frac{1}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (11.38)$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{2\vec{P}_m}{r^3} = \frac{1}{4\pi} \frac{2\vec{P}_m}{(R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (11.38, a)$$

Диполь электр майдоннинг ўқида ётган нуқтасидаги электр индукция вектори $\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{2\vec{P}_c}{r^3}$ га ўхшаш бўлганлиги учун айланма токни шартли равишда «магнит диполи» деб қабул қилинади. Ҳақиқатан ҳам «магнит диполи» ва доимий магнит майдонларининг индукция чизиқлари 11.21-расмда тасвирлангандек, бир хил кўринишга эга. Бунда «магнит диполи»-нинг шимолий кутби сифатида куч чизиқлари чиқаётган томон олинади, жанубий кутбига эса куч чизиқлар кираётган томони олинади.



11.21-расм

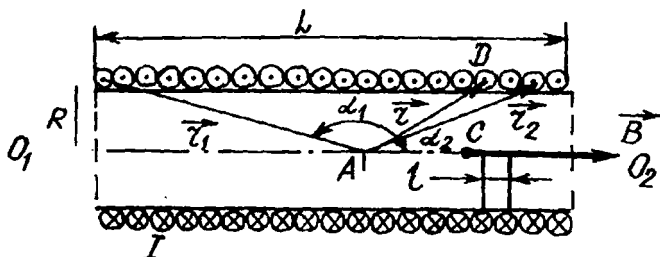
Узунлиги чегараланган соленоид ўқидаги магнит майдони. *Соленоид* деб, марказлари умумий ўқда ётувчи, бир-бири билан кетма-кет уланган N та айланма тоқлардан иборат бўлган спиралсимон ўтказгичга айтилади.

Фараз қилайлик, узунлиги L , ўрамлар сони N , ўрамлар радиуси R бўлган I токли соленоид ўқида ётган A нуқтасидаги индукцияси B ни (11.36) формула асосида ҳисоблаб чиқамиз (11.22-расм). Соленоид dl узунлигига мос келган $dN = \frac{N}{L} dl = n dl$ (бунда n —соленоиднинг узунлик бирлигига тўғри келган ўрамлар сони) ўрамларидан ўтаётган I ток ҳосил қилган магнит майдоннинг A нуқтадаги индукцияси dB (11.37) формулага биноан қуйидагича ифодаланadi:

$$dB = BdN = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi} \cdot \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + h^2)^{3/2}} n dl. \quad (11.39)$$

11.22-расмдаги $\triangle ADC$ дан $l = R \operatorname{ctg} \alpha$ бўлиб, $dl = -\frac{R d\alpha}{\sin^2 \alpha}$ ва $r = \sqrt{R^2 + h^2} = \frac{R}{\sin \alpha}$ эканлигини назарга олиб, (11.39) ни

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2\pi R^2 I}{R^3 \frac{1}{\sin^3 \alpha}} n \left(-R \frac{d\alpha}{\sin^2 \alpha} \right) = -\frac{1}{2} \mu_0 \mu n I \sin \alpha d\alpha \quad (11.39 \text{ a})$$



11.22-расм

кўринишда ёзиш мумкин. Бу ифодадаги ўзгарувчан α соленоиднинг O_1, O_2 ўқи ва \vec{r} радиус-вектор орасидаги бурчак. У соленоиднинг бошланғич ва охири ўрамлари учун мос равишда α_1 ва α_2 қийматларига эга бўлади. Шунинг учун (11.39,а) ни α_1 дан α_2 гача бўлган интервалда интеграллаб, токли соленоиднинг A нуқтасидаги магнит майдон индукцияси B ни топамиз:

$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dB = -\frac{1}{2} \mu_0 \mu n I \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n I (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1).$$

Шундай қилиб, токли соленоид ўқининг ихтиёрий A нуқтасидаги магнит майдонининг индукцияси B ва кучланганлиги H қуйидагига тенг бўлади:

$$B = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n I (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1), \quad \text{бунда } \alpha_2 < \alpha_1. \quad (11.40)$$

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = \frac{In}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1), \quad (11.40 \text{ a})$$

11.22-расмдан кўринадики, бурчак косинуслари қуйидагига тенгдир:

$$\cos \alpha_1 = \frac{l}{\sqrt{R^2 + l^2}}; \cos \alpha_2 = \frac{l-l}{\sqrt{R^2 + (L-l)^2}}. \quad (11.41)$$

(11.40), (11.40 а) ва (11.41) тенгламалардан кўринадики, токли соленоид ўқининг ихтиёрий нуқтасидаги магнит майдонининг индукцияси B ёки кучланганлиги H соленоиднинг узунлик бирлигига мос келган ўрамлар сони n га, токнинг кучи I га, соленоид ўрамларининг радиуси R га, узунлиги L га ва A нуқтанинг ҳолатига боғлиқдир.

Агар текширилаётган A нуқта соленоид ўқининг ўртаси ($l = L/2$) да жойлашган бўлса, бурчак косинуслари

$$\cos \alpha_1 = \frac{L/2}{\sqrt{R^2 + (L/2)^2}} = -\frac{L}{\sqrt{R^2 + L^2}}; \cos \alpha_2 = \frac{L/2}{\sqrt{R^2 + (L/2)^2}} = \frac{L}{\sqrt{R^2 + L^2}}.$$

бўлади. Бу ҳолда, соленоид ўқининг ўртасидаги A нуқтада магнит майдоннинг индукцияси B ва кучланганлиги H максимал қийматга эришади:

$$B_{\max} = \mu_0 \mu \frac{In}{2} \left(\frac{L}{\sqrt{4R^2 + L^2}} + \frac{L}{\sqrt{4R^2 + L^2}} \right) = \mu_0 \mu In \frac{L}{\sqrt{R^2 + L^2}}, \quad (11.42)$$

$$H_{\max} = \frac{B_{\max}}{\mu_0 \mu} = In \frac{L}{\sqrt{4R^2 + L^2}}. \quad (11.42a)$$

Агар соленоиднинг узунлиги ўрамлар радиусидан жуда катта ($L \gg R$) бўлса, соленоидни чексиз узун деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда соленоид ўқидаги ихтиёрий нуқталар учун $\alpha_1 = \pi$ ва $\alpha_2 = 0$ бўлади. Натижада, (11.40) ва (11.40a) формулага биноан, чексиз узун соленоид ўқидаги магнит майдоннинг индукцияси B ва кучланганлиги H қуйидагига тенг бўлади:

$$B = \mu_0 \mu \frac{In}{2} (\cos 0^\circ - \cos \pi) = \mu_0 \mu In; \quad (11.43)$$

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} = In. \quad (11.43a)$$

Бундан чексиз узун соленоиднинг магнит майдони бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) бўлади. Шунинг учун ҳам, (11.43) ва (11.43a) формулалар соленоид ичидаги ихтиёрий нуқта учун ўринлидир.

Агар A нуқта соленоиднинг учларидан бирида жойлашган бўлса, 11.22-расмдан кўринадики, $\alpha_1 = \frac{\pi}{2}$ ва $\alpha_2 = 0$ (чап учи) ёки $\alpha_2 = \pi$ ва $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$ (ўнг учи) бўлади. Бу хусусий ҳолда (11.40) ва (11.40а) формулалардан токли узун соленоиднинг бир учигаги магнит майдоннинг индукцияси B ва кучланганлиги H қуйидагича бўлади:

$$B = \mu_0 \mu \frac{In}{2} \text{ ва } H = \frac{In}{2}. \quad (11.44)$$

Токли соленоиднинг магнит моменти. Токли соленоиднинг магнит моменти \vec{P}_m ҳар бир ўрамли магнит моментларининг геометрик йиғиндисига тенгдир. Барча ўрамларидаги тоқларнинг кучи бир хил, ўрамлар кесим юзлари ўзаро тенг ва ўрамларнинг ўқлари соленоид ўқи билан мос тушади. Шунинг учун ҳам токли соленоиднинг магнит моменти векторининг сон қиймати

$$\vec{P}_m = NIS = nL \cdot IS, \quad (11.45)$$

бўлади, бунда S —ўрамларининг кесим юзи, $N = nL$ —соленоиддаги умумий ўрамлар сони.

Ҳаракатдаги заряднинг магнит моменти. Юқоридаги А. Ф. Иоффе тажрибасидан маълум бўлдики, ҳаракатланаётган заряд агрофида ўзгармас токнинг магнит майдони сингари майдон ҳосил бўлар экан. Бу майдоннинг индукцияси B_q ва кучланганлиги H_q ни Био-Савар-Лаплас қонунининг:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} \quad (11.46)$$

математик ифодасидан осонгина аниқланган. Бунинг учун ток кучи I нинг заррачанинг элементар заряди q орқали (11.9) ифодасини (11.36) га қўйилса:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{q \cdot dN}{dt} \cdot \frac{I[d\vec{l}, \vec{r}]}{r^3} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{q \cdot dN}{r^3} \left[\frac{d\vec{l}}{dt}, \vec{r} \right], \quad \text{бунда } \frac{d\vec{l}}{dt} = \vec{v}$$

бўлгани учун $d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} q dN \frac{[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}$. Бундан \vec{v} тезлик билан ҳаракатланаётган q элементар заряднинг ҳосил қилган магнит майдон индукцияси \vec{B}_q ва кучланганлиги H_q қуйидагича кўринишда бўлади:

$$\vec{B}_q = \frac{d\vec{B}}{dN} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{q[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (11.47)$$

$$H_q = \frac{B_q}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{4\pi} \frac{q[\vec{v}, \vec{r}]}{r^3}. \quad (11.47a)$$

Бу муносабатлар скаляр кўринишда ёзилса:

$$B_q = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{qv}{r^2} \sin(\vec{v}, \wedge \vec{r}), \quad (11.48)$$

$$H_q = \frac{1}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \sin(\vec{v}, \wedge \vec{r}). \quad (11.48a)$$

Шундай қилиб, ҳаракатланаётган заряд ҳосил қилган магнит майдонининг бирор нуқтасидаги индукцияси B_q ёки кучланганлиги H_q , заряднинг катталиги q га, унинг ҳаракат тезлиги v га, тезлик билан радиус-вектор орасидаги бурчакнинг синусига тўғри ва заряддан нуқтагача бўлган масофа r нинг квадратига тесқари пропорционалдир.

Магнит майдоннинг индукцияси B_q ва кучланганлиги H_q тезлик \vec{v} ва радиус-вектор \vec{r} орасидаги бурчакка боғлиқ:

$(\vec{v}, \wedge \vec{r}) = 90^\circ$ бўлса, B_q ва H_q максимал қийматга;

$(\vec{v}, \wedge \vec{r}) = 0^\circ$ бўлса, $B_q = 0$, $H_q = 0$ бўлади.

Шуни қайд қилиш керакки, ҳаракатланаётган заряднинг магнит майдони носимметрик майдон бўлиб, тинч турган заряднинг электростатик майдони эса симметрик майдондир.

11.5. МАГНИТ МАЙДОН КУЧЛАНГАНЛИК ВЕКТОРИНИНГ ЭПИҚ КОНТУР БЎЙИЧА ЦИРКУЛЯЦИЯСИ (ТЎЛИҚ ТОҚ ҚОНУНИ)

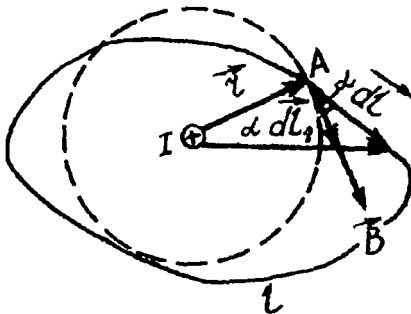
Электростатикадан маълумки, электростатик майдон кучланганлик вектори \vec{E} нинг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг:

$$\oint_e (\vec{E}, d\vec{l}) = 0 \quad (11.49)$$

Бу муносабат электростатик майдон потенциал майдон эканлигини ифодалайди.

Магнит майдон қандай хусусиятга эга эканлигини аниқлаш учун ток ҳосил қилган магнит майдон кучланганлик векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси $\oint (\vec{E}, d\vec{l})$ ни

ҳисоблаб чиқамиз. Хусусий ҳолда I ток ўтаётган чексиз учун тўғри ўтказгич атропоидаги магнит майдонни қараб чиқамиз (11.23-расм). Бунинг учун, тўғри токнинг атропоида ихтиёрий кўринишдаги l ёпиқ контурнинг айланиш йўналиши парма қоидаси билан аниқланган ток магнит майдон куч чизиқларининг йўналиши билан мос тушади. Контур элементи $d\vec{l}$ жойлашган нуқтадаги \vec{H} магнит майдоннинг кучланганлиги \vec{H} бўлсин. У вақтда 11.23-расмдан қуйидагини ёзиш мумкин:



11.23-расм

$$(\vec{H}, d\vec{l}) = H dl \cos(\vec{H}, \hat{d\vec{l}}) = H dl_1. \quad (11.50)$$

бунда $dl_1 = dl \cos(\vec{H}, \hat{d\vec{l}})$ – контурнинг элементар узунлиги

$d\vec{l}$ нинг \vec{H} йўналишига проекцияси бўлиб, уни айлананинг элементар ёйи билан алмаштириш мумкин, яъни: $dl_1 = r d\alpha$, бунада $d\alpha$ – контур элементи dl_1 нинг марказий бурчаги. Бу dl_1 қийматини ва (11.34а) дан $H = \frac{I}{2\pi r}$ ни (11.50)га қўйиб,

$$(\vec{H} \cdot d\vec{l}) = H dl \cos(\vec{H}, \hat{d\vec{l}}) = \frac{I}{2\pi r} r d\alpha = \frac{I}{2\pi} d\alpha \text{ ни оламиз.}$$

Бунада α бурчак 0 дан 2π гача ўзгаришини назарга олиб, уни интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_0^{2\pi} \frac{I}{2\pi} d\alpha = \frac{I}{2\pi} 2\pi = I.$$

Демак,

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I. \quad (11.51)$$

Шундай қилиб, қуйидаги натижа келиб чиқади: *ток ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги векторининг ихтиёрий контур бўйича циркуляцияси контур ичидан ўтаётган токка тенгдир.*

Умумий ҳолда I_1, I_2, \dots, I_n тоқлар ҳосил қилган магнит майдонининг натижавий кучланганлик вектори H суперпозиция принципига биноан ҳар бир тоқлар мустақил ҳосил қилган магнит майдон кучланганликлари $\vec{H}_1, \vec{H}_2, \dots, \vec{H}_n$ нинг геометрик йиғиндисига тенг:

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \dots + \vec{H}_n = \sum_{i=1}^n \vec{H}_i. \quad (11.52)$$

У вақтда H векторнинг ихтиёрий L ёпиқ контур бўйича циркуляцияси:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \oint_e \left(\sum_{i=1}^n \vec{H}_i \cdot d\vec{l} \right) = \oint_e \sum_{i=1}^n (\vec{H}_i \cdot d\vec{l}) = \sum_{i=1}^n \oint_e (\vec{H}_i \cdot d\vec{l})$$

Бу тенгликнинг ўнг томонидаги $\oint_e (\vec{H}_i \cdot d\vec{l})$ ни (11.51) га биноан I_i билан алмаштириш мумкин, яъни:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \sum_{i=1}^n I_i \quad (11.53)$$

Бунда i индекс контур ичидан ўтувчи тоқларга тегишлидир. (11.53) формулага тўлиқ ток қонунининг математик ифодаси дейилиб, у бундай таърифланади:

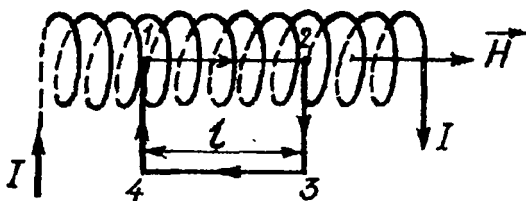
Тоқлар ҳосил қилган магнит майдони кучланганлик векторининг ихтиёрий ёпиқ контур бўйича циркуляцияси шу контур ичидан ўтаётган тоқларнинг алгебраик йиғиндисига, яъни тўлиқ токка тенгдир.

Бу қонун (11.53) да токнинг ишорасини аниқлашда парма қондасидан фойдаланилади, яъни парманинг дастаси контурнинг айланиш йўналишида буралганда парманинг илгариланма ҳаракати мусбат токнинг йўналишини кўрсатади. Тескари йўналишдаги ток эса манфий ишора билан олинади.

Электрдаш маълумки, электростатик майдон кучланганлик векторининг контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлганлиги учун у потенциал майдон бўлиб, уни Φ потенциал билан тавсифлаш мумкин эди. Магнит майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлганлиги учун бундай майдон ноопотенциал, яъни уюрмали майдондан иборат.

Электростатик майдоннинг кучланганлик чизиқлари заряддан бошланиб, зарядда тугайди, магнит майдон куч чизиқлари эса ҳар доим ёпиқ чизиқдан иборат бўлади. Бу эса табиатда магнит зарядларининг мавжуд эмаслигини кўрсатади.

1°. Тўлиқ ток қонунининг татбиқи. Тўлиқ ток қонуни, кўпчилик хусусий ҳолларда магнит майдонининг кучланганлигини осонгина топишга имкон беради.



11.24-расм

1. Чексиз учун токли соленоид магнит майдонининг кучланганлиги. Фараз қилайлик, соленоид цилиндрик қаркаста ўралган симлардан ташкил топган бўлсин (11.24-расм). Токли соленоид ўзи ҳосил қилган магнит майдонни жиҳатидан умумий ўққа эга бўлган айланма тоқлар системасига эквивалентдир. Унинг магнит майдон кучланганлигини ҳисоблаш учун, тўғри бурчакли 1-2-3-4 контурни ажратиб оламиз, шу контур бўйича магнит майдон кучланганлик векторининг циркуляциясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint_c (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_1 (\vec{H} \cdot d\vec{l}) + \int_2 (\vec{H} \cdot d\vec{l}) + \int_3 (\vec{H} \cdot d\vec{l}) + \int_4 (\vec{H} \cdot d\vec{l}) \quad (11.54)$$

ёки

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_1^2 H dl \cos \alpha_1 + \int_2^3 H dl \cos \alpha_2 + \int_3^4 H dl \cos \alpha_3 + \int_4^1 H dl \cos \alpha_4 \quad (11.54a)$$

Бу ифоданинг тўртта интегралидан иккинчи ($\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$) ва тўрттинчи ($\alpha_4 = \frac{3}{4}\pi$) си нолга тенг, чунки $\cos \alpha_2 = 0$, $\cos \alpha_4 = 0$ бўлади. Учинчи интеграл эса соленоиддан ташқи қисмга (бу ерда майдон кучланганлиги $H = 0$) тегишли бўлгани учун у ҳам нолга тенгдир. Шунинг учун ҳам (11.54a) ифодалан:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_1^2 H dl = Hl, \quad (11.55)$$

бу ерда H —соленоид ўқининг 1-2 қисмидаги магнит майдоннинг кучланганлиги, l —шу қисмининг узунлиги.

Иккинчи томондан тўлиқ ток қонунига биноан магнит майдон кучланганлик векторининг ёпиқ (1-2-3-4) контур бўйича циркуляцияси шу контур ичидан ўтувчи тўлиқ токка, яъни тоқларнинг йиғиндиси NI га тенгдир (бунда, N —контур ичидаги тоқлар сони) яъни:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = NI. \quad (11.55a)$$

Шундай қилиб, (11.55) ва (11.55a) асосида қуйидаги келиб чиқади:

$$Hl = NI. \quad (11.56)$$

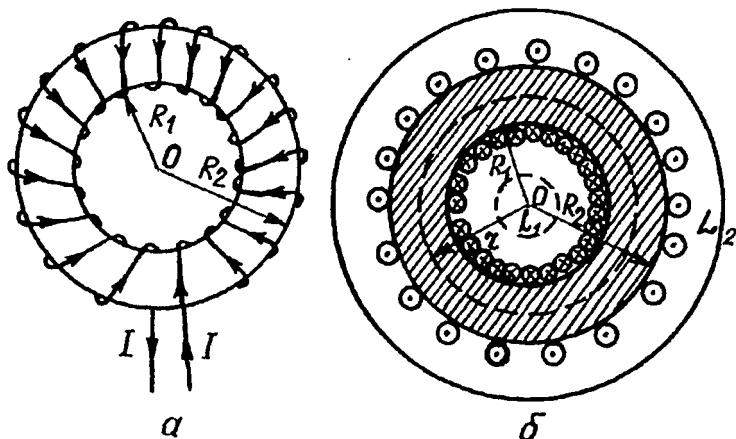
Бундан:

$$H = I \frac{N}{l} = In. \quad (11.56)$$

бу ерда, $n = \frac{N}{l}$ —соленоиднинг бирлик узунлигига мос келган ўрамлар сони, I —соленоиддаги токнинг кучи. Бундан кўринадики, юқорида Био-Савар-Лаплас қонуни асосида анча қийинчилик билан чиқарилган (11.56) ифодани тўлиқ ток қонуни асосида осонгина олинади.

2. Тороид ўқидаги магнит майдон кучланганлиги. Тороид деб, марказлари айлана бўйлаб жойлашган бир хилдаги айланма тоқлар системасига айтилади (11.26а- расм). Тоқли тороиднинг магнит майдони фақат унинг ўзагида мужас-самлашган бўлиб, ташқи қисмида мавжуд бўлмайди.

Тоқли тороиднинг магнит майдонини ҳисоблаш форму-ласини келтириб чиқариш учун, фараз қилайлик, ўрам-лардаги тоқнинг кучи I , ўрамлар сони N ва тороид ўзак кесимининг ички ва ташқи радиусларини R_1 ва R_2 билан белгилаймиз (11.25-расм). Симметрия мулоҳазаларига биноан магнит майдоннинг куч чизиқлари симметрик айланма ёпиқ чизиқлардан иборат бўлиб, уларнинг марказлари тороид маркази O нуқтадан тороид текислигига тик равишда ўтган ўқда ётади. Бинобарин, битта куч чизиқларидаги магнит майдоннинг кучланганлиги H ҳам бир хил бўлиши керак. Шунинг учун, бирор r радиусли айлана бўйлаб магнит майдон кучланганлиги вектори \vec{H} нинг циркуляцияси қуйидагига тенг:



11.25-расм

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_0^{2\pi} H dl = H \int_0^{2\pi} dl = 2\pi H r. \quad (11.57)$$

Тўлиқ ток қонунига биноан, айлананинг ҳолати, яъни r радиусига қараб магнит майдон кучланганлигининг цирку-ляцияси қуйидагига тенг бўлиши мумкин:

Агар $r < R_1$ бўлса, r радиусли I_1 айлана ичидан ток ўтмайди (11.256-расм), бинобарин $\sum_{i=1}^N I_i = 0$ бўлиб, (11.57) бу ҳолда нолга тенг бўлади:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = 2\pi Hr = 0 \text{ яъни: } H = 0. \quad (11.57a)$$

Агар $r > R_2$ бўлганда ҳам r радиусли I_2 айлана ичидан I токли $2N$ ўрам ўтади. 11.7-расмдан кўринадики, N та ўрамда ток бир томонга йўналган бўлиб, қолган N ўрамда эса қарама-қарши томонга йўналгани учун айлана ичидан ўтаётган тўлиқ ток яна нолга тенг бўлади, яъни:

$$\sum_{i=1}^{2N} I_i = \sum_{i=1}^{1N} (+I_i) + \sum_{i=1}^N (-I_i) = 0.$$

Бу ҳолда (11.57) қуйидагига тенг бўлади:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = 2\pi Hr = 0, \text{ яъни } H = 0 \quad (11.57b)$$

Шундай қилиб, токли тороид ўзагидан ташқарисиди магнит майдони мавжуд бўлмаслиги келиб чиқади.

Токли тороиднинг магнит майдони унинг ўзагида ($R_1 \leq r \leq R_2$) мужассамлашганлиги учун тороид ичидаги I айлана ичидан I токли N ўрам ўтади. Шунинг учун бу ҳолда (11.57) қуйидагига тенг бўлади:

$$\oint_e (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = 2\pi Hr = NI. \quad (11.58)$$

Бундан:

$$H = \frac{IN}{2\pi r}. \quad (11.59)$$

Шундай қилиб, тороид ичидаги магнит майдон кучланганлиги 0 марказдан узоқлашган сари максимал қийматдан минимал қийматгача ўзгаради, яъни:

$$H_{\max} = \frac{IN}{2\pi R_1} \text{ ва } H_{\min} = \frac{IN}{2\pi R_2} = \frac{IN}{2\pi(R_1+d)}, \quad (11.59a)$$

бунда, d —тороиддаги ўрамнинг диаметри тороиднинг магнит майдони ўқидаги $\left(r = R_{\text{ўрм}} = \frac{R_1 + R_2}{2} \right)$ магнит майдон кучланганлиги билан тавсифланади:

$$H_{\text{ўрм}} = I \frac{N}{2\pi R_{\text{ўрм}}} = In, \quad (11.596)$$

бунда: n —тороид ўзак ўқининг узунлигига мос келган ўрамлар сони.

Агар $l \gg d$ бўлса, тороид чексиз соленоидга айланиб, ўзагидаги магнит майдони бир жинсли майдонга айланиб қолади.

11.6. МАГНИТ ИНДУКЦИЯ ОҚИМИ. МАГНИТ ЗАНЖИРИ

Магнит индукция оқими. Маълумки, магнит куч чизиқлари ёрдами билан майдоннинг йўналишини тасвирлашгина эмас, балки майдон индукцияси B нинг катталигини ҳам ифодалаш мумкин. Магнит майдоннинг берилган нуқтасидаги вектори \vec{B} миқдор жиҳатдан бир бирлик юзадан тик равишда ўтаётган куч чизиқларининг сонига, яъни куч чизиқларининг сирт зичлигига тенг бўлган физик катталиқдир. Шунинг учун, магнит майдоннинг индукцияси катта бўлган жойда куч чизиқлари зич жойлашган бўлади, аксинча, майдоннинг индукцияси кичик бўлган жойда эса куч чизиқлари сийрак жойлашади.

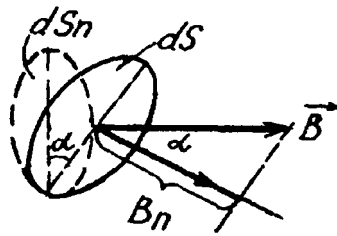
Шундай қилиб, куч чизиқларининг қалин-сийраклиги магнит майдон индукцияси векторининг катталигини ифодаласа, куч чизиқларининг йўналиши эса индукция векторининг йўналишини кўрсатади.

Индукцияси турли нуқталарда ҳар хил бўлган магнит майдонига бир жинсли бўлмаган майдон дейилади. Жумладан, тўғри ва айланма ток ҳосил қилган магнит майдони, токли қисқа узунликдаги соленоиднинг ташқарисидаги майдон, доимий магнитнинг майдони ва шу кабилар бир жинсли бўлмаган майдондир.

Индукцияси ҳамма нуқталарда бир хил бўлган магнит майдонга бир жинсли майдон деб аталади. Бундай майдонга чексиз узун токли соленоид ҳосил қилган магнит майдони мисол бўла олади.

Берилган юзадан ўтаётган магнит куч чизиқлари сони магнит индукция оқими ёки қисқача магнит оқими деб аталувчи скаляр физик катталик билан тавсифланади.

Берилган элементар ds юза орқали ўтаётган магнит индукция векторининг оқими (магнит оқими) деб, элементар юзача нормал \vec{n} нинг йўналишидаги \vec{B} нинг проекцияси B_n ни ds юзачага кўпайтмасига тенг физик катталиқка айтилади (11.26-расм), яъни:



11.26-расм

$$d\Phi = B_n dS = B dS \cos(\vec{B}, \hat{n}) = B dS_n = (\vec{B} \cdot d\vec{S}), \quad (11.60)$$

бунда ds_n —элементар ds юзанинг \vec{B} нинг йўналишига тик йўналиш бўйича проекцияси, $d\vec{S} = nds$ —элементар юза ds нинг вектори. Бу ифода S бўйича интегралланса, S —юза орқали ўтувчи магнит оқими Φ келиб чиқади:

$$\Phi = \int_s B_n dS = \int_s B dS_n = \int_s (\vec{B} \cdot d\vec{S}). \quad (11.61)$$

Агар майдон бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) бўлиб, S юза ясси ва куч чизиқларига тик жойлашган бўлса, (11.61) қуйидаги кўринишга келади:

$$\Phi = BS. \quad (11.61a)$$

Магнит оқими СИда веббер (Вб) ларда ўлчанади.

Магнит майдони учун Остроградский-Гаусс теоремаси. Ихтиёрий ёпиқ сирт орқали ўтувчи магнит оқими нолга тенг, яъни:

$$\int_s (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = \int_s B_n dS = \int_s B dS_n = 0. \quad (11.62)$$

Бу теорема, табиатда магнит «зарядларининг» мавжуд эмаслигини тасдиқловчи математик ифодадир.

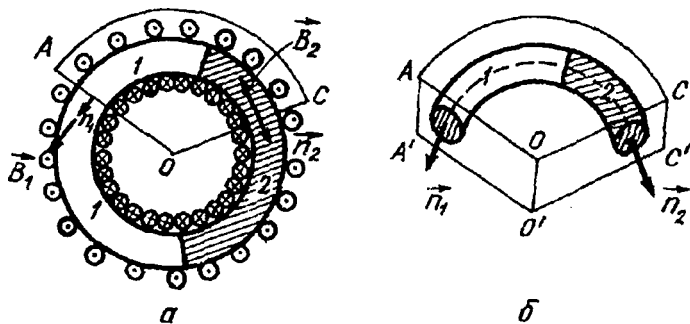
Маълумки магнит майдон индукция чизиқлари ҳамма вақт ёпиқ бўлгани учун ихтиёрий ёпиқ сиртга кирувчи индукция чизиқлари (Φ_1), ундан чиқаётган индукция чизиқлари (Φ_2) га тенг бўлиб, ёпиқ сиртдан чиқаётган тўлиқ индукция чизиқлари, яъни магнит оқими нолга тенг бўлади. Бу хулоса (11.62) ифоданинг мантикий исботидан иборатдир.

Магнит занжири қонунлари. *Магнит занжири деб, магнит майдонлари мужассамлашган фазо қисмларига айтилади.* Жумладан, токли тороид ва чексиз узун токли соленоид ҳосил бўлган магнит майдони энг содда магнит занжири бўлади. Қўлланишига қараб, магнит занжири нисбий магнит сингдирувчанлиги μ ҳар хил моддалардан ясаллади. Кўпинча бу мақсадда ўзак сифатида темир ишлатилади.

Электрдан фарқли равишда ўрамлардаги тоқларга, яъни IN —ампер ўрамлар магнит занжирининг манбаи ҳисобланади. Магнит занжирининг асосий қисмлари ҳисобланадиган электр машиналар ва кўпчилик электр қурилмалар (трансформаторлар, электромагнитлар ва шу кабилар)ни ҳисоблаш катта амалий аҳамиятга эгадир.

Ҳар қандай магнит занжирини тўлиқ ток қонуни (11.53) ва Остроградский—Гаусс теоремаси (11.60) асосида осонгина ҳисобланади.

Мисол тариқасида 11.27а-расмда тасвирланган тороид магнит майдонини ҳисоблаб чиқамиз. Фараз қилайлик,



11.27-расм

тороиднинг ўзаги нисбий магнит сингдирувчанлиги μ_1 ва μ_2 , узунлиги l_1 ва l_2 бўлган 1 ва 2 қисмдан иборат бўлсин.

Остроградский—Гаусс теоремаси асосида токли тороиднинг ҳар хил моддалардан ясалган ўзагида магнит майдон индукцияси B нинг қиймати бир хил бўлишини осонгина исботлаш мумкин. Бунинг учун, 11.27б-расмда кўрсатилгандек, икки хил моддали тороид ўзагининг қисмини ёпиқ, $AOCC'O'C'$ цилиндрик сектор билан ўраб оламиз. У вақтда бу ёпиқ сиртдан чиқаётган магнит индукция оқими (11.62) га асосан полга тенгдир, яъни:

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (11.63)$$

У вақтда, ёпиқ цилиндрик секторнинг фақат $AOO'A'$ ва $COCC'$ радиал S_1 ва S_2 сиртлар орқали ўтаётган магнит оқимлари Φ_1 ва Φ_2 қуйидагига тенг бўлади:

$$\begin{cases} \Phi_1 = \int_{S_1} B_n dS = \int_{S_1} B_1 dS \cos(\hat{B}_1, \hat{n}_1) = B_1 S_1 \\ \Phi_2 = \int_{S_2} B_n dS = \int_{S_2} B_2 dS \cos(\hat{B}_2, \hat{n}_2) = B_2 S_2. \end{cases} \quad (11.64)$$

бунда $(\hat{B}_1, \hat{n}_1) = 0^\circ$ ва $(\hat{B}_2, \hat{n}_2) = \pi$. Бу ифодани (11.63)

га асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Phi_1 + \Phi_2 = 0 \text{ ёки } \Phi_1 = -\Phi_2. \quad (11.65)$$

(11.64) дан Φ_1 ва Φ_2 ларнинг ифодаларини (11.65) га қўйиб, $S_1 = S_2 = S$ эканлиги назарга олинса, $B_1 = B_2$ келиб чиқали. Бинобарин, бир жишли бўлмаган тороид ўзагининг ихтиёрый кесим юзасида магнит индукцияси B бир хил бўлади. Шунинг учун ҳам бундан кейин ўзак орқали ўтаётган магнит оқими умумий кўринишда қуйидагича бўлади:

$$\Phi = B \cdot S. \quad (11.66)$$

Токли тороид ўқидаги магнит майдоннинг индукцияси B ни тўлиқ ток қонуни (11.53) дан фойдаланиб топамиз. Бунда ёпиқ контур сифатида тороиднинг ёпиқ ўзак ўқи l ни оламиз (11.27-расм), яъни:

$$\oint_l (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_{l_1} H_1 dl + \int_{l_2} H_2 dl = H_1 l_1 + H_2 l_2, \quad (11.67)$$

бунда l_1 ва l_2 — магнит занжири биринчи ва иккинчи қисмларининг узунликлари. Иккинчидан, тўлиқ ток қонуни (11.53) га асосан (11.67) нинг чап томони l ёпиқ контур ичидан ўтаётган тўлиқ ток NI га тенгдир, яъни:

$$H_1 l_1 + H_2 l_2 = NI. \quad (11.67, a)$$

Бу ерда: I —ток кучи, N —тороид чулғамидаги сони, H_1 ва H_2 ни В орқали ифодалаймиз:

$$H_1 = \frac{B}{\mu_0 \mu_1}; \quad H_2 = \frac{B}{\mu_0 \mu_2},$$

Бу H_1 ва H_2 ning ифодаларини (11.67a) га қўйиб, ундан В ни топамиз:

$$\frac{Bl_1}{\mu_0 \mu_1} + B \frac{Bl_2}{\mu_0 \mu_2} = IN,$$

ёки (11.68)

$$B = \frac{IN}{\frac{l_1}{\mu_0 \mu_1} + \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2}}.$$

Буни (11.66) га қўйилса, тороид ўзаги орқали ўтувчи магнит индукция оқими Φ ning қуйидаги ифодаси келиб чиқади:

$$\Phi = BS = \frac{IN}{\frac{1}{\mu_0 \mu_1} \frac{l_1}{S} + \frac{1}{\mu_0 \mu_2} \frac{l_2}{S}}. \quad (11.69)$$

Магнит занжири учун ёзилган бу муносабат ўзининг кўриниши билан электр занжири учун Ом қонунининг математик ифодаси $I = \frac{\mathcal{E}}{R}$ га ўхшаш бўлганлигидан, уни яна қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Phi = \frac{IN}{\frac{1}{\mu_0 \mu_1} \frac{l_1}{S} + \frac{1}{\mu_0 \mu_2} \frac{l_2}{S}} = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m} \quad (11.70)$$

бунда \mathcal{E}_m —магнит юритувчи куч, R_m —занжирнинг тўлиқ магнит қаршилиги дейилиб, улар қуйидаги кўринишга эга:

$$\mathcal{E}_m = IN; \quad R_m = \frac{1}{\mu_0 \mu_1} \cdot \frac{l_1}{S} + \frac{1}{\mu_0 \mu_2} \frac{l_2}{S} \quad (11.70, a)$$

Шундай қилиб, магнит занжири учун ёзилган (11.70) муносабатга Гопкинсон формуласи дейилади ва у бундай таърифланади.

Ёпиқ магнит занжиридан ўтаётган магнит оқими Φ занжирдаги магнит электр юритувчи куч \mathcal{E}_m га тўғри ва занжирнинг тўлиқ магнит қаршилиги R_m га тескари пропорционал дир.

Агар магнит занжири бир қисмининг узунлиги l ва кўндаланг кесими S , нисбий магнит сингдирувчанлиги μ бўлса, унинг магнит қаршилиги R_m қуйидаги кўринишга келади:

$$R_m = \frac{1}{\mu_0 \mu} \cdot \frac{l}{S}. \quad (11.71)$$

Агар магнит занжирининг узунлиги ўзгарувчан бўлса, унинг магнит қаршилиги R_m ни интеграллаб ҳисобланади:

$$R_m = \int_0^l \frac{1}{\mu_0 \mu} \cdot \frac{1}{S} dl \quad (11.71 \text{ a})$$

Ўзаро кетма-кет ва параллел уланган магнит занжирининг умумий қаршилиги худди электрдагидек ҳисобланади.

Кетма-кет уланганда:

$$R_{m_{\text{KK}}} = R_{m_1} + R_{m_2} + \dots + R_{m_n} = \sum_{i=1}^n R_{m_i}. \quad (11.72)$$

Параллел уланганда:

$$\frac{1}{R_{m_{\text{пар}}}} = \frac{1}{R_{m_1}} + \frac{1}{R_{m_2}} + \dots + \frac{1}{R_{m_n}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_{m_i}}. \quad (11.72 \text{ a})$$

Кирхгоф қоидалари. Тармоқланган магнит занжирлари учун ҳам Кирхгофнинг қуйидаги икки қоидаси ўринлидир:

Кирхгофнинг биринчи қоидаси: *магнит занжирининг тугунида учрашган магнит оқимларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг;*

$$\sum_{i=1}^n \Phi_i = 0. \quad (11.73)$$

Бунда оқим тугунга келаётган бўлса мусбат ишора билан, тугундан кетаётгани эса манфий ишора билан олинади.

Кирхгофнинг иккинчи қоидаси: *тармоқланган магнит занжирнинг ихтиёрий ёпиқ контури қисмларидан ўтаётган магнит оқимининг мос равишда магнит қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси шу контурдаги магнит юритувчи кучларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:*

$$\sum_{i=1}^n \Phi_i R_{m_i} = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_{m_i}, \quad (11.74)$$

бунда n —ёпиқ контур қисмлар сони. Агар магнит оқими Φ нинг ва магнит юритувчи куч \mathcal{E}_m нинг йўналиши контурнинг айланишига мос тушса, улар мусбат ишора билан, қарама-қарши бўлганда эса манфий ишора билан олинади.

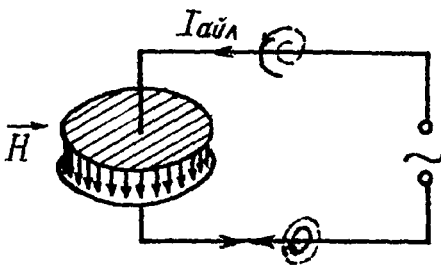
ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Эрстед тажрибасини тушунтириб беринг.
2. «Синув контури» деб нимага айтилади?
3. Контурнинг магнит моменти деб нимага айтилади?
4. Магнит майдоннинг бирор нуқтасидаги индукция вектори деб нимага айтилади ва СИ ўлчов бирлиги қандай?
5. Магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги ўзаро қандай боғланган?
6. Магнит майдон куч чизиқлари деб нимага айтилади ва у қандай йўналган? Куч чизиқларининг йўналишини ифодаловчи «парма қондаси» таърифлансин.
7. Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсир кучи—Ампер кучини таърифланг.
8. Магнит майдоннинг ҳаракатдаги зарядга таъсир қилувчи куч—Лоренц кучини таърифланг.
9. Зарядли заррачалар тезлатгичлари: циклотрон, фазатрон, синхротрон, синхрофазотрон ва бетатронларнинг тузилиши ва ишлаш принципини тушунтириб беринг.
10. Холл эффекти деб қандай ҳодисага айтилади ва унинг математик ифодаси қандай?
11. Био-Савар-Лаплас қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг.
12. Узунлиги чегараланган ва чексиз узун токли ўтказгич ҳамда айлана ток маркази ва ўқидаги магнит майдоннинг индукцияси ва кучланганлигини ҳисоблаш формулалари ёзилсин.
13. Параллел тоқларнинг ва икки элсментар токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсир кучи ифодаси ёзилсин.
14. Ток кучининг ўлчов бирлиги—ампер (А) таърифлансин.
15. Ҳаракатдаги заряднинг ҳосил қилган магнит майдоннинг индукцияси ва кучланганлигини ифодаловчи формулалар ёзилсин.
16. Тўлиқ ток қонуни таърифлансин ва формуласи ёзилсин.
17. Магнит майдони учун Остроградский-Гаусс теоремаси таърифлансин.
18. Магнит занжири деб нимага айтилади?
19. Магнит юритувчи куч ва занжирнинг магнит қаршилигини ифодаловчи формулалар ёзилсин.
20. Ёпиқ магнит занжири учун Гопкинсон формуласи ёзилсин ва таърифлансин.
21. Магнит қаршилиқларни улаш турлари қандай?
22. Тармоқланган магнит занжири учун Кирхгофнинг биринчи ва иккинчи қоидалари таърифлансин.

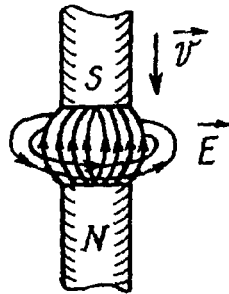
ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

12.1. ФАРАДЕЙНИНГ ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ ҚОНУНИ

Электромагнит майдон ҳақида тушунча. Магнит майдон ва унга нисбатан қўзғалмай турган электр заряд ўзаро бир-бири билан таъсирлашмайди. Бироқ электр заряди магнит майдонига нисбатан ҳаракатланган заҳотиёқ улар орасида ўзаро таъсир пайдо бўлади. Магнит майдоннинг ҳаракатланаётган зарядга таъсир кучи Лоренц формуласи билан, токка таъсир кучи эса Ампер формуласи билан аниқланади. Бундай таъсир магнит майдон билан ҳаракатланаётган заряднинг ёки токнинг атрофида ҳосил бўлган магнит майдонларнинг ўзаро таъсиридир. Электромагнит майдоннинг куч чизиқлари заряд ёки токнинг ҳаракат йўналишини концентрик айланалар кўришишида ўраб олган бўлади. Қасрда электр майдон кучланганлигининг ўзгариши рўй берса, ўша ерда шу заҳотиёқ магнит майдон пайдо бўлади. Масалан, ҳаво конденсаторидан ўзгарувчан ток ўтаётганда, ток ўтаётган ўтказгич атрофида ҳам, конденсатор қопламалари орасида ҳам магнит майдон ҳосил бўлади (12.1-расм). Электр майдоннинг ўзгариши тўхтаганда, яъни у электростатик майдонга айланганида бу магнит майдон йўқолади.



12.1-расм



12.2-расм

Баён қилинган бу далиллар электр майдон магнит майдонни вужудга келтирар экан, электр майдон ҳам ўз навбатида бевосита зарядлар туфайли эмас, балки магнит майдоннинг ўзгаришидан вужудга келишини ифодалайди. Магнит майдон ўзгариши туфайли индукцияланган электр куч чизиқларининг боши ва охири бўлмайди, яъни улар зарядларга боғлиқ эмас, индукцияланган электр куч

чизиқлари ўзгарувчан магнит куч чизиқларини уярма кўринишида ўраб олади. Жумладан, 12.2-расмда тасвирлангандек, доимий магнит кутблари яқинлаштирилганда, улар орасидаги фазода уярма кўринишида электр куч чизиқлари индукцияланади.

Магнит майдоннинг ўзгаришидан ҳосил бўладиган электр майдонга электромагнит майдон дейилади. Электромагнит майдонда электр кучлар магнит кучлар билан узвий боғланган ва улар фазонинг ихтиёрий нуқтасида магнит кучларининг ўзгаришида вужудга келади.

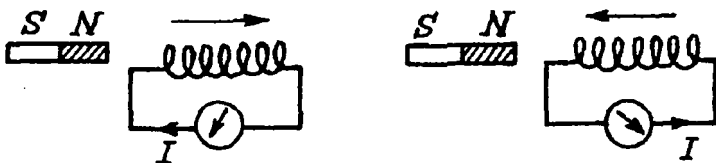
Электромагнит майдон моҳияти жиҳатидан материянинг электр ва магнит майдон асосида ётган шаклининг бир кўринишидир.

Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни. Электромагнит майдоннинг мавжудлигини инглиз физиги М. Фарадей 1921 йилдан 1931 йиллар давомида ўтказган тажрибалари асосида ўзининг электромагнит индукция қонунини кашф қилди. Электромагнит индукция ҳодисасининг кашф қилинганлигига юз эллик йилдан ортиқ вақт ўтишига қарамай, электротехниканинг беқиёс ривожланиши сабабли бу ҳодиса ҳозирги кунда янада муҳим аҳамиятга эгадир. Ҳозирги замон энг қувватли электр энергия генераторлари худди шу ҳодисага асосланганлиги электротехника учун электромагнит индукция ҳодисаси муҳим эканлигининг далилидир.

Электромагнит майдондаги ўтказгичда ҳосил бўлган токка индукцион ток деб аталади.

Фарадейнинг индукцион ток ҳосил бўлиш шартларини аниқлаган тажрибаларни қараб чиқайлик.

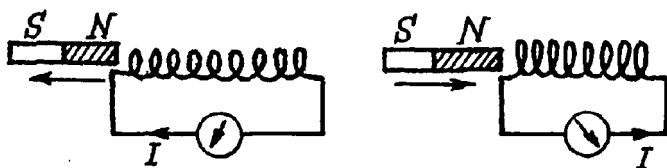
1. Агар доимий магнит таёқча гальванометрға уланган ғалтак ичига киритилишида ёки ундан чиқарилаётганда (12.3-расм) контурда индукцион ток ҳосил бўлади: бундай ҳолда гальванометрнинг мили бир томонга оғади, бинобарин индукцион токнинг йўналиши ўзгаради.



12.3-расм

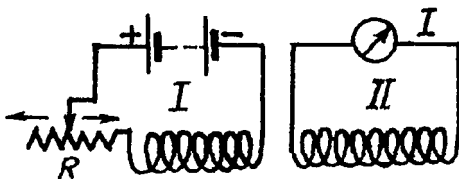
Хулоса: доимий магнит қанчалик кучли, унинг ҳаракати қанча тез ва ғалтак ўрамлари қанча кўп бўлса, индукцион токнинг кучи шунча катта бўлади. Агар ғалтак ва доимий магнитга нисбатан тинч бўлса, индукцион ток ҳосил бўлмайди.

2. Тинч турган доимий магнитга учларига гальванометр уланган ғалтак яқинлаштирилганда ёки узоқлаштирилганда ҳам ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлади (12.4-расм). Бу ҳолда ҳам худди биринчи ҳолдагидек, ғалтак ўрамларини кесиб ўтган индукцион токнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.



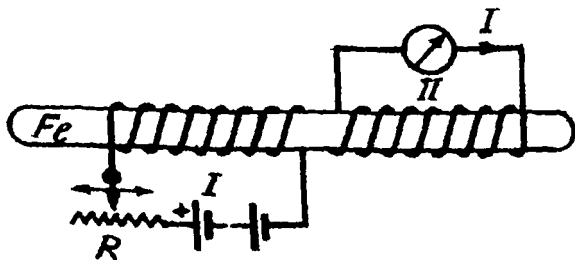
12.4-расм

3. Ёнма-ён қўйилган икки ғалтакнинг биринчиси реостат орқали батареяга улашиб, иккинчиси эса гальванометрга уланган бўлсин (12.5-расм). Биринчи ғалтакдаги токнинг кучи реостат ёрдамида ўзгартирилган. Биринчи ғалтакдаги токнинг кучи ортишида ҳам, камайишида ҳам индукцион ток ҳосил бўлади, бироқ унинг йўналиши ўзгаради.



12.5-расм

• 4. Агар ғалтаклар ичига темир ўзак ўрнатилса, индукцион токнинг ҳосил бўлиш эффекти кучаяди. Натижада иккинчи ғалтакда кучлироқ ток индукцияланади (12.6-расм). Бу тажрибадан, индукцион токни магнит кучланганлиги H эмас, балки магнит майдон индукцияси B нинг ўзгариши ҳосил қилиши келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, магнит майдон индукцияси B модданинг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ га боғлиқдир, яъни

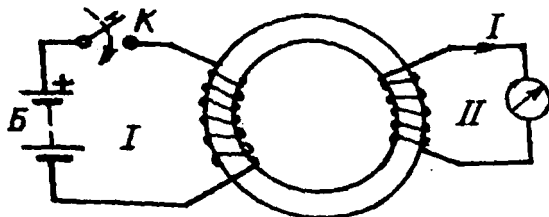


12.6-расм

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (12.1)$$

5. Бир-биридан изоляцияланган тороид ўзакка ўрнатилган икки ўрам сим олинган (12.7-расм). Биринчи ўрам К калит орқали Б батареяга уланган бўлиб, иккинчи ўрамнинг учлари эса G гальвонометрга уланган. Биринчи ўрамдан ўтаётган ток ўзгармас қолганида иккинчи ўрамда ҳеч қандай ток вужудга келмайди. Лекин биринчи ўрамни ток манбаига улаш ва узиш вақтида иккинчи ўрамда индукцион ток ҳосил бўлган. Калитни улашда биринчи ўрамдаги магнит оқими нолдан бирор қийматгача ўзгаради. Аксинча, калит узилганда эса магнит оқими нолгача камаяди. Бу ўзгарувчан магнит оқими иккинчи ўрамда индукцион токни ҳосил қилади.

Шундай қилиб, юқорида баён қилинган тажриба натижаларидан куйидаги келиб чиқади: бирор контур атрофида магнит майдон ўзгарганда (бу ўзгариш қандай усул билан амалга оширилишидан қатъи назар), бу контурда электр юритувчи куч (\mathcal{E}_i) индукцияланади; агар контур берк бўлса, унда индукцион ток ҳосил бўлади. Бу хулоса асосида Фарадей электромагнит индукция қонунини кашф қилди. Бу қонун куйидагича таърифланади:



12.7-расм

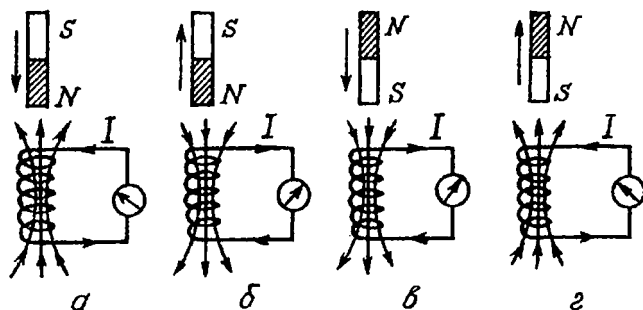
Контурда ҳосил бўлган индукцион ЭЮК шу контур билан чегараланган юза орқали ўтаётган магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал, яъни:

$$\mathcal{E}_i = K \frac{d\Phi}{dt}, \quad (12.2)$$

бунда K —пропорционаллик коэффициенти бўлиб, унинг сон қиймати бу формулага кирувчи катталикларнинг ўлчов бирликларига боғлиқдир.

Индукцион токнинг йўналиши. Ленц қондаси. Ғалтак ўрамларида ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналишини гальванометр милининг оғишига қараб аниқлаш мумкин. Бунинг учун ғалтакка ўралган симларнинг учларига ўзаро кетма-кет уланган гальванометр, қўшимча қаршиликли гальваник элемент уланиб, токнинг йўналишига мос келган гальванометр милининг оғиш йўналиши элемент кутбларига қараб аниқланади.

Элементни олиб қўйиб, Фаралейнинг биринчи тажрибаси такрорланади ва ҳар гал занжирдаги токнинг йўналишини аниқлаб, ғалтакда ҳосил бўлган магнит майдон куч чизиқлари



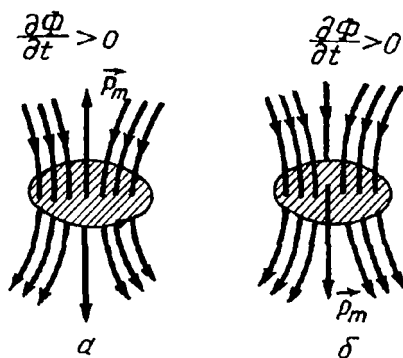
12.8-расм

йўналиши (кутблари) парма қондаси асосида аниқланади. 12.8-расмда тажрибанинг турли вариантлари тасвирланган. Доимий магнит кутбини ғалтакка яқинлаштиришда ғалтакнинг магнитга яқин учида шу кутб билан бир хил кутб ҳосил бўлади (12.9 а, в-расмлар); доимий магнит кутби ғалтақдан узоқлаштирилганда эса ғалтакнинг кутбга яқин учида қарама-қарши ишорали кутб ҳосил бўлади (12.8б, г-расмлар). Ғалтакда бундай магнит кутбнинг ҳосил бўлиши индукцион токнинг магнит майдони доимий магнитнинг ҳаракатига қаршилик кўрсатишини ифодалайди.

Бу тажрибаларни 1834 йилда Петербург академиги Эмиль Христианович Ленц (1804—1865) ўтказди. Тажриба натижаларини умумлаштириб, у индукцион токнинг йўналишини аниқлаш қондасини яратди. Бу қонда унинг шарафига \mathcal{E}_i н и қ о и д а с и леб аталиб, у қуйидагича таърифланади:

Ёпиқ контурда индукцион ток шундай йўналишда ҳосил бўладики, у ўзининг магнит майдони билан уни ҳосил қилувчи магнит майдоннинг ўзгаришига қаршилик кўрсатади.

Ленц қондасига биноан, контурдаги индукцион ток магнит майдони уни юзага келтирувчи магнит оқимининг ўзгаришига қаршилик кўрсатади. Бунда контурдаги индукцион токнинг магнит моменти \vec{P}_m , уни ҳосил қилувчи магнит майдон куч чизиқлари билан ўткир бурчак ҳосил қилса (12.9а-расм) $\mathcal{E}_i > 0$ бўлиб, ўтмас бурчак ҳосил қилганда эса $\mathcal{E}_i < 0$ ҳисобланади (12.9б-расм).



12.9-расм

Шундай қилиб, индукцион ЭЮК нинг математик ифодаси (12.2) ни бу шартга мувофиқлаштириш учун унинг ўнг томонидаги ифодани тесқари ишора билан олиш керак. У вақтга битта ўлчов бирликлар системасида Ленц қондаси назарга олинса, (12.2)-формуладаги пропорционаллик коэффициентини $K = -1$ га тенг бўлади, яъни:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.3)$$

Бу (12.3) формулага Фарадей-Ленц қонунининг математик ифодаси дейилиб, у қуйидагича таърифланади:

Ёпиқ контурда ҳосил бўлган индукцион ЭЮК контур чегараланган юза орқали ўтаётган магнит индукция оқими ўзгариш тезлигининг тесқари ишорасига тенг.

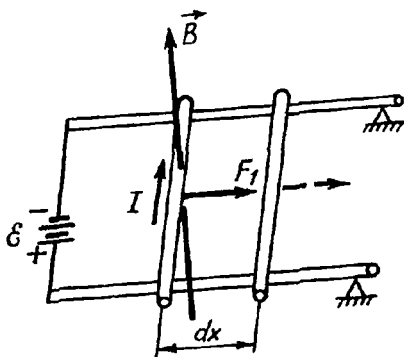
Агар ёпиқ контур битта эмас, кетма-кет уланган n та бир хил чулғамлардан ташкил топган бўлса, унда ҳосил бўлган умумий индукцион ЭЮК кетма-кет уланган ток манбалари синғари, битта чулғамдаги ЭЮК дан шунча марта катта бўлади:

$$\mathcal{E}_i = -n \frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.4)$$

Электромагнит индукция қонунининг исботи. Ёпиқ контурда индукцион токнинг вужудга келишига шу контурда ўзгарувчан магнит оқимининг таъсирида индукцион ЭЮК ҳосил бўлиши сабаб бўлади. Фарадей томонидан тажриба асосида кашф қилинган (12.3) муносабатни назарий жиҳатдан осонгина исботлаш мумкин.

1. 1847 йили немис физиги Г. Гельмгольц (1821—1894) энергиянинг сақланиш қонуни асосида индукцион ЭЮК нинг математик ифодаси (12.3) ни қуйидагича исботлади.

Магнит майдонига жойлаштирилган AC қисми қўзғалувчи контур ЭЮК \mathcal{E} бўлган ток манбаига уланган бўлсин (12.10-расм). Бу манбанинг dt вақт ичида бажарган тўлиқ иши



12.10-расм

$dA = I\mathcal{E} dt$ нинг бир қисми контурнинг қаршилиги R бўлган AC қисмида Жоуль-Ленц иссиқлиги $dQ = I^2 R dt$ га ва F_A ампер кучи таъсирида токли ўтказгичнинг магнит майдонида dt вақт ичида бажарган иши $dA_1 = Id\Phi$ га сарф бўлади, яъни:

$$I\mathcal{E}dt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (12.5)$$

Бу тенглама Idt га бўлинса, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.5, a)$$

Бундан магнит майдонидаги контурдан ўтаётган токнинг кучи:

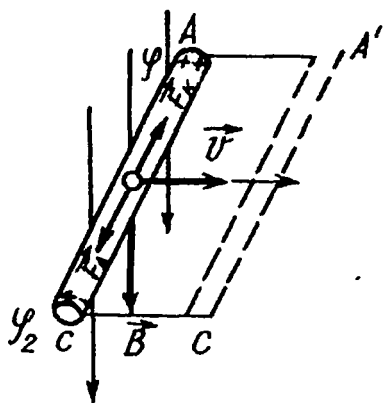
$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (12.6)$$

Бу тенгламани ёпиқ занжирга тегишли Ом қонуни $I = \frac{\mathcal{E}}{R}$ билан таққосланса, умумий ЭЮК вазифасини икки ҳад: гальваник элементнинг ЭЮК \mathcal{E} ва " $-\frac{d\Phi}{dt}$ " катталиқ ифода-лайди.

Шундай қилиб, $-\frac{d\Phi}{dt}$ ҳад контур билан чегараланган юза орқали ўтувчи магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида пайдо бўлган қўшимча индукцион ЭЮК \mathcal{E}_i дан иборат:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.7)$$

Бу муносабат Фарадей қонунининг математик ифодасидир.



12.11-расм

2. Электромагнит индукция қонунининг математик ифодаси (12.3) ни металлларнинг классик электрон назарияси асосида ҳам осонгина исботлаш мумкин. Фараз қилайлик, узунлиги l га тенг бўлган AC ўтказгич бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдонда куч чизиқларига тик равишда v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (12.11-расм). Ўтказгич билан биргаликда ундаги

эркин электронлар ҳам v тезлик билан тартибли ҳаракатланади. Шунинг учун бу электронларга қуйидаги лоренц кучи F_n таъсир этади:

$$F_n = eBv, \quad (12.8)$$

бунда e —электроннинг заряди.

Лоренц кучи таъсирида эркин электронлар ўтказгичнинг A учидан C учига томон силжийди. Натижада электронлар етишмаган A учи мусбат зарядланиб, электронлар тўпланган C учи эса манфий зарядланади ва ўтказгичда кучланганлиги E бўлган электр майдон ҳосил бўлади. Бу электр майдон томондан Лоренц кучи F_n га эквивалент бўлган электр кучи F_k таъсир қилали. Электр F_k ва Лоренц F_n кучлари қарама-қарши йўналган, миқдор жиҳатдан ўзаро тенглир; $F_k = -F_n$

ёки $eE = -eBv$. Бундан ўтказгичда индукцияланган электр майдоннинг кучланганлиги

$$E = -Bv. \quad (12.9)$$

бўлади. Бу майдон кучланганлиги E нинг ўтказгич бўйича циркуляцияси индукцион ЭЮК \mathcal{E}_i га тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_i = \oint_l E dl = \int_0^l E dl = El = -Bvl.$$

Бу ифодани dt га кўпайтириб, бўлиб юборилса,

$$\mathcal{E}_i = -B \frac{ldt}{dt} = -B \frac{ldx}{dt} = -\frac{Bds}{dt}, \quad (12.10)$$

бу ерда $ds = ldx = lvd t$ ўтказгичнинг dt вақтда магнит индукция чизиқларини кесиб ўтган юзаси.

(12.10) формуладаги Bds кўпайтма ўтказгич кесиб ўтган магнит индукция оқими $d\Phi$ га тенг бўлгани учун:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.11)$$

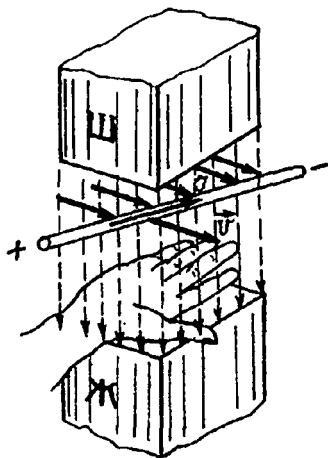
Бу ҳолда ҳам, индукцион ЭЮК ўтказгичнинг магнит оқимини кесиб ўтиш тезлигига тенг экан.

Тўғри ўтказгичда ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналиши ўнг қўл қондаси асосида аниқланади:

Очиқ ўнг қўлнинг кафтига B индукция вектори тушаётганда, керилган бош бармоқ ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши билан мос тушса, тўрт бармоқ эса ўтказгичдаги индукцион ток йўналишини кўрсатади (12.12-расм).

Хусусий ҳолларда индукцион ЭЮКнинг ҳосил бўлиши. Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни (12.3) дан фойдаланиб, қуйидаги хусусий ҳолларни кўриб чиқамиз.

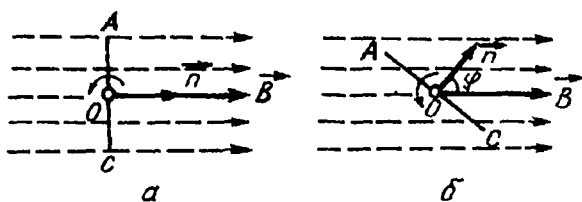
1. Бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдонда ω бурчак



12.12-расм

тезлик билан текис айланаётган рамкада индукцияланган ЭЮК \mathcal{E}_i ни ҳисоблаб чиқамиз.

Фараз қилайлик, бошланғич ($t = 0$) моментда рамка магнит индукция чизиқларига перпендикуляр жойлашган, яъни рамка текислигига ўтказилган \vec{n} нормал индукция чизиқларига параллел йўналган бўлсин (12.13а-расм). Бошланғич вазиятда рамка чегаралаган S юза орқали ўтаётган магнит индукция оқими Φ_0 қўйиладигига тенг бўлади:



12.13-расм

$$\Phi_0 = B \cdot S. \quad (12.12)$$

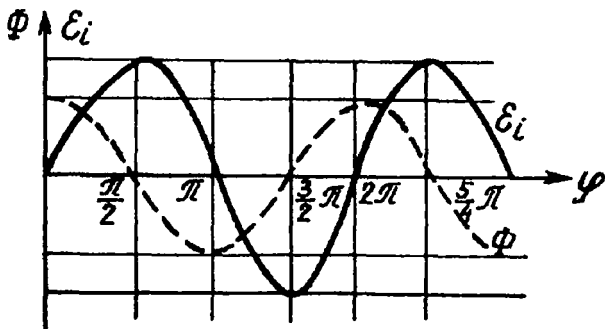
У вақтда рамканинг n нормали t вақтдан кейин ўзининг бошланғич йўналиши билан $\varphi = \omega t$ бурчак (12.13б-расм) ташкил қилган вазиятда S юза орқали ўтувчи магнит индукция оқими Φ қўйиладигига тенг бўлади:

$$\Phi = BS \cos \varphi = \cos \omega t \quad (12.12 \text{ а})$$

Бу ифода (12.11)га қўйилса, индукцион ЭЮК \mathcal{E}_i учун қўйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t. \quad (12.13)$$

(12.12а) ва (12.13) муносабатлардан кўринадики, юза орқали ўтувчи магнит индукция оқими Φ нолга тенг бўлганда [$\varphi = \omega t = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$, бунда $k=0, 1, 2, 3, \dots$ бутун сонлар] индукцион ЭЮК \mathcal{E}_i максимал қийматга эришиб, оқим Φ энг катта қийматга эришганда [$\varphi = \omega t = 2k\frac{\pi}{2}$] эса индукцион ЭЮК \mathcal{E}_i нолга тенг бўлади. 12.14-расмда магнит индукция оқими Φ (пунктир чизик) билан индукцион ЭЮК \mathcal{E}_i (узлуксиз чизик)нинг рамка айланиш бурчаги φ га қараб ўзгариш графиклари тасвирланган.



12.14-расм

Магнит майдонда айланувчи рамка ўрамида индукцион ЭЮК ҳосил бўлиш ҳодисаси динамомашина тузилишига асос қилиб олинган.

2. Бир жиқсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдонида айланаётган металл дискда ҳосил бўлган ЭЮК \mathcal{E}_l ни ҳисоблаб чиқамиз. Фараз қилайлик, магнит майдоннинг индукция чизиқларига перпендикуляр қилиб ўрнатилган металл диск марказидан ўтувчи oo' ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан текис айланаётган a ва b сирпанувчи контакт воситасида $авса$ берк занжир ҳосил қилинган бўлсин (12.15-расм) Ҳосил бўлган индукцион ток ўнг қўл қондасига биноан диск бўйлаб v контактдан a контактга йўналган бўлади.

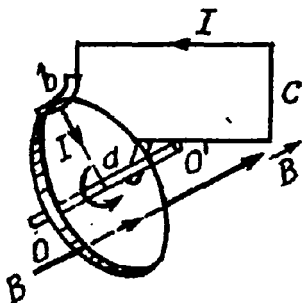
Диск чексиз кичик $d\phi$ бурчакка, радиус ҳам $d\phi$ бурчакка буралиб, $ds = \frac{1}{2} R^2 d\phi$ юзани чизади, бунда R —дискнинг радиуси. Шу юзадан ўтувчи магнит индукция оқими $d\Phi = Bds$ унинг ўзгариш тезлиги

$\frac{d\Phi}{dt} = B \frac{ds}{dt} = B \frac{1}{2} R^2 \frac{d\phi}{dt}$ га тенг бўлади.

Бунда $\frac{d\Phi}{dt} = \omega$ дискнинг бурчакли тезлигини эътиборга олинса:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{2} R^2 B \omega.$$

Бу ифоданинг қийматини (12.11) га қўйилса, индукцион ЭЮК нинг сон қиймати қуйидагига тенг бўлади:



12.15-расм

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{1}{2} R^2 B \omega. \quad (12.14)$$

Қараб чиқилган бу қурилма олдий динамомашинанинг модулидир.

Фарадей электромагнит индукция қонунининг амалий татбиқи. Электромагнит индукция қонунига биноан контурда индукцияланган заряд q ни ўлчаб, магнит оқими Φ ни аниқлашга имкон берадиган қурилма— флюксметр ясалган. Флюксметрнинг асосий қисми гальванометрга уланган синов контуридир. Агар гальванометр зашжирининг қаршилиги R бўлса, у вақтда унда индукцияланган токнинг кучи $I_i = \frac{\mathcal{E}_i}{R}$ га тенг бўлиб, $\mathcal{E}_i = I_i R$ бўлганлиги учун (12.11) га биноан:

$$I_i R = -\frac{d\Phi}{dt}, \text{ бундан } d\Phi = -I_i R dt$$

Охирги ифодани интеграллаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\Phi = \int_0^t I_i R dt = R \int_0^t I_i dt = R \int_0^t dq = Rq. \quad (12.15)$$

(12.15) дан кўринадики, магнит майдонидаги синов контурида индукцияланган q зарядни гальванометр ёрдамида ўлчаб, майдоннинг магнит оқими Φ ни аниқлаш мумкин экан. Амалда бундай флюксметр гальванометрининг кўрсатиши кулон (Кл)ни Ом ларда ифодаланган қаршилигига кўпайтмаси (Кл·Ом) га тенг бўлган Вебер (Вб) лар билан ларажаланган бўлади.

12.2. Ҳиндукция ҳолисаси

Электромагнит индукция ҳолисаси ўтказгич чегараланган юза орқали ўтувчи магнит индукция оқими ўзгарган барча ҳолларда содир бўлади. Бу магнит индукция оқимининг қандай йўл билан ўзгаришига боғлиқ эмас. Агар бирор контурдан ўтаётган токнинг кучи ўзгарса, ток ҳосил қилган магнит майдоннинг оқими ҳам ўгарувчан бўлади. Магнит индукция оқимининг ўзгариши эса ўз ўрнида худди шу контурнинг ўзида индукцион ЭЮК ни ҳосил қилади. Шундай қилиб, контурдаги токнинг ўзгариши натижасида контурнинг ўзида индукцион ЭЮК нинг ҳосил бўлиш ҳолисасига

Ўзиндукция ҳодисаси дейилиб, индукцион ЭЮК га эса ўзиндукцион электр юритувчи куч дейилади.

Ўзиндукцион ЭЮК нимага боғлиқлигини кўриб чиқайлик. Магнит майдоннинг исталган нуқтасидаги магнит индукцияси B нинг катталиги, яъни магнит оқим зичлиги контурдан ўтаётган токнинг кучи I га пропорционалдир. Бинобарин, шу контурни кесиб ўтаётган ўз магнит оқими Φ ҳам ток кучи I га пропорционал бўлади, яъни:

$$\Phi = LI \quad (12.16)$$

бунда, L —контурнинг шакли ва ўлчамлиги ҳам муҳитнинг нисбий магнит синдирувчанлигига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти бўлиб, унга контурнинг статик индуктивлиги дейилади. У қуйидагига тенгдир:

$$L = \frac{\Phi}{I} \quad (12.16 \text{ a})$$

Индуктивлик «СИ» Гн (генри) билан ўлчанади.

(12.16a) муносабатга асосан статик индуктивликни қуйидагича таърифлаш мумкин:

Контурнинг статик индуктивлиги деб, контурдан бир бирлик ток ўтаётганда контурнинг юзаси орқали ўтаётган магнит индукция оқимига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталikka айтилади.

Ўзиндукция ҳодисасига Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни (12.11)ни татбиқ қилиб, ўзиндукция ЭЮК $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ (контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлган ҳол) учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\mathcal{E}_{\text{ўз}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (12.17)$$

Бунда минус ишора ток ортаётган ($\frac{dI}{dt} > 0$) да ўзиндукция ЭЮК токнинг йўналиши қарама-қарши, ток камаётганда ($\frac{dI}{dt} < 0$) эса ток йўналиши билан бир томонга йўналганлигини кўрсатади.

Шундай қилиб, ўтказгичда ҳосил бўлган ўзиндукция ЭЮК ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг ўзгариш тезлигига пропорционалдир.

(12.17) даги L — ўзиндукция коэффициентига динамик индуктивлик дейилади. У қуйидагига тенг бўлади:

$$L = -\frac{\mathcal{E}_{\text{ўз}}}{dI/dt}. \quad (12.17\text{a})$$

(12.17a) га асосан динамик индуктивликни қуйидагича таърифлаш мумкин:

Контурнинг динамик индуктивлиги деб, контурдан ўтаётган токнинг кучи вақт бирлигида бир бирликка ўзгарганда шу контурда ҳосил бўлган индукция ЭЮК га миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиikka айтилади.

Соленоиднинг индуктивлиги. Ўзиндукция ҳодисасидан фойдаланиб, соленоиднинг индуктивлиги L ни ҳисоблаб чиқайлик. Фараз қилайлик. ўрамлар сони N , ўрамларнинг қўндаланг кесим юзи S , узунлиги l ва ички муҳитининг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ бўлган соленоид берилган бўлсин. Агар соленоид старлича узун бўлса, унинг ичидаги майдон бир жинсли бўлиб, индукциясига асосан $B = \mu_0 \mu I \frac{N}{l}$ га тенг бўлади. Соленоиднинг ҳар бир ўрамидан ўтаётган магнит оқими $\Phi = BS$ га, соленоиднинг N ўрам билан тутанган, яъни тўла магнит оқими Φ_T эса қуйидагига тенг бўлади:

$$\Phi_T = N\Phi = NBS = N\mu_0 \mu I \frac{N}{l} S = \mu_0 \mu I \frac{N^2}{l} S. \quad (12.18)$$

Агар (12.18) ифодани (12.16) билан солиштирилса, соленоиднинг индуктивлиги L қуйидагига тенг бўлади:

$$L = \mu_0 \mu I \frac{N^2}{l} S = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (12.19)$$

бунда $n = \frac{N}{l}$ — соленоиднинг узунлик бирлигига мос келган ўрамлар сони, $V = Sl$ эса соленоид ҳажми.

Шундай қилиб, соленоиднинг индуктивлиги узунлик бирлигидаги ўрамлар сонининг квадратига ва соленоид ҳажмига пропорционал экан. Индуктивлик, унинг таърифига биноан, чулғамдаги ток кучига боғлиқ эмас; бироқ соленоиднинг ўзаги ферромагнит моддадан ясалган бўлса, унинг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ магнит майдоннинг кучланганлиги H га ва демак, ток кучи I га боғлиқ бўлади. Бундай ҳолларда L билан I орасидаги боғланиш анча мураккаб бўлади. Шунинг учун ҳам ўзакли соленоидларнинг индуктивлигини ҳисоблашда $\mu = f(I)$ боғланишни эътиборга олиш керак.

Уланиш ва узилиш экстратоклари. Олинган ток манбаига улаш ёки узишда занжирда ҳосил бўладиган қўшимча ўзиндукцион токка уланиш ёки узилиш экстратоклари дейилади. Фараз қилайлик, занжирдаги L индук-

тивликнинг қаршилиги R бўлсин. Индуктивликка эга бўлган занжир ток манбаига уланаётган ёки узилаётганда занжирдаги токнинг кучи I (12.6а) формуладан аниқланади:

$$I = \frac{\mathcal{E} - d\Phi/dt}{R} = \frac{\mathcal{E} - L di/dt}{R} = \frac{\mathcal{E}}{R} - \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}. \quad (12.20)$$

Занжирдаги токнинг вақтга қараб ўзгаришини аниқлаш учун охириги ифодани интеграллаб қулай кўринишда ёзамиз:

$$\frac{dI}{I - \mathcal{E}/R} = -\frac{R}{L} dt. \quad (12.20 \text{ а})$$

Фараз қилайлик, занжирни аккумуляторлар батареяси B га улаш ёки узиш жараёнида занжирдаги ток I_0 дан I гача ўзгарсин. У вақтда (12.20 а) ни интеграллаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I - \mathcal{E}/R} = -\int_0^t \frac{R}{L} dt \quad \text{ёки} \quad \ln \frac{I - \mathcal{E}/R}{I_0 - \mathcal{E}/R} = -\frac{R}{L} t.$$

Охириги ифодани логарифм асосидан қутқарилса:

$$\frac{I - \mathcal{E}/R}{I_0 - \mathcal{E}/R} = I^{-R/L} t \quad \text{ёки} \quad I - \frac{\mathcal{E}}{R} = \left(I_0 - \frac{\mathcal{E}}{R} \right) I^{-R/L} t$$

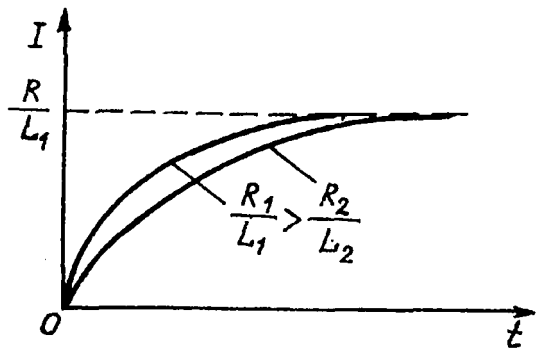
Бундан экстратокнинг вақтга боғланиши қуйидаги кўринишда бўлади:

$$I = I_0 I^{-R/L} t + \frac{\mathcal{E}}{R} \left(1 - I^{-R/L} t \right). \quad (12.21)$$

Бу формула R қаршилик ва L индуктивликка эга бўлган занжирни ЭЮК \mathcal{E} бўлган ток манбаига улашда ва ундан узишда занжирдаги экстратокнинг вақтга боғланиш қонуниятини аниқлашга имкон беради.

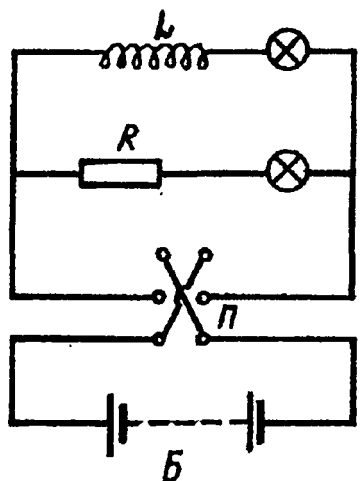
1. Занжирни ток манбаига улашда бошланғич ток кучи $I_0 = 0$ бўлади. У вақтда (12.21) дан уланиш экстратоки $I_{y,t}$ вақт t га қараб қуйидагича ўзгара боради:

$$I_{y,t} = \frac{\mathcal{E}}{R} \left(1 - e^{-R/L t} \right). \quad (12.22)$$



12.16-расм

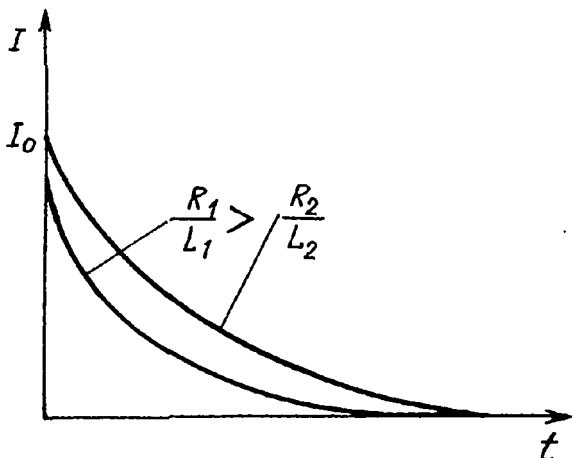
Бу формуладан ток манбаини улашда занжирдаги $I_{\text{н}}$ ток кучига $\left(\frac{\varepsilon}{R}\right)$ бирданига эмас, балки аста-секин эришиш кўринади. Уланиш экстратокнинг вақтга боғланиш графиги $I_{\text{н}} = f(t)$ 12.16-расмда тасвирланган: $\frac{R}{L}$ нисбат қанча катта бўлса, токнинг ортиши шунча тез бўлади. Бу ҳодисани 12.17-расмда тасвирланган тажриба схемаси ёрдамида намоёниш қилиш мумкин. Бу ерда иккита параллел уланган тармоқ бўлиб, улардан бири индуктивлиги бир неча ўн генри бўлган L_1 ғалтак (юқори кучланишти трансформаторнинг иккинчи чулғами), иккинчиси эса ғалтакнинг қаршичилиги R_1 га тенг



12.17-расм

бўлган R_2 қаршиликдан иборатдир. L_1 ва L_2 —бир хил чўғланма лампалар эса демонстрацион амперметр родини ўйнайди; Π —переключателъ бўлиб, ток йўналишини ўзгартиришга имкон берали, B —аккумуляторлар батареяси. Занжир батареяга уланганда L_2 лампа бир онда ёнади, L_1 лампа эса улаш экстратоки таъсирида аста-секин, маълум вақт (теск. тартибда) дан кейин биринчи лампадек равшан ёнишини кузатиш мумкин.

Батарея тез-тез улаб-узиб турилганда L_1 лампа шу



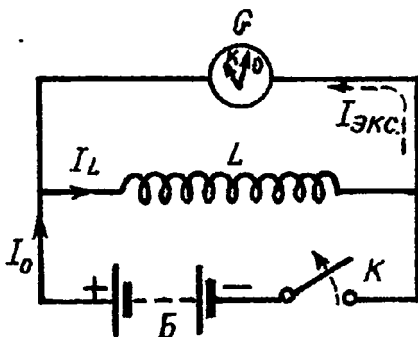
12.18-рaсм

вақтлар ичида ёниб улгура олмайди ва ўчиғлиғича қолади.

2. Занжирни ток манбаи B дан узишда $\mathcal{E} = 0$ бўлади. У вақтда (12.21) дан узилиш экстратоки I_{y_1} нинг вақт t га қараб ўзгариши

$$I_{y_1} = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \quad (12.23)$$

қонуният асосида бажарилади: Бу тенглама ЭЮК узиб қўйилгандан кейин ток кучи экспоненциал қонуният билан камайишини кўрсатади. Бунда $\frac{R}{L}$ қанча катта бўлса, ток кучи шунча тез камаяди. Узилиш экстратоки кучи I_0 нинг вақт t га боғланиш графиги $I_{y_1} = f(t)$ 12.18-рaсмда тасвирланган. Узилиш экстратокни 12.19-рaсмда кўрсатилган тажриба схемаси ёрдамида намойиш қилиш мумкин. Бу ерда магнитоэлектрик системасидаги G гальванометр ва катта индуктивликка эга бўлган L галтак аккумуляторлар батареясига ўзаро параллел уланган. K калит



12.19-рaсм

уланган ҳолда, гальванометр ва ғалтакда ток ўнгдан чапга томон йўналган бўлади. Агар K калит узилса, L ғалтакда асосий ток билан бир хил йўналган узилиш экстратоки гальванометр милини чапга силжитади. Схемада узилиш экстратокининг йўналиши пунктир мили билан тасвирланган.

3. Энди занжирда экстратокни ҳосил қилган ўзиндукция ЭЮК $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ ни ток манбаининг ЭЮК \mathcal{E} билан таққослаймиз. Фараз қилайлик, экстраток ҳосил бўлишида занжирнинг қаршилиги R_0 дан R гача ўзгарсин. У вақтда $I_0 = \frac{\mathcal{E}}{R_0}$ экаблигини назарга олиб, (12.21) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_0} e^{-\frac{R}{L}t} + \frac{\mathcal{E}}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right).$$

Бундан ўзиндукция ЭЮК $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ ни ҳисоблаб чиқамиз:

$$\mathcal{E}_{\text{ўз}} = -L \frac{dI}{dt} = \mathcal{E} \frac{R}{R_0} e^{-\frac{R}{L}t} - \mathcal{E} e^{-\frac{R}{L}t} = \mathcal{E} \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right) e^{-\frac{R}{L}t}.$$

Ва ниҳоят бундан:

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{ўз}}}{\mathcal{E}} = \frac{\left(\frac{R}{R_0} - 1 \right)}{e^{-\frac{R}{L}t}}. \quad (12.24)$$

Бу формулалан кўринадики, катта L индуктивликка эга бўлган занжирни ток манбаидан узишда унинг қаршилиги жуда катта $\left(\frac{R}{R_0} \gg 1 \right)$ бўлиб қолиши натижасида занжирда манбанинг ЭЮК \mathcal{E} га нисбатан жуда катта ўзиндукция ЭЮК $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ ҳосил бўлади. Шунинг учун ҳам индуктивликка эга бўлган айрим қурилмалар (приёмник, телевизор ва шу кабилар) бир онда ток манбаидан узилганда занжирда ҳосил бўлган жуда катта қийматли ўзиндукция ЭЮК $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ қурилмани ишдан чиқариши мумкин. Занжирда ҳосил бўлган жуда катта қийматли ўзиндукция ЭЮК узгич калит контактлари орасида учқунни ёки ёй разрядини ҳосил қилиб, калитни эритиб юбориши мумкин. Ўзиндукция ЭЮК таъсиридан муҳофаза қилиш учун узгич калитга конденсатор параллел уланади. Занжир калит орқали узилганда занжирда ҳосил бўлган катта қийматли ўзиндукция ЭЮК конденсатор орқали разрядланиб, учқун ҳосил бўлмайди.

Кўпгина мақсадларда, қаршиликлар ясашда, жумладан, ўзгарувчан ток ўлчанадиган ғалтакни ясашда индуктивлик иложи борича кичик бўлиши керак ($L \rightarrow \min$ бўлиши керак). Бунинг учун, индуктивсиз ғалтак ясаш учун икки букилган сим олинади ва ҳосил бўлган кўш симдан чулғам тайёрланади. Бундай кўш толали (бифиляр) ғалтакларни қарама-қарши токли иккита ғалтак деб қараш мумкин. Бундай ғалтакларнинг магнит майдони деярли нолга тенг бўлганлигидан уларнинг индуктивлиги жуда кичик бўлади.

12.3. ЎЗИНДУКЦИЯ ҲОДИСАСИ. ТРАНСФОРМАТОР

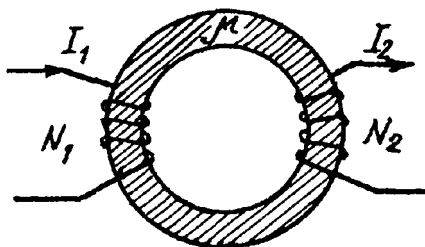
1. Ўзиндукция ҳодисаси. *Ўзиндукция ҳодисаси деб, ўзгарувчан токли контур яқинидаги контурларда индукция ЭЮК нинг ҳосил бўлиши ҳодисасига айтилади.*

Фараз қилайлик, 12.21-расмда тасвирланганидек, I_1 ва I_2 тоқлар ўтаётган 1- ва 2-контур берилган бўлсин. Био-Савар-Лаплас қонунига биноан 1-контур ҳосил қилган магнит майдон индукцияси B_1 ундан ўтаётган токнинг кучи I_1 га пропорционалдир. Бинобарин, 1-контур магнит майдонининг 2-контурни кесиб ўтган Φ_{21} магнит индукция оқими I_1 токка пропорционал бўлади, яъни:

$$\Phi_{21} = M_{21}I_1. \quad (12.25)$$

бунда, M_{21} —биринчи ва иккинчи контурнинг геометрик шакли, ўлчамлиги ва уларнинг ўзаро жойлашишига, шунингдек, улар жойлашган муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффиценти бўлиб, унга иккинчи ва биринчи контурнинг ўзиндуктивлиги дейилади.

Худди шунингдек мулоҳазалар юритиб, 2-контур магнит майдонининг 1-контурни кесиб ўтган Φ_{12} магнит индукция оқими ҳам I_2 токка пропорционалдир:



12.20- расм

$$\Phi_{12} = M_{12}I_2, \quad (12.25 \text{ a})$$

бу ерда, M_{12} —биринчи ва иккинчи контурнинг ўзаро индуктивлиги.

(12.25) ва (12.25 а) формулалардаги M_{21} ва M_{12} пропорционаллик коэффициентлари бир хил, яъни контурларнинг ўзиндуктивлиги тенгдир: $M_{21} = M_{12}$. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун ҳар бир контурни берилган нуқтадан чексизликкача, яъни майдон нолга тенг нуқтага кўчиришда бажарилган ишлар $A_{1,\infty}$ ва $A_{2,\infty}$ ни ҳисоблаб чиқамиз:

$$\left. \begin{aligned} A_{1,\infty} &= I_1(\Phi_{12} - 0) = I_1 M_{12} I_2; \\ A_{2,\infty} &= I_2(\Phi_{21} - 0) = I_2 M_{21} I_1. \end{aligned} \right\} \quad (12.26)$$

Ҳар бир токли контурни иккинчисига нисбатан чексизликкача кўчиришда бажарилган $A_{1,\infty}$ ва $A_{2,\infty}$ ишлар ўзаро тенг, яъни $A_{1,\infty} = A_{2,\infty}$ бўлади. У вақтда (12.26) дан $I_1 M_{12} I_2 = I_2 M_{21} I_1$ тенглик келиб чиқади. Бундан

$$M_{12} = M_{21} = M. \quad (12.26, \text{ a})$$

(12.26 а) дан кўринадики, контурларнинг ўзаро индуктивлиги бир хил бўлгани учун M_{12} ва M_{21} га контурларнинг ўзаро индуктивлиги дейилади ва индексиз M билан белгиланади. Шунинг учун (12.25) ва (12.25а) ни қуйидаги кўринишда ёзилади:

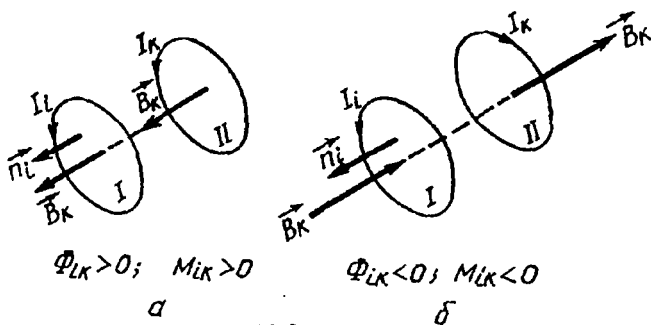
$$\left. \begin{aligned} \Phi_{21} &= M I_1; \\ \Phi_{12} &= M I_2. \end{aligned} \right\} \quad (12.27)$$

(12.27) дан икки контурнинг ўзаро индуктивлиги қуйидагига тенгдир:

$$M = \frac{\Phi_{21}}{I_1} = \frac{\Phi_{12}}{I_2} \quad (12.27, \text{ a})$$

Шундай қилиб, *икки контурнинг ўзаро индуктивлиги деб, биридаги токнинг кучи бир бирликка тенг бўлганда, иккинчининг кесим юзидан ўтган магнит индукция оқимига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталikka айтилади.*

Энди, умумий тороидал темир ўзакка ўралган иккита ғалтакнинг ўзаро индуктивлигини ҳисоблаб чиқайлик (12.21-расм). Магнит индукция чизиқлари ўзак ичида жойлаш-



12.21-расм

ганлиги учун магнит индукцияси ўзакнинг барча нуқталарида бир хил бўлади. Ҳар бир ғалтак чулғамларига туташган тўлиқ магнит оқими Φ бошқа ғалтакдаги ток I га пропорционалдир. У биринчи ва иккинчи ғалтаклар учун мос равишда қуйидагига тенг бўлади:

$$\Phi_{12} = M_{12}I_2 \text{ ва } \Phi_{21} = M_{21}I_1. \quad (12.28)$$

Иккинчи томондан иккинчи ғалтак чулғамларига туташган тўлиқ магнит оқими:

$$\Phi_{21} = N_2\Phi_{21} = N_2B_1S = N_2\mu_0\mu H_1S.$$

Бунда N_2 —иккинчи чулғам ўрамлар сони, Φ_{21} —иккинчи чулғам ўрамидан ўтаётган магнит индукция оқими, H_1 эса биринчи ғалтак ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги бўлиб, тўлиқ ток қонунига биноан $H_1 = I_1/n = I_1 \frac{N_1}{l}$ (бунда, l —ўзакнинг узунлиги) бўлгани учун:

$$\Phi_{21} = N_2\mu_0\mu I_1 \frac{N_1}{l} S = \mu_0\mu N_1N_2 \frac{S}{l} I_1. \quad (12.28a)$$

Бу ифодани (12.28) билан солиштириб, қуйидагини оламиз:

$$M_{21} = \mu_0\mu N_1N_2 \frac{S}{l}. \quad (12.28 б)$$

2. Биринчи чулғам билан туташган магнит индукция оқими Φ_{12} ни ҳисоблаб, иккинчи чулғамдан ўтаётган токни I_2 деб фараз қилинса, M_{12} ўзаро индуктивлик учун ҳам (12.28б) ифодани оламиз, яъни

$$M_{12} = \mu_0\mu N_1N_2 \frac{S}{l}. \quad (12.28 в)$$

Шундай қилиб, M_{21} ва M_{12} ўзаро индуктивлик бир хил бўлгани учун ўзаро индуктивлик индексиз ёзилади, яъни:

$$M = \mu_0 \mu N_1 N_2 \frac{S}{l}. \quad (12.28\text{г})$$

Шундай қилиб, икки ғалтакнинг ўзаро индуктивлиги ўрамлар сони N_1 , N_2 га, ўзак кесим юзаси S га тўғри пропорционалдир.

3. Контурлардан бирида ток ўзгарса, Фарадейнинг электромагнит индукция қонунига биноан иккинчи контурда ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади. Агар 1-контурдаги I_1 ток вақт бўйича ўзгарса, 2-контурда ҳосил бўлган ўзиндукция ЭЮК \mathcal{E}_2 қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -\frac{d}{dt}(MI_1) = -M \frac{dI_1}{dt}. \quad (12.29)$$

Шунга ўхшаш 2-контурдаги I_2 ток ўзгарганда 1-контурда индукцияланган ўзиндукция ЭЮК \mathcal{E}_1 ҳам қуйидагича бўлади:

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -\frac{d}{dt}(MI_2) = -M \frac{dI_2}{dt}. \quad (12.29\text{а})$$

(12.28) ва (12.28 а) формулалардан икки контурнинг ўзаро индуктивлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$M = -\frac{\mathcal{E}_2}{dI_1/dt} = -\frac{\mathcal{E}_1}{dI_2/dt}. \quad (12.29\text{б})$$

(12.29)га биноан ўзаро индуктивликни яна қуйидагича таърифлаш мумкин:

Икки контурнинг ўзаро индуктивлиги деб, контурларнинг биридаги токнинг кучи вақт бирлиги ичида бир бирликка ўзгарганда иккинчи контурда индукцияланган ЭЮК га миқдор жиҳатдан тенг булган физик катталиikka айтилади.

Трансформатор. *Трансформатор деб, ўзиндукцияга асосланган, ўзгарувчан ток кучланиши ва кучини ўзгартириб бера оладиган қурилмага айтилади.* Трансформаторни биринчи бўлиб рус электротехниклари П. Н. Яблочков (1876 й.) ва И. Ф. Усагин (1882 й.) яратган ва амалда ишлатган. Энг содда трансформаторнинг қатъий схемаси 12.22-расмда тасвирланган. Бирламчи чулғамнинг учлари (кучланиш кириши) таъминловчи ўзгарувчи тармоққа, иккиламчи чулғам учлари

(чиқиши) электр энергия истеъмолчиларига уланади. Иккиламчи чулғамда пайдо бўладиган ўзиндукция ЭЮК ундаги ўрамлар сонига пропорционал бўлгани учун ўрамлар сонини ўзгартириб, трансформаторнинг чиқишидаги кучланиш U_2 ни чегарада ўзгартириш мумкин.

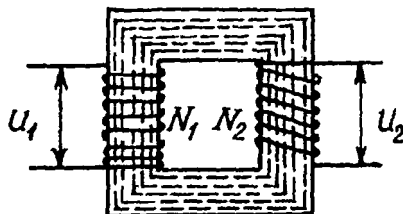
Энди кириш кучланиши U_1 ва чиқиш кучланиши U_2 ўзаро қандай боғланганини қараб чиқайлик. Трансформаторларнинг ФИК юқори бўлиб, 99% гача етади, чунки трансформатор ўзак ичидаги магнит индукция оқими Φ иккала ўзакни кесиб ўтади. Бирламчи чулғамда пайдо бўладиган ўзиндукция ЭЮК \mathcal{E}_1 куйидагига тенг:

$$\mathcal{E}_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (12.30)$$

иккиламчи чулғамдаги ўзак ЭЮК эса:

$$\mathcal{E}_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (12.30a)$$

бунда, N_1 ва N_2 — бирламчи ва иккиламчи чулғамлардаги ўрамлар сони. Трансформатор чулғамларига ЭЮК бўлган занжир бир қисми учун Ом қонуни татбиқ қилинса, киришдаги U_1 кучланиш



12.22-расм

$$U_1 = I_1 R_1 - \mathcal{E}_1 = I_1 R_1 + N_1 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (12.31)$$

чиқишдаги U_2 кучланиш эса:

$$U_2 = I_2 R_2 - \mathcal{E}_2 = I_2 R_2 + N_2 \frac{d\Phi}{dt}, \quad (12.31 a)$$

Бу ерда, R_1 ва R_2 — бирламчи ва иккиламчи чулғамларнинг қаршилиги, I_1 ва I_2 — улардаги ток кучи.

Биз фақат иккиламчи очиқ бўлган ҳол билан чегараланамиз ва шунинг учун $I_2 = 0$ бўлади. Иккинчидан барча техник трансформаторлар учун $I_1 R_1 \ll \mathcal{E}_1$ шарт бажарилади. Шунинг учун (12.31) да $I_1 R_1$ ни назарга олмасдан, охириги икки тенгламани ҳадма-ҳад бўлиб, куйидаги нисбатни ҳосил қиламиз:

$$K = \frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1}. \quad (12.32)$$

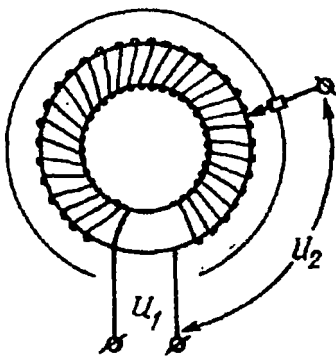
Бундаги $K = \frac{N_2}{N_1}$ нисбатга трансформация коэффициенти дейилади.

Трансформация коэффициенти деб, трансформаторнинг иккинчи чулғами очик бўлганда, яъни салт ишлаш режимида иккиламчи чулғамдаги кучланиш бирламчи чулғамдаги кучланишдан неча марта ўзгаришини ифодаловчи катталиikka айтилади.

Ҳозирги замон трансформаторларида исроф 2% дан ошмаганлиги учун бирламчи ва иккиламчи чулғамларида ажраладиган қувватларни бир-бирига тенг деб ҳисоблаш мумкин: $I_1 U_1 = I_2 U_2$ ёки $\frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2}$. У вақтда (12.32) ни куйидаги кўринишда ёзамиз:

$$K = \frac{N_2}{N_1} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2}. \quad (12.33)$$

Агар $K = \frac{N_2}{N_1} > 1$ бўлса, $\frac{U_2}{U_1} > 1$ бўлиб, ундай трансформаторларга кучайтирувчи дейилиб, $K = \frac{N_2}{N_1} < 1$ бўлганда,



12.23-расм

$\frac{U_2}{U_1} < 1$ ёки $\frac{I_2}{I_1} > 1$ бўлиб, бундай трансформаторларга пасайтирувчи ёки ток трансформатори дейилади.

Баъзи трансформатор бирламчи чулғамининг бир қисми иккиламчи чулғам бўлиб, ёки аксинча, иккиламчи чулғамининг бир қисми бирламчи бўлиб хизмат қилади. Бундай кўринишдаги трансформаторларга автотрансформаторлар дейилади (12.23-расм). Автотрансформаторлар контактларининг бирини кўпинча силжийдиган қилинади, бу эса чиқиш кучланишини текис ўзгартириш имконини беради.

12.4. МАГНИТ МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

Токнинг магнит майдон энергияси. Занжирдан ўзгармас ток оқаётганда манбанинг электр энергияси Жоуль-Ленц иссиқлигига сарф бўлади. Занжирдан ўзгарувчан, ўсиб

борувчи ва камайиб борувчи тоқлар ўтаётганда аҳвол бутунилай бошқача бўлади. Агар занжирдаги ток орта борган ($\frac{dI}{dt} > 0$) да бирламчи токка қарама-қарши йўналган ўзиндукцион ток ҳосил бўлади. Бунда ток манбаи ЭЮК бажарган ишининг бир қисмигина Жоуль-Ленц иссиқлигига сарф бўлади, холос. Аксинча, занжирдаги ток камая борган ($\frac{dI}{dt} < 0$) да, бирламчи ток билан бир хил йўналган ўзиндукцион ток ҳосил бўлиб, бирламчи ток кучаяди ва Жоуль-Ленц иссиқлигига қараганда кўпроқ иссиқлик ажралиб чиқади.

Шундай қилиб, ток ортаётганда занжирда бажарадиган ортиқча иш бирор турдаги энергияга айланади, камаяётганда эса бу энергия қайтиб занжирга узатилади. Ток кучи ортиши билан унинг магнит майдони ҳам кучаяди, бинобарин бу ҳосил бўлган энергия магнит майдон энергиясидир.

Магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун индуктивлиги L , қаршилиги R бўлган контур ноферромагнит изотроп муҳитда жойлашган бўлсин.

Контурда ток кучи нолдан бирор чекли I қийматга орта борганда унда ўзиндукция ЭЮК и $\mathcal{E}_{\text{ўз}} = -L \frac{dI}{dt}$ пайдо бўлади. Бу ҳолда занжирдан ўтаётган ток кучи I Ом қонунига биноан

$$I = \frac{\mathcal{E}_{\text{ум}}}{R} = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_{\text{ўз}}}{R} = \frac{\mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}}{R}. \quad (12.34)$$

бўлади. $\mathcal{E}_{\text{ум}}$ —умумий ЭЮК, \mathcal{E} —ток манбаининг ЭЮК, $\mathcal{E}_{\text{ўз}}$ —ўзиндукция ЭЮК, R —занжирнинг қаршилиги (12.34) дан \mathcal{E} аниқланса:

$$\mathcal{E} = IR + L \frac{dI}{dt}.$$

Бундан ток манбаининг умумий бажарган элементар иши $dA_{\text{ўз}} = I \mathcal{E} dt$ куйидагига тенг бўлади:

$$dA_{\text{ўз}} = I \mathcal{E} dt = I^2 R dt + LI dI. \quad (12.35)$$

Шундай қилиб, ток ортаётганда ток манбаи бажараётган ишнинг бир қисми $dQ = I^2 R dt$ —Жоуль-Ленц иссиқлигига ва қолган қисми эса

$$dA = LI dI. \quad (12.35a)$$

ишга сарф бўлади: Ток магнит майдонининг энергия захираси W_m контурдаги ток холдан бирор I қийматгача ортганда ҳосил бўлган ўзиндукция токини енгишдаги бажарилган иши A га, яъни (12.35а) дан холдан I гача олинган интегралга тенгдир:

$$W_m = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}. \quad (12.36)$$

Тоқли контур юзаси орқали ўтаётган магнит индукция оқими $\Phi = LI$ эканлигини назарга олинса, (11.36) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{I\Phi}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}. \quad (12.36, a)$$

Шундай қилиб, ток магнит майдоннинг энергияси W_m СИ Жоуль (Ж) ларда ўлчанади; (12.36 а) га биноан:

$$1\text{Ж} = 1\text{Гн} \cdot \text{А}^2 = 1\text{А} \cdot \text{Вб} = \frac{\text{Вб}^2}{\text{Гн}}.$$

(12.36 а) ифода тоқли контур ўзида тўплайдиган магнит майдон энергиясидан иборат бўлганлиги учун унга токнинг хусусий энергияси ҳам дейилади.

Занжирни ток манбаидан узиш вақтида йўқотган магнит майдон энергияси (12.36) ҳисобига узилиш электронлари иш бажаради.

Соленоид магнит майдон энергияси ва энергия зичлиги. Соленоиддан ток ўтаётганда унинг ўзагида мужассамлашиб ҳосил бўлган магнит майдон энергияси ҳам (12.36) формула асосида аниқланади, яъни:

$$W_m = \frac{LI^2}{2}, \quad (12.37)$$

бунда L —соленоиднинг индуктивлиги, I —ундан ўтаётган ток кучи.

Соленоид ўзагида ҳосил бўлган бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) магнит майдон энергияси W_m ни майдон кучланганлиги H ва индукцияси B орқали ифодалаш мумкин. Бунинг учун, (12.19) га биноан соленоиднинг индуктивлиги:

$$L = \mu_0 \mu n^2 V.$$

бунда V —соленоиднинг ҳажми, l —соленоид узунлик бирлигига мос келган ўрамлар сони, μ_0 —магнит доимийси, μ —соленоид ўзагидаги модданинг нисбий магнит сингулярчанлиги.

Бундан ташқари тўлиқ ток қонунига биноан соленоид ўзагидаги майдон кучланганлиги $H = In$, бунда $I = \frac{H}{n}$ индуктивлилик L ва ток кучи I ларнинг ифодаларини (12.36) га қўйиб, қуйидагини тонамиз:

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V; \quad (12.37)$$

ёки $\mu_0 \mu H = B$ эканлигини назарга олиб, (12.37) ни яна бундай кўринишларда ёзиш мумкин:

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} V = \frac{H \cdot B}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V \quad (12.37 \text{ а})$$

Магнит майдон энергияси ҳам барча турдаги энергиялар сингари СИ Жоуллар (Ж) билан ўлчаёлади, яъни:

$$1 \text{ Ж} = 1 \text{ Гн} \cdot \text{А}^2 = 1 \frac{\text{Гн}}{\text{м}} \cdot \left(\frac{\text{А}}{\text{м}}\right)^2 \text{ м}^3 = 1 \frac{\text{А}}{\text{м}} \cdot \text{Тл} \cdot \text{м}^3 = 1 \frac{\text{Тл}^2}{\text{Гн/м}} \text{ м}^3$$

Чексиз узун соленоиднинг магнит майдони бир жинсли ($\vec{B} = \text{const}$) бўлганлиги учун у фақат соленоид ичида тўпланган бўлади. Демак, (12.37) дан кўринадики, магнит майдоннинг энергияси соленоид ҳажми V бўйича энергиянинг ҳажм зичлиги W_m билан бир текис тақсимланади. Шундай қилиб, ҳажм бирлигига мос келган магнит майдон энергияси, яъни энергиянинг ҳажм зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{H \cdot B}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}. \quad (12.38)$$

Шундай қилиб, магнит майдон энергиясининг зичлиги шу нуқтадаги магнит майдон кучланганлиги H ва индукцияси B нинг қўпайтмасининг ярмига тенгдир.

Агар магнит майдон бир жинсли бўлмаса, майдоннинг кичик элементар dV ҳажмида B ни ёки H ни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин бўлади. У вақтда (12.38) формула элементар ҳажмдаги магнит майдон энергиясининг зичлигини ифодалайди, яъни:

$$w_m = \frac{dW_m}{dV} = \frac{H \cdot B}{2}. \quad (12.39)$$

Бу ҳолда чекли V ҳажм ичидаги энергия

$$W_m = \int_V W_m dV = \int_V \frac{H \cdot B}{2} dV \quad (12.40)$$

бўлади. Бу ерда интеграл V ҳажм бўйича олинган.

Токлар магнит майдони энергияси ва тоқларнинг ўзаро энергияси. Умумий ҳолда I_1, I_2, \dots, I_N тоқлар ўтаётган N та контурлар ҳосил қилган магнит майдонини қараб чиқамиз. Тоқли контурлар системаси магнит майдон энергияси W_m ҳар бир контур энергиялари (12.37а) нинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$W_m = W_{m1} + W_{m2} + \dots + W_{mN} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N I_i \Phi_{mi} \quad (12.41)$$

Бу ерда Φ_{mi} —контурларнинг i сига туташган тўлиқ магнит оқими бўлиб, у ўзиндукция магнит оқими $(\Phi_{mi})_{\text{ўз}$ ва унинг қолган тоқли контурлар билан туташган ўзиндукция магнит оқими $(\Phi_{mi})_{\text{ўзаро}}$ нинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$\Phi_{mi} = (\Phi_{mi})_{\text{ўз}} + (\Phi_{mi})_{\text{ўзаро}}$$

Бу қўшилувчи магнит оқимлари мос равишда $(\Phi_{mi})_{\text{ўз}} = L_i I_i$ ва $(\Phi_{mi})_{\text{ўзаро}} = \sum M_{ik} I_k$ бўлади, бунда L_i катталиқ i —контурнинг индуктивлиги, M_{ik} эса i —контурни $K = 1, 2, \dots, N_i$ контурлар билан ўзаро индуктивлиги. Охириги ифодани (12.41) га қўйилса, тоқларнинг магнит майдон энергияси келиб чиқади:

$$W_m = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N L_i I_i^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N M_{ik} I_i I_k \quad (12.42)$$

Бу тенгламанинг ўнг томонидаги биринчи қўшилувчи ифода тоқли барча контурларнинг ўзиндукция магнит майдони энергиясидир.

$$W_{\text{ўз}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N L_i I_i^2 \quad (12.43)$$

Контурдаги тоқларнинг ўзи ҳосил қилган бу энергияга тоқларнинг хусусий энергияси дейилади.

Ва ниҳоят, иккинчи қўшилувчи энергияга эса тоқларнинг ўзаро энергияси дейилади, яъни:

$$W_{\text{зар}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{k=1}^N M_{ik} I_i I_k \quad (12.44)$$

Шуни қайл қилиш керакки, икки контурнинг ўзаро индуктивлиги M_{ik} мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Агар i — контур юзасига ўтказилса, нормал \vec{n}_i нинг йўналиши K_i контурнинг магнит майдони индукцияси \vec{B}_k нинг йўналиши билан мос тушса, ўзаро индуктивлик мусбат $M_{ik} > 0$ бўлади (12.21а-расм), аксинча қарама-қарши бўлса, манфий $M_{ik} < 0$ бўлади (12.21 б-расм).

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Электростатик, магнит ва электромагнит майдонлар деб қандай майдонларга айтилади? Улар қандай шаронгда ҳосил бўлади?

2. Қандай токка индукцион ток дейилади? Индукцион токнинг ҳосил бўлиш шартларини қандай таърибатлар асосида ифодалаш мумкин?

3. Фарадейнинг электромагнит индукция қонунини таърифланг ва математик ифодасини ёзинг.

4. Индукцион токнинг йўналишини ифодаловчи Ленц қондасини таърифланг.

5. Фарадей-Ленц қонунини таърифланг ва математик ифодасини ёзинг.

6. Фарадей электромагнит индукция қонунининг энергиянинг сақланиш ва металлларнинг классик электрон назарияси асосида исботини тушунтириб беринг.

7. Тўғри ўтказгичда ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналишини ифодаловчи ўнг қўл қондасини таърифланг.

8. Магнит майдонда айланаётган рамка ва дискда ҳосил бўлган индукцион ЭЮК қандай формуладан аниқланади?

9. Фарадей электромагнит индукция қонунининг қандай амалий татбиқи мавжуд? Флюксметрнинг тузилиши ва ишлаш принципи қандай?

10. Ўзиндукция ҳодисаси деб нимага айтилади? Ўзиндукцион электр юритувчи куч деб-чи?

11. Контурнинг статик ва динамик индуктивлиги деб нимага айтилади? Индуктивлик қандай бирликда ўлчанади?

12. Соленоиднинг индуктивлиги нимага боғлиқ, қандай формула билан аниқланади?

13. Экстратоклар деб қандай тоқларга айтилади? Уланиш ва узилиш экстратоклари вақтга қараб қандай ўзгаради?

14. Катта индуктивликли занжиринг ток манбаидан узишда ҳосил бўлган ўзиндукцион электр юритувчи кучнинг катталиги нимага боғлиқ?

15. Ўзиндукция ҳодисаси деб нимага айтилади? Ўзаро индуктивлик деб қандай катталиққа айтилади? У қандай формула билан аниқланади ва қандай бирликда ўлчанади?

16. Қандай қурилмага трансформатор дейилади? Трансформаторларнинг қандай турлари мавжуд?

17. Трансформация коэффициентлари деб нимага айтилади?

18. Ток магнит майдонининг энергия запасини ифодаловчи формулани ёзинг ва уни изоҳлаб беринг.

19. Ток магнит майдонининг энергия зичлиги қандай формуладан аниқланади?

20. Токларнинг ўзаро энергияси нимага боғлиқ ва қандай формуладан аниқланади?

21. Токларнинг хусусий ва ўзаро энергияси нималарга боғлиқ? Уларнинг математик ифодаларини ёзинг.

13-БОБ

МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

13.1. МОЛЕКУЛЯР ТОКЛАРНИНГ МАГНИТ МОМЕНТЛАРИ

Олдинги бобларда муҳитдаги магнит майдонининг токли ўтказгичга ва ҳаракатланаётган зарядли заррачаларига таъсир кучини ифодаловчи Ампер ва Лоренц кучларини қараб чиққан эдик. Бу кучларнинг муҳит магнит хусусиятига боғлиқлиги муҳитнинг нисбий магнит синдирувчанлиги μ билан ифодаланган эди.

Моддаларнинг магнит хоссалари атом ва молекулалари ичида бник электр токлари—молекуляр тоklarининг мавжудлигидир. Бу тоklarнинг физик табиати қандай экашлигини қараб чиқамиз.

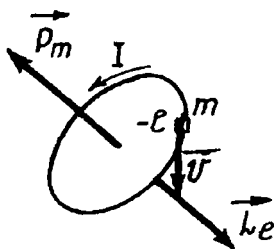
Барча атомлар мусбат зарядланган ядродан ва унинг атрофидаги орбиталарда ва ҳаракатланувчи электронлардан тузилган. Атомдаги ядронинг мусбат заряди электронларнинг манфий зарядига тенг, шунинг учун нормал ҳолатда атом электр жиҳатдан нейтрал бўлади.

Ядро заряди, бинобарин, атомдаги электронлар сони элементнинг даврий системадаги тартиб номери z га тенгдир. Агар элементнинг тартиб рақами z , электроннинг заряди e бўлса, ядро заряди $+ze$ га тенг бўлиб, атомда z та электрон бўлади. Масалан, водород (H) атоми ($z=1$) атиги битта электронга эга, натрий (${}_{11}Na$) атоми ($z=11$) 11 та электронга, уран (${}_{92}U$) атоми ($z=92$) эса 92 та электронга эга.

Магнит ҳодисаларини тушунтиришда электронлар қуёш системаси планеталари каби (атомнинг планетар модели) ядро атрофида доиравий ёки эллиптик орбиталар бўйича айланади деб ҳисоблаш мумкин. Атом электронларининг ҳар

бири ўз хусусий орбитаси бўйича ҳаракатланади, турли электрон орбиталари турли текисликда ётади.

1. Электроннинг орбитал магнит моменти. Орбита бўйича айланаётган электронлар ёшиқ электр тоқларидан иборат ва айнан мана шуларнинг ўзи молекуляр тоқлардан иборатдир (Ампер ҳам молекуляр тоқларнинг мавжудлигини фараз қилган эди). Бу молекуляр тоқлар молла-ларнинг магнит хоссаларини белгилайди. Бундай молекуляр-орбитал тоқлар магнит моменти деб аталувчи \vec{P}_m катталиқ билан тавсифланади. Фараз қилайлик, ташқи магнит майдони таъсирида бўлмаган, изоляцияланган атомдаги электрон r радиусли доиравий орбита бўйлаб v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (13.1-расм). Айланма токнинг магнит моменти таърифиға биноан электроннинг орбитал магнит моменти P_m миқдоран қуйидагига тенг бўлади:



13.1-расм

$$P_m = I_{\text{орб}} \cdot S = I_{\text{орб}} \cdot \pi r^2, \quad (13.1)$$

бунда $S = \pi r^2$ —электрон орбитасининг юзи, $I_{\text{орб}}$ —электрон орбитал токнинг кучи. Агар электроннинг орбита бўйлаб айланиш частотаси ν бўлса, орбитал токнинг кучи $I_{\text{орб}}$ қуйидагига тенг бўлади:

$$I_{\text{орб}} = e\nu = e \frac{v}{2\pi r}, \quad (13.2)$$

бу ерда e —электроннинг заряди. Бу ифодани юқоридаги тенгламада ўрниға қўйилса:

$$P_m = I_{\text{орб}} \cdot \pi r^2 = e \frac{v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2}. \quad (13.3)$$

Иккинчи томондан, m массали электроннинг r радиус-ли орбита бўйлаб v тезликли ҳаракати L_e импульс моменти L_e билан ифодаланади:

$$L_e = mvr. \quad (13.4)$$

Бу ифода атомдаги ихтиёрий кўринишдаги орбитада ҳаракатланаётган электронлар учун ҳам ўринлидир.

(13.3) нинг (13.4) га нисбати ўзгармас бўлиб, электроннинг орбитал тезлиги v га ҳам, орбитанинг радиуси r га ҳам боғлиқ бўлмасдан, унга электроннинг гидромагнит нисбати дейилади ва g ҳарфи билан белгиланади, яъни:

$$g = \frac{P_m}{L_c} = \frac{e}{2m}. \quad (13.5)$$

13.1-расмдан кўринадики, электроннинг орбитал магнит momenti вектори \vec{P}_m ва орбитал импульс momenti вектори \vec{L}_c айланиш ўқи бўйлаб қарама-қарши йўналганлиги учун:

$$\vec{P}_m = -\left(\frac{e}{2m}\right)\vec{L}_c = -g\vec{L}_c. \quad (13.6)$$

3. Атомнинг орбитал магнит momenti. Атомнинг орбитал магнит momenti \vec{P}_m деб, атомлардаги электронларнинг орбитал магнит momentлари \vec{p}_{mi} нинг геометрик йиғиндисига айтилади:

$$\vec{P}_m = \vec{P}_{m1} + \vec{P}_{m2} + \dots + \vec{P}_{mz} = \sum_{i=1}^z \vec{P}_{mi} \quad (13.7)$$

бунда z —атомдаги электронлар сони бўлиб, у Менделеев даврий системасидаги элементнинг тартиб номерига тенг. Худди шунингдек, атомнинг орбитал импульс momenti ҳам, атомдаги барча электронлар орбитал импульс momentлари \vec{L}_c нинг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{L} = \vec{L}_{c1} + \vec{L}_{c2} + \dots + \vec{L}_{c2} = \sum_{i=1}^z \vec{L}_{i2}. \quad (13.8)$$

(13.6) (13.7) ва (13.8) дан фойдаланиб, атомларнинг магнит ва импульс momentлари \vec{P}_m ва \vec{L} учун қуйидаги муносабатни ёзамиз:

$$\vec{P}_m = -\left(\frac{e}{2m}\right) L = -g\vec{L} \quad (13.9)$$

Шундай қилиб, (13.6) ва (13.9) дан кўринадики, электрон ва атомнинг орбитал гидромагнит нисбати ўзаро тенгдир. Орбитал гидромагнит нисбатнинг математик ифодаси (13.5) доиравий орбита мисолида қараб чиқилди. Орбитал гидромагнит нисбат $g = \frac{e}{2m}$ орбита радиуси r га боғлиқ бўлмаганлиги учун у эллиптик орбиталар учун ҳам ўринлидир.

13.2. МАГНИТ МАЙДОНИДАГИ АТОМ

Энди ташқи магнит майдоннинг атомдаги электроннинг орбитал ҳаракатига қандай таъсир қилишини қараб чиқайлик.

Юқоридан маълумки, индукцияси \vec{B} бўлган магнит майдон доиравий токка, жумладан электроннинг орбитал токига айлантирувчи куч моменти \vec{M} билан таъсир қилади, яъни:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \quad \text{ёки} \quad M = P_m B \sin \alpha \quad (13.10)$$

бунада \vec{P}_m — электроннинг орбитал магнит моменти, α эса \vec{P}_m ва \vec{B} векторлар орасидаги бурчак.

Электроннинг орбитал ҳаракати пилдироқнинг ўқи атрофидаги айланма ҳаракатига ўхшаш бўлганлиги учун айлантирувчи куч моменти \vec{M} таъсири остида электрон ҳам, худди пилдироқ сингари, прецессион ҳаракат қилади, яъни импульс моменти \vec{L}_e ва орбитал магнит моменти \vec{P}_m векторлар \vec{B} вектор атрофида ω_L бурчак тезлик билан ҳаракат қилади (13.2-расм).

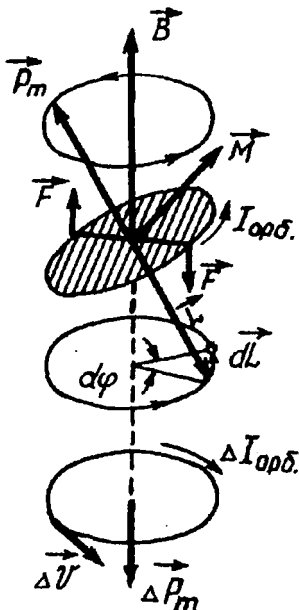
Прецессияли ҳаракат бурчак тезлиги ω_L ни осонгина ҳисоблаш мумкин:

Электрон орбитал ҳаракатда импульс моментнинг ўзгариши $d\vec{L}_e$ куч моменти импульси $\vec{M}dt$ га тенг:

$$d\vec{L}_e = \vec{M}dt \quad \text{ёки} \quad dL_e = Mdt \quad (13.11)$$

$d\vec{L}_e$ вектор худди \vec{M} вектор сингари \vec{L}_e вектор ётган текисликка перпендикуляр йўналган бўлиб, унинг модули dL_e ни (13.10) ни назарга олган ҳолда қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dL_e = Mdt = P_m B \sin \alpha dt. \quad (13.11a)$$



13.2-расм

Иккинчи томондан (13.2-расмга қ.), импульс моментининг ўзгариши dL_z қуйидагига тенг:

$$dL_z = L_z \sin \alpha \cdot d\varphi = L_z \sin \alpha \cdot \omega_L \cdot dt, \quad (13.116)$$

бунда $d\varphi = \omega_L dt$ — импульс momenti \vec{L}_z ётган текисликнинг \vec{B} вектор атрофидаги буралиш бурчаги; ω_L — прецесссион ҳаракатнинг бурчак тезлиги.

(13.11a) ва (13.116) ифодаларни ўзаро тенглаштирамиз:

$$P_m B \sin \alpha dt = L_z \sin \alpha \omega_L dt.$$

Бундан прецессияли ҳаракатнинг бурчак тезлиги ω_L ни

$$\text{топамиз: } \omega_L = \frac{P_m}{L_z} B.$$

Бу ифодага (13.5) дан электроннинг орбитал магнит momenti ва орбитал импульс momentлари нисбатининг қиймати қўйилса,

$$\omega_L = \frac{P_m}{L_z} B = \frac{e}{2m}. \quad (13.12)$$

Бундан кўринадики, прецессиянинг бурчак тезлиги ω_L орбиталнинг ориентациясига, яъни \vec{P}_m ва \vec{B} векторлар орасидаги бурчак α га боғлиқ эмас. (13.12) формула Лармор теоремасининг хусусий ҳолдаги математик ифодаси бўлиб, у бундай таърифланади: *магнит майдоннинг атомдаги электрон орбитасига бирдан-бир таъсири электрон-орбитал магнит momenti \vec{P}_m нинг атом ядросидан ўтган \vec{B} вектор атрофидаги қўшимча ω_L бурчак тезликли прецесссион ҳаракатдир.*

Магнит майдондаги электроннинг ω_L бурчак тезликли прецессияси орбитал токни ўзгартириб, қўшимча орбитал ток $\Delta I_{\text{орб}}$ ни ҳосил қилади, яъни:

$$\Delta I_{\text{орб}} = e\gamma_L = e \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{e^2}{4\pi m} B \quad (13.13)$$

Бу токнинг йўналиши 13.2-расмда тасвирланган. Бу ток ўз ўрнида электронда қўшимча орбитал магнит момент $\Delta \vec{P}_m$ ни ҳосил қилади:

$$\Delta P_m = \Delta I_{\text{орб}} S_L = \frac{e^2 S_L}{4\pi m} B. \quad (13.14)$$

бунда S_{1i} — электрон орбитал юзаси S нинг \vec{B} векторга перпендикуляр йўналишдаги проекцияси. Индукцияланган орбитал магнит momenti вектори $\Delta\vec{P}_m$ нинг йўналиши магнит индукция вектори \vec{B} га қарама-қарши бўлгани учун (13.2-расм):

$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{e^2 S_{1i}}{4\pi m} \vec{B}. \quad (13.14a)$$

Магнит майдонидаги атомда z та электрон бўлгани учун атомда индукцияланган орбитал магнит momenti $\Delta\vec{P}_m$ ҳар бир электронда ҳосил бўлган қўшимча орбитал магнит momentлари $\Delta\vec{P}_{mi}$ нинг геометрик йиғиндисига тенг, яъни:

$$\Delta\vec{P}_m = \sum_{i=1}^z \Delta\vec{P}_{mi} = -\frac{e^2 \vec{B}}{4\pi m} \sum_{i=1}^z S_{1i} \quad (13.15)$$

Атомдаги электронлар орбитаси проекциялари S_{1i} нинг ўртача қиймати $\langle S_{1i} \rangle$ тушунчасини киритамиз:

$$\langle S_{1i} \rangle = \frac{1}{z} \sum_{i=1}^z S_{1i}$$

У вақтда

$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{ze^2 \langle S_{1i} \rangle}{4\pi m} \vec{B}. \quad (13.16)$$

Бунда z — атомдаги электронлар сони бўлиб, у Менделеев даврий системасидаги элемент атомининг тартиб рақамига тенг.

Шундай қилиб, ташқи магнит майдон таъсирида атомдаги барча электронлар маълум бир бурчак тезликда электрон орбиталарининг прецессияси ҳосил бўлар экан. Бу прецессия ўз ўрнида атомда индукцияланган қўшимча магнит momenti (13.16)ни юзага келтиради.

13.3. МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТЛАНИШИ

Магнетиклар. Олдинги параграфда қараб чиқилган атомда индукцияланган қўшимча орбитал магнит momenti (13.16) ихтиёрий модда атоми учун ўринлидир. Шунинг учун ҳам, барча моддалар ташқи магнит майдон таъсирида озроқ ёки кўпроқ магнитланади.

Ташқи магнит майдонида магнитланган моддаларга магнетиклар дейилади.

Магнитланиш вектори. Моддаларнинг магнитланиш даражасини ҳаракатлаш учун магнитланиш вектори деб аталувчи физик катталиқ тушунчаси киритилади.

Модданинг магнитланиш вектори \vec{j} деб, бир бирлик ҳажмидаги атомларида индукцияланган қўшимча орбитал магнит моментлари $\Delta\vec{P}_{mi}$ нинг геометрик йиғиндисига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталиқка айтилади, яъни:

$$\vec{j} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \Delta\vec{P}_{mi}. \quad (13.17)$$

Агар магнит майдонидаги изотроп модда атомларида индукцияланган орбитал магнит моментлари миқдор ва йўналиш жиҳатдан бир хил ($\Delta\vec{P}_m = \text{const}$) бўлса, (13.17)ни куйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{j} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \Delta\vec{P}_{mi} = \frac{n}{\Delta V} \Delta\vec{P}_m = n_0 \Delta\vec{P}_m, \quad (13.17a)$$

бунда $n_0 = \frac{n}{\Delta V}$ — модда атомларининг концентрацияси, яъни бир бирлик ҳажмидаги атомлар сони.

Диаманетиклар. Атоми таркибидаги электронлар орбитал магнит моментларининг геометрик йиғиндиси нолга тенг бўлган атомларга хусусий орбитал магнит моментга эга бўлмаган атомлар деб ном берамиз.

Хусусий магнит моментига эга бўлмаган атомли моддалар ташқи магнит майдонида майдонга тескари йўналишда магнитланиш ҳодисасига диаманет эффе́кт дейилиб, моддаларга эса диаманетиклар дейилади.

Агар $\Delta\vec{P}_m$ нинг ифодаси (13.16) ни (13.17) га қўйилса, диаманетикларнинг магнитланиш вектори куйидагига тенг бўлади:

$$\vec{j} = n_0 \Delta\vec{P}_m = -\frac{n_0 e^2 z < S_1 > \vec{B}}{4\pi m} \quad (13.18)$$

Бунда «—» ишора \vec{j} ва \vec{B} векторларнинг қарама-қарши йўналганлигини ифодалайди.

Диаманетикларнинг нисбий магнит синдирувчанлиги 1 га яқин бўлганлиги учун амалда $\mu = 1$ бўлади. Бинобарин,

диамангнетиклар учун $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ эканлигини назарга олиб, (13.18) ни майдон кучланганлиги \vec{H} орқали қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{j} = -\frac{n_0 e^2 z < S_1 >}{4\pi m} \mu_0 \vec{H} = \chi'_m \vec{H}. \quad (13.19)$$

Бу ерда χ'_m —диамангнит модданинг магнитланиш хусусиятини ифодаловчи ўлчамсиз катталиқ бўлиб, унга магнит қабул қилувчанлик дейилади ва у қуйидаги кўринишга эга:

$$\chi'_m = -\frac{n_0 e^2 z < S_1 > \mu_0}{4\pi m}. \quad (13.20)$$

Диамангнетиклар учун $\chi'_m < 0$ эканлиги, ташқи магнит майдонида диамангнит моддалар майдонга қарама-қарши йўналишида магнитланишини ифодалайди.

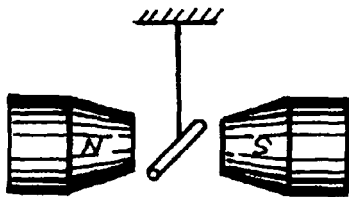
(13.20) формула фақат диамангнетиклар учунгина ўринли эканини таъкидлаш керак.

Диамангнетикларга инерт газлар, айрим органик бирикмалар, металлардан: висмут, цинк, олтин, мис, қумуш, симоб ва бошқалар, қатрон (смола), сув, шиша, мрамар тошлар мисол бўла олади.

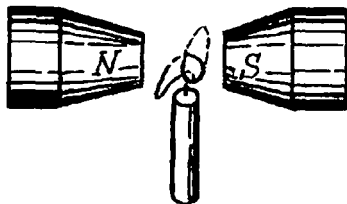
Доимий магнит қутблари орасига жойлаштирилган диамангнетиклар магнитнинг бир хил исмли қутби яқинида диамангнетикнинг ҳам бир хил исмли қутблари ҳосил бўлганлигидан, улар кучсиз магнит майдон соҳасига итарилади.

Доимий магнит қутблари орасига жойлаштирилган диамангнетиклар магнитнинг қутблари яқинида диамангнитнинг бир хил исмли қутби ҳосил бўлади. Шунинг учун ҳам магнит майдонидаги диамангнетиклар кучсиз магнит майдон соҳасига итарилади.

Масалан, диамангнит молда—в и с м у т д а н тайёрланган стержень магнит қутблари орасига осилганда (13.3-расм),



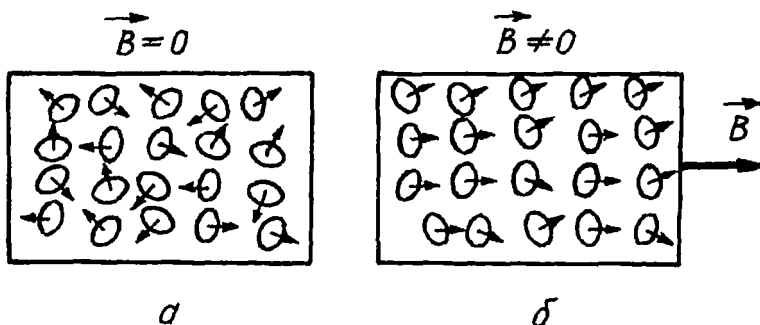
13.3-расм



13.4-расм

магнит майдоннинг индукция вектори B га перпендикуляр жойлашиб қолади. Худди шунга ўхшаш доимий магнит кутблари орасидаги фазода аланга ён томонга итарилади (13.4-расм), чунки алангани ташкил қилган газлар диамагнетикдир.

4. Парамагнетиклар. Хусусий магнит моменти нолдан фарқли бўлган атомли моддалар ташқи магнит майдони бўйлаб магнитланиши ҳолисасига парамагнит эффект дейилиб, моддаларга эса парамагнетиклар дейилади.



13.5-расм

Моддаларнинг парамагнит хоссалари атомларида нолдан фарқли бўлган хусусий орбитал магнит моментга эга бўлиши билан тушунтирилади. Ташқи магнит майдон бўлмаганда, парамагнетикадаги атомларнинг хусусий орбитал моментлари ΔP_m иссиқлик ҳаракати сабабли тартибсиз жойлашган бўлади (13.5а-расм). Шунинг учун ҳам, ташқи майдон бўлмаган ($\vec{B} = 0$) да алоҳида атомлар хусусий орбитал магнит момент-

ларининг геометрик йиғиндиси нолга тенг $\left(\sum_{i=1}^n \Delta P_m = 0 \right)$, бинобарин, парамагнит модда магнитланмаган бўлади.

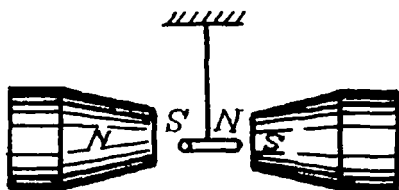
Агар парамагнит модда ташқи магнит майдонига киритилса, унинг ҳар қайси атомга жуфт куч таъсир қилиб, атомларнинг хусусий орбитал магнит моментлари майдон йўналишига параллел жойлашишга интилади (13.5-б расм). Натижада, бу парамагнетик ичида нолдан фарқли бўлган, ташқи магнит майдонга параллел йўналган қўшимча магнит майдони ҳосил бўлади.

Парамагнетик атомлари ўзининг тузилиши ва ташқи магнит майдонида ориентацияланишига кўра диэлектрикнинг

қутбли молекулаларига ўхшашдир. Бунда диэлектрикларнинг қутбланиши учун атомларнинг электр моментлари \vec{P}_e муҳим бўлса, парамагнетикларнинг магнитланиши учун эса атомларнинг хусусий орбитал магнит моментлари \vec{P}_m муҳимдир.

1905 йилда француз физиги Поль Ланжевен (1872-1946) томонидан яратилган парамагнетизмнинг классик назариясига биноан ташқи магнит майдон кучли ва ҳарорат жуда паст бўлмаганда, парамагнитлар учун магнитланиш вектори \vec{j} ҳам ташқи магнит майдон кучланганлиги \vec{H} га пропорционалдир:

$$\vec{j} = \chi_m^* \vec{H}, \quad (13.21)$$



13.6-расм

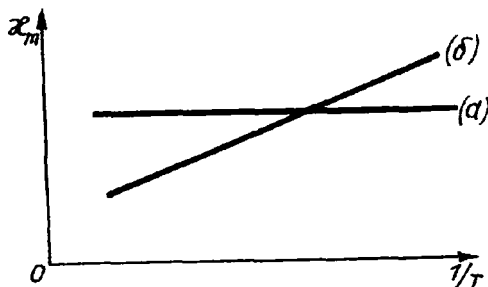
бунда χ_m^* — парамагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги бўлиб, Ланжевен назариясига биноан:

$$\chi_m^* = \frac{n_0 p_m^2}{3kT}. \quad (13.22)$$

Парамагнетиклар учун χ_m^* қиймати мусбат

($\chi_m^* > 0$) бўлиб, у 10^{-5} — 10^{-3} оралиқда ётади.

Жуда кучли магнит майдон ва паст ҳароратларда парамагнетикларнинг магнитланиш вектори \vec{j} нинг майдон кучланганлиги \vec{H} га пропорционаллиги бузилади. Жумладан, \vec{H} орта бориши билан \vec{j} векторнинг қиймати секин орта боради, ва ниҳоят, тўйиниш ҳолати юз бериб, $\vec{j} = \text{const}$ бўлиб қолади.



13.7-расм

Кислород, азот, азот оксиди, ҳаво, эбонит, алюминий, платина, суюқ кислота, ишқорий ер металлари ва шу кабилар парамагнетикларга мисол бўла олади.

Доимий магнит қутблари орасига жойлаштирилган парамагнит моддалар шундай магнитланадики, мусбат магнит қутби яқинида унинг манфий қутби бўлади. Натижада, пайдо бўлган ҳар хил исмли қутблар ўзаро тортишади.

Ташқи магнит майдонидаги парамагнетикларнинг майдон бўйлаб магнитланишини тажрибада осонгина кўриш мумкин. Масалан, доимий магнит қутблари орасида илга осилган парамагнетик стержень магнит майдон индукция чизиғи бўйлаб жойлашади (13.6-расм), парамагнит суюқлик эса кучли майдон томонга, яъни магнит қутблари орасидаги фазога тортилади.

Шундай қилиб, юқорида айтилганларни умумлаштириб, бир хил моддалар диамагнитлар, бошқалари парамагнитлар бўлишини тушуниб олишимиз мумкин. Магнит майдонидаги ҳар қандай атомнинг барча электронлари Лармор прецессиясига дуч келгани сабабли атомнинг диамагнит хоссаси мавжуд бўлади.

13.7-расмда, диамагнит (а) ва парамагнит (б) модданинг магнит қабул қилувчанлиги χ_m нинг ҳароратнинг тескари ифодаси $1/T$ га боғланиш графиги келтирилган.

Шуни қайд қилиш керакки, магнетиклар бир вақтнинг ўзида ҳам диамагнит, ҳам парамагнит хоссага эга бўлганлиги учун умумий ҳолда модданинг магнит қабул қилувчанлиги χ_m икки қисмдан ташкил топган бўлади:

$$\chi_m = \chi'_m + \chi''_m, \quad (13.23)$$

бунда χ'_m ва χ''_m , —диамагнит ва парамагнит моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги бўлиб, улар мос равишда (13.20) ва (13.22) формулалардан аниқланади.

Агар модда атомининг хусусий орбитал магнит моменти кичик бўлса, унинг диамагнит хоссалари кучли бўлади ва модда диамагнетик бўлади. Аксинча, модда атомининг хусусий орбитал магнит моменти катта бўлса, унинг парамагнит хоссалари диамагнит хоссаларидан кучли бўлади ва модда парамагнетик бўлади. Жумладан, барча инерт газ атомларининг хусусий орбитал магнит моментлари нолга тенг бўлганлиги учун улар фақат диамагнетиклардир.

Магнитомеханик эффект. Парамагнетикнинг атом (ёки молекула)ларнинг ташқи магнит майдонда майдон

бўйлаб ориентацияланиши сабабли магнитланиш содир бўлади. Бунда парамагнетикнинг хусусий орбитал импульс моменти вектори $\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{L}_i$ асосий ролни ўйнаб, у орбитал магнит моменти вектори $\vec{P}_m = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}$ билан $\sum_{i=1}^N \vec{L}_i = -\frac{1}{g} \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}$ боғланишига эга; бунда N —парамагнетикнинг ΔV ҳажмидаги атомлар сони, g —гиромагнит нисбат.

Элементар ΔV ҳажм чегарасида ташқи магнит майдонни бир жинсли ҳисоблаб, (13.17) ва (13.21) формулалар асосида парамагнит ҳажмнинг импульс моменти $I_0 \vec{\omega}$ (бунда I_0 —жисмнинг инерция моменти, $\vec{\omega}$ —унинг бурчак тезлиги) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

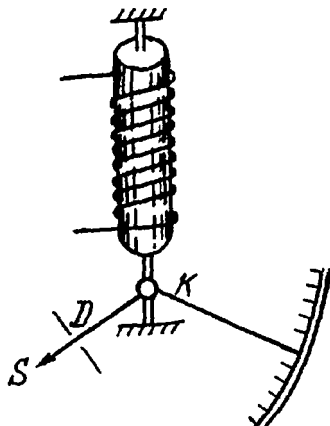
$$I_0 \vec{\omega} = -\sum_{i=1}^N \vec{L}_i = -\frac{1}{g} \sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi} = \frac{\Delta V}{g} \vec{j} = \frac{\Delta V}{g} \chi_m^* \vec{H} \quad (13.24)$$

Парамагнетик атомининг ташқи магнит майдонда ориентацияланиш жараёнида импульс моментнинг сақланиш қонуни бажарилади. Шунинг учун, парамагнит жисм ташқи магнит майдонда магнитланганда унинг импульс моменти доимий қолиши керак. Натижада, парамагнит жисм $I_0 \vec{\omega}$ —импульс моментга эга бўлиши учун магнит майдонда $\vec{\omega}$ бурчак тезлик билан айланма ҳаракат қилади.

Парамагнит жисмнинг ташқи магнит майдонда айланма ҳаракатда бўлиши ҳодисасига магнитомеханик эффект дейилади.

Тажрибада, I_0 , ΔV ва χ_m^* доимийларни билган ҳолда H ва ω ни ўлчаб, (13.24) формуладан гиромагнит нисбат g ни аниқлаш мумкин.

Магнитомеханик эффектни 1915 йилда биринчи бўлиб Эйнштейн ва Де Хаас тажрибада кузатишган. Бу тажрибада унча катта бўлмаган темир цилиндрчани ингичка кварц толага осиб, соленоид ичида жойлаштирилган эди (13.8-расм). Соленоиддан ўзгармас ток ўтказиб, цилиндр магнитланганда у бури-



13.8-расм

ла бошлайди, магнит майдоннинг йўналиши ўзгартирилганда айланиш йўналиши ҳам ўзгаради. Цилиндрнинг бурилиши толага маҳкамлаб қўйилган К кўзгучадан қайтган нур шуъласи ёрдамида шкаладан аниқланади. Бунда юзага келадиган ω бурчак тезлик жуда кичик бўлган. Масалан, диаметри бир неча миллиметр бўлган темир цилиндр $H = 10^4$ А/м кучланишли майдонда $\omega = 10^{-3}$ рад/с бурчак тезликка эга бўлган, холос. Шунинг учун кузатиладиган магнитомеханик эффектни кучайтириш учун Эйнштейн ва Де Хаас механик резонанс ҳодисасидан фойдаланишди, улар соленоидни частотаси цилиндрнинг резонанс тебраниш частотасига тенг бўлган ўзгарувчан токка улашди.

Шундай қилиб, тажрибадан олинган маълумотларга биноан гиромангнит нисбат g ни аниқлаб, унинг назарий чиқарилган қийматини (13.5) билан таққослаш мумкин. Тажриба натижаларидан маълум бўлдики, g_x нинг экспериментал қиймати назарий (13.5) қийматидан икки марта катта экан, яъни:

$$g_x = 2g = \frac{e}{m}. \quad (13.25)$$

Бундан темирнинг магнит хоссалари электроннинг орбитал магнит моменти \bar{P}_m га эмас, балки хусусий магнит моменти \bar{P}_{ms} га боғлиқ, деган хулоса келиб чиқади.

Шундай қилиб, электроннинг хусусий магнит моменти \bar{P}_{ms} хусусий импульс моменти \bar{L}_{es} га пропорционалдир:

$$\bar{P}_{ms} = -g_x \bar{L}_{es} = -\frac{e}{m} \bar{L}_{es}. \quad (13.25, a)$$

Даставвал электрон хусусий магнит моменти \bar{P}_{ms} нинг мавжудлигини, унинг ўз ўқи атрофидаги айланишининг импульс моменти—спини (spin—инглизча айланмоқ демакдир) билан тушунтирмоқчи бўлганлар. Кейинчалик спиннинг бундай модели бир қатор қарама-қаршиликка олиб келди, натижада ўз ўқи атрофида «айланаётган электрон» ҳақидаги тасаввурдан воз кечишга тўғри келди.

Ҳозирги вақтда текширишлардан маълум бўлдики, электроннинг хусусий импульс моменти—спини ва у билан боғлиқ бўлган спин магнит моменти ҳам, унинг массаси ва заряди сингари ажралмас характеристикаларидан бири эканлиги жуда катта ишонч билан исботланди.

Электроннинг спини, яъни унинг хусусий импульс моменти \bar{L}_i ва хусусий магнит моменти \bar{P}_{ms} моддаларнинг

магнит хоссаларидагина намоён бўлибгина қолмай, бошқа кўп ҳолисаларда, жумладан, оптик спектрларнинг хоссаларида ва орбитада электроннинг жойлашишида намоён бўлади. Электрон спин унинг квант табиатига эга бўлган элементар заррача эканлигининг мезонидир.

Шундай қилиб, спин-квант табиатига эга бўлган барча элементар зарралар (электрон, протон, нейтрон ва мьонлар)нинг хусусий импульс моментидир.

Замонавий физикада электрон спин \vec{L}_{es} нинг абсолют қиймати қуйидаги формула билан аниқланиши исботланган:

$$L_{es} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad (13.26)$$

бунда $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Ж·с Планк доимийси бўлиб, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Ж·с. У вақтда электроннинг спин (хусусий) магнит momenti \vec{P}_{ms} нинг абсолют қиймати:

$$\vec{P}_{ms} = \frac{e}{m} \vec{L}_{es} = \sqrt{3} \frac{e}{2m} h = \sqrt{3} \mu_B. \quad (13.27)$$

формуладан аниқланади: Бунда μ_B катталикка Бор магнетони дейилиб, унинг сон қиймати:

$$\mu_B = \frac{e}{2m} h = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{М}^2$$

Шуни қайд қилиш керакки, электрон спин магнит momenti \vec{P}_{ms} нинг ташқи магнит майдон индукция вектори B нинг ташқи йўналиши бўйича проекцияси $(\vec{P}_{ms})_B$ бир Бор магнетони μ_B га тенг бўлади.

Электрон спин \vec{L}_{es} ва спин momenti \vec{P}_{ms} нинг муҳим хусусияти шундан иборатки, уларнинг магнит майдонидаги проекцияси магнит индукция B векторига нисбатан икки хил бўлади:

1. Магнит индукция вектори \vec{B} га параллел бўлган ҳолдаги спин ва спин магнит моментларнинг проекциялари қуйидагига тенг бўлади:

$$(\vec{L}_{es})_B = +\frac{1}{2} h, \quad (13.28)$$

$$(\vec{P}_{ms})_B = -\mu_B. \quad (13.28a)$$

2. Магнит индукция вектори \vec{B} га қарама-қарши, яъни антипараллел проекциялари эса:

$$(\vec{L}_{es})_B = -\frac{1}{2}h, \quad (13.29)$$

$$(\vec{P}_{ms})_B = +\mu_B. \quad (13.29a)$$

Электрон спинининг ташқи магнит майдонидаги икки хил проекцияланиши Штерн ва Герлах томонидан тажрибада аниқланган.

13.4. МОДДАЛАРДАГИ МАГНИТ МАЙДОН

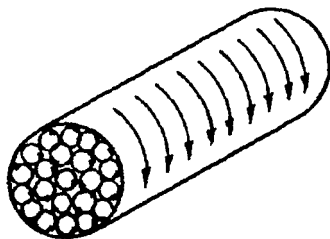
1. Магнит қабул қилувчанлик ва нисбий магнит сингдирувчанлик. Магнетиклардаги натижавий магнит майдон индукцияси \vec{B} , ўтказувчанлик—макроток I нинг вакуумда ҳосил қилган ташқи магнит майдон индукцияси \vec{B}_0 билан молекуляр-микроток I_m нинг ҳосил қилган ички магнит майдон индукцияси $\vec{B}_{\text{ичк}}$ нинг геометрик йиғиндисига тенг:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{\text{ичк}}. \quad (13.30)$$

Бу ерда \vec{B}_0 —вакуум ($\mu = 1$) даги магнит майдон индукцияси бўлиб, майдон кучланганлиги H билан қуйидагича боғланган:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}. \quad (13.30a)$$

Магнит майдон магнитланиш вектори \vec{j} нинг микроток I_m га боғланишини ўзаги магнетикдан ясалган чексиз узун соленоид мисолидан фойдаланиб осонгина аниқлаш мумкин. Соленоиддан ток ўтганда магнетик бир жинсли магнитланади. Соленоид ўзагидан иборат бўлган магнетикдаги магнит моментлари бир хил йўналган молекуляр-микротоклар уни магнитлайди. Бу молекуляр-токларнинг текисликлари цилиндрсимон ўзак ўз ўқиға параллел магнитланиш вектори \vec{j} га перпендикуляр вазиятда бўлади (13.9-расм). Ўзакнинг кўндаланг кесимидаги



13.9-расм

молекуляр тоқлар ички қисмда қарама-қарши йўналган бўлиб, бир-бирини компенсациялайди. Фақат цилиндрсимон ўзакнинг ён сирти бўйлаб оқадиган тоқлар ҳосил қилган майдонларгина компенсацияланмай қолади, холос. Бу сирт тоқлар соленоиддан оқаётган токка ўхшайди. Шунинг учун соленоид цилиндрик ўзагининг ўқида микротоқлар ҳосил қилган магнит майдоннинг индукцияси $B_{\text{ичк}}$ (13.30) формулага биноан қуйидагига тенг бўлади:

$$B_{\text{ичк}} = \mu_0 H = \mu_0 \frac{I_{\text{ичк}}}{r} = \mu_0 I_0. \quad (13.31)$$

бунда $I_0 = \frac{I_{\text{ичк}}}{r}$ бўлиб, унга ўзакнинг узунлик бирлигига мос келган микротокнинг кучи ёки токнинг чизиқли зичлиги.

Бундан молекуляр ток аниқланса:

$$I_m = B_{\text{ичк}} \frac{l}{\mu_0} \quad (13.31a)$$

У вақтда I_m молекуляр тоқларнинг магнит моменти

$$\vec{P}_m = I_m \cdot S = B_{\text{ичк}} \frac{S l}{\mu_0} = B_{\text{ичк}} \frac{V}{\mu_0}, \quad (13.32)$$

бўлади, бунда $V = Sl$ — магнетик ўзакнинг ҳажми. Агар ҳажми V бўлган магнетикнинг магнит моменти \vec{P}_m бўлса, унинг магнитланиш вектори \vec{j} ни осонгина аниқлаш мумкин:

$$\vec{j} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{B_{\text{ичк}}}{\mu_0}.$$

Бундан ички магнит майдоннинг индукцияси:

$$\vec{B}_{\text{ичк}} = \mu_0 \vec{j} \text{ ёки } \vec{H}_{\text{ичк}} = \vec{j}. \quad (13.33)$$

Юқоридаги (13.19) формулада $\vec{j} = \chi_m \vec{H}$ бўлгани учун:

$$\vec{B}_{\text{ичк}} = \mu_0 \chi_m \vec{H}. \quad (13.34)$$

\vec{B}_0 ва $\vec{B}_{\text{ичк}}$ нинг ифодаларини (13.30) га қўямиз:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H}. \quad (13.35)$$

Магнетикдаги натижавий магнит майдонининг индукцияси \vec{B} майдон кучланганлиги \vec{H} билан $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ боғланишга эга.

Буни юқоридаги тенгламада ўрнига қўйилса; $\mu_0 \mu \vec{H} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H}$ бўлади.

Ва ниҳоят, бундан, магнетиклар учун нисбий магнит сингдирувчанлиги μ нинг магнит қабул қилувчанлиги χ_m билан ўзаро боғланиши келиб чиқади:

$$\mu = 1 + \chi_m. \quad (13.36)$$

Магнетикнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ ўлчамсиз катталиқ бўлиб, у магнетикдаги магнит майдон вакуумдагидан неча марта кучланганлигини ифодалайди.

(13.35) дан магнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги:

$$\chi_m = \mu - 1. \quad (13.36a)$$

бўлади. Барча магнетиклар ўзларининг магнит қабул қилувчанликларининг ишораси ва қийматларига қараб ҳар хил магнит хоссаларига эга бўлади:

Диамагнит моддалар учун $\chi_m < 0$ ва $\mu < 1$;

Парамагнит моддалар учун $\chi_m > 0$ ва $\mu > 1$;

Вакуум (бўшлиқ) учун $\chi_m = 0$ ва $\mu = 1$;

Шуни қайд қилиш керакки, бу моддаларнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги μ ташқи магнит майдоннинг кучланганлиги H га боғлиқ эмас.

Баъзи магнетиклар учун магнит қабул қилувчанликнинг катталиги қуйидаги жадвалда келтирилган:

13.1-жадвал

Диамагнетик	$\chi_m = -(\mu - 1)$	Парамагнетик	$\chi_m = \mu - 1$
Водород	$0,063 \cdot 10^{-6}$	Азот	$0,013 \cdot 10^{-6}$
Бензол	$7,500 \cdot 10^{-6}$	Ҳаво	$0,380 \cdot 10^{-6}$
Сув	$9,000 \cdot 10^{-6}$	Кислород	$1,900 \cdot 10^{-6}$
Мис	$10,300 \cdot 10^{-6}$	Эбонит	$14,000 \cdot 10^{-6}$
Шиша	$12,600 \cdot 10^{-6}$	Алюминий	$23,000 \cdot 10^{-6}$
Кварц	$15,100 \cdot 10^{-6}$	Вольфрам	$176,000 \cdot 10^{-6}$
Ош тузи	$12,600 \cdot 10^{-6}$	Платина	$360,000 \cdot 10^{-6}$
Висмут	$176,000 \cdot 10^{-6}$	Суюқ кислород	$3400,000 \cdot 10^{-6}$

Учинчи тур моддалар учун $\chi_m \gg 0$ ва $\mu \gg 1$ бўлиб, энг кўп тарқалган вакили темир (Fe-феррум) бўлганлигидан уларга ферромагнетиклар дейилади.

Ферромагнетиклар—кучли магнит моддалардир, уларнинг магнитланиши кучсиз ҳисобланган диа- ва парамагнетикларникидан 10^{10} мартагача каттадир.

2. Магнетостатиканинг асосий тенгламалари. *Магнетостатика деб, вақтга боғлиқ* бўлмаган магнит майдонни ўргатадиган магнетизмнинг бир бўлимига айтилади. Магнетостатик майдон доимий (стационар) тоқлар томонидан ҳосил қилингани учун уларга яна стационар магнит майдон деб ном берилган.

Магнитостатиканинг асосий тенгламаларини ноферромагнит моддалардаги магнит майдон мисолида қараб чиқамиз. Магнетик моддаларда магнит майдонни ҳам ўтказувчанлимакротоқлар, ҳам молекуляр-микротоқлар ҳосил қилади. Шунинг учун, тўлиқ ток қонунига биноан, магнетик моддадаги магнетостатик майдон индукцияси B нинг ёпиқ L контур бўйича циркуляцияси шу контур ичидан ўтаётган макро- ва микротоқларнинг алгебраик йиғиндисининг μ_0 га кўпайтмасига тенг:

$$\oint_L (\vec{B} \cdot d\vec{l}) = \mu_0 (I + I_M), \quad (13.37)$$

бунда I ва I_M —ихтиёрий L контур ичидан ўтаётган микро ва макротоқларнинг алгебраик йиғиндиси.

Магнетикдан ички магнит майдони кучланганлиги $\vec{H}_{\text{ичк}}$ нинг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси микротоқларнинг алгебраик йиғиндиси I_M га тенгдир, яъни:

$$\oint_L (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I_M. \quad (13.38)$$

Бу ифодадаги ички магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}_{\text{ичк}}$ (13.33) га асосан магнитланиш вектори \vec{j} га тенг бўлганлиги учун уни

$$\oint_L (\vec{j} \cdot d\vec{l}) = I_M. \quad (13.38a)$$

кўринишда ёзиш мумкин: у вақтда ноферромагнит моддадаги магнетостатик майдон учун ёзилган тўлиқ ток қонуни (13.37) қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{j} \right) d\vec{l} = I \quad (13.39)$$

Бу тенгламанинг интеграл остидаги $\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{j} \right)$ ифодаси магнитостатик майдоннинг кучланганлиги \vec{H} дан иборатдир, яъни:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{j}. \quad (13.40)$$

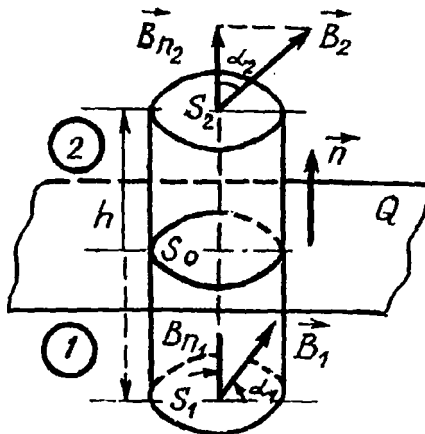
У вақтда (13.39) дан юқорида қараб чиқилган тўлиқ ток қонунининг ифодаси келиб чиқади:

$$\oint_L (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I, \quad (13.41)$$

бунда I —ўтказувчанлик макротокларнинг алгебраик йиғиндисидан иборат эканлигини яна бир бор таъкидлаб ўтамиз.

Шундай қилиб, юқорида келтирилган (13.37) дан (13.41) гача бўлган формулалар вақтга боғлиқ бўлмаганлиги учун уларга магнитостатиканинг асосий тенгламалари дейилади.

3. Чегаравий шартлар. Майдон векторларининг икки муҳит чегарасидаги ўзгаришини тавсифлайдиган муносабабларга чегаравий шартлар деб юритилади. Чегаравий шартлар магнит майдон, яъни узлуксиз функция учун ёзилган Остроградский-Гаусс теоремаси асосида осонгина



13.10-расм

топилади. Аммо икки муҳит чегарасида функция узилишга учрайди ва кўрилайётган масалада шу узилишларни назарга олишга тўғри келади. Буни амалга ошириш мақсадида нисбий магнит сингдирувчанлик μ сакраб ўзгарадиган икки муҳит чегарасида юпқа ўтиш қатламда мавжуд ва бу қатлам кўрилайётган \vec{B}, \vec{H} катталиклар жуда тез, аммо узлуксиз равишда ўзгаради деб ҳисобланади.

Керакли алмаштиришлар бажарилгандан сўнг ўтиш қалинлигини нолга интилтириб ($h \rightarrow 0$), исталган чегаравий шартлар топилади. Бундай шартни ҳар доим бажариш керак. Аммо материал баёнини қисқартириш мақсадида биз ҳар сафар буни такрорлаб ўтирмаймиз.

13.10-расмда тасвирланган 1- ва 2-муҳитни ажратувчи Q сиртнинг нормали \vec{n} иккинчи муҳит томонга йўналган бўлсин. Икки муҳит чегарасида асослари S_1 ва S_2 , баландлиги h га тенг бўлган етарлича кичик цилиндрни фикран ажратамиз. Цилиндрнинг ажратувчи текислик билан кесишишидан ҳосил бўлган юзи S_3 , ён сирти эса $S_{\text{ен}}$ ва цилиндр ўқининг асослари билан кесишган нуқталарида магнит индукция векторлари \vec{B}_1 ва \vec{B}_2 бўлсин. Асосий мақсад \vec{B}_1 ва \vec{B}_2 векторларнинг Q текислик нормали йўналишидаги ташкил этувчилари орасидаги боғланишни топишдан иборат. Остроградский-Гаусс теоремасидан фойдаланиб, қуйидагини тонамиз:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = \int_{S_1} \vec{B}_1 d\vec{S}_1 + \int_{S_2} \vec{B}_2 d\vec{S}_2 + \int_{S_{\text{ен}}} \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (13.43)$$

Цилиндр асосларига мос келувчи вектор юза элементларининг $d\vec{S}_1 = -\vec{n} dS_1$, $d\vec{S}_2 = -\vec{n} dS_2$ эканлигини, $\vec{B}_1 \vec{n} = Bn$, $\vec{B}_2 \vec{n} = Bn_2$ бўлишини эътиборга олиб, (13.43) интегрални ҳисоблаб чиқамиз:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = Bn_1 S_1 + Bn_2 S_2 + \langle B_{\text{ен}} \rangle S_{\text{ен}} = 0. \quad (13.43a)$$

Цилиндрнинг баландлиги h нолга интилганда ($h = 0$ да) $S_1 \rightarrow S_0$; $S_2 \rightarrow S_0$; $S_{\text{ен}} \rightarrow S_0$ муносабатлар ўриши бўлади. У вақтда (13.43a) дан, $S_0 \neq 0$ бўлганлиги учун $(Bn_2 = Bn_1)S_0 = 0$. Бундан

$$B_{n1} = B_{n2}. \quad (13.44)$$

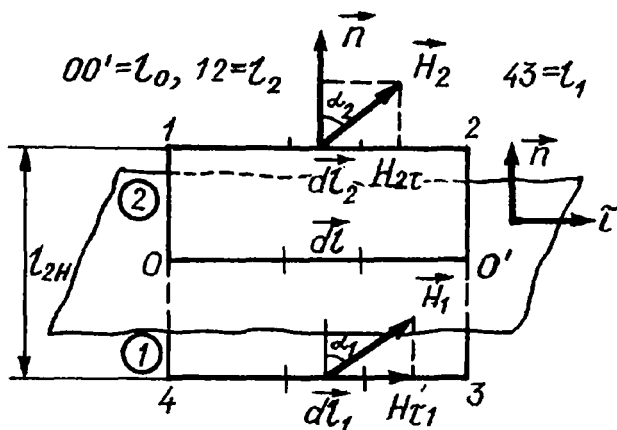
Бу чегаравий шартнинг математик ифодаси, (13.44) га биноан $B_{n1} = \mu_0 \mu_1 H_{n1}$ ва $B_{n2} = \mu_0 \mu_2 H_{n2}$ бўлгани учун:

$$\mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2} \quad (13.44a)$$

(13.44) ва (13.44a) ифодалар чегаравий шартларнинг ифодаси бўлиб, уни бундай таърифлаш мумкин:

Икки муҳит чегарасида магнит индукция векторининг нормал ташкил этувчиси узлуксиз бўлиб, магнит кучланганлик вектори \vec{H} нинг нормал ташкил этувчиси эса узилишга учрайди. Магнит майдон кучланганлик векторининг тангенциал ташкил этувчиси чегаравий шартини топиш учун қуйидаги тўлиқ ток қонунидан фойдаланамиз:

$$\oint_L (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = I \quad (13.45)$$



13.11-расм

13.11-расмда тасвирланган 1- ва 2-муҳитни ажратувчи Q сиртни L контур билан чегараланган S юзли етарлича кичик тўртбурчак билан l_0 чизиқ бўйлаб кесамиз. Тўртбурчакнинг 1- ва 2-муҳитдаги томонлари мос равишда l_1 ва l_2 ён томони эса l_{en} бўлсин.

Асосий мақсад муҳитдаги \vec{H}_1 ва \vec{H}_2 векторларнинг ажратувчи сиртга уринма бўлган $\vec{\tau}$ йўналиш бўйича ташкил этувчилари $H_{\tau 1}$ ва $H_{\tau 2}$ орасидаги боғланишни топиш.

Тўлиқ ток қонуни (13.45) га биноан 12341 ёпиқ контур учун қуйидаги муносабатни ёзамиз:

$$\oint_L (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \int_1^2 H_{\tau_2} dl - \int_2^3 H_{n_2} dl - \int_3^4 H_{\tau_1} dl + \int_4^1 H_{n_1} dl = I_c. \quad (13.43)$$

бунда I_c —икки муҳитнинг ажратувчи сирт бўйлаб оқувчи ток кучи бўлиб, у мавжуд эмасдир, яъни $I_c = 0$. У вақтда (13.45) дан қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\oint_L (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = H_{\tau_2} l - H_{n_2} l_{\text{ён}} - H_{\tau_1} l + H_{n_1} l_{\text{ён}} = 0. \quad (13.45a)$$

Тўртбурчак контурнинг ён томони нолга интилганда $l_{\text{ён}} \rightarrow 0$ бўлса, $l_1 \rightarrow l_0$, $l_2 \rightarrow l_0$ бўлади. У вақтда (13.45a) дан $(H_{\tau_2} - H_{\tau_1})l_0 = 0$ муносабат келиб чиқади. Бундан чегаравий шартни оламиз:

$$H_{\tau_1} = H_{\tau_2}. \quad (13.46)$$

У вақтда \vec{B} векторнинг тангенциал ташкил этувчиси учун чегаравий шарт

$$\frac{B_{\tau_1}}{\mu_1} = \frac{B_{\tau_2}}{\mu_2}. \quad (13.46a)$$

бўлади.

(13.46) ва (13.46a) формулалар ҳам чегаравий шартларнинг математик ифодаси бўлиб, уни ҳам қуйидагича таърифлаш мумкин:

Икки муҳим чегарасида магнит кучланганлиги векторининг тангенциал ташкил этувчиси узлуксиз бўлиб, магнит индукция векторининг тангенциал ташкил этувчиси эса узилишга учрайди.

Юқорида чиқарилган чегаравий шартлар электромагнетизмнинг айрим масалаларини ечишда ишлатилади.

4. Магнитланган муҳитнинг энергия зичлиги. Ноферромагнит муҳитдаги натижавий магнит майдоннинг

энергия зичлиги $w_m = \frac{(\mu_0 \mu H^2)}{2}$ га биноан қуйидагига тенг:

$$w_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{H \cdot B}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}. \quad (13.47)$$

Ноферромагнит муҳитдаги натижавий магнит майдоннинг энергияси w_m вакуум ($\mu = 1$) даги энергиясидан ва

магнитланган муҳит (магнетик)нинг энергиясидан ташкил тошган:

$$w_m = w_{m(\text{вак})} + w_{m(\text{магн})}. \quad (13.48)$$

Бунда $w_{m(\text{вак})}$ — вакуумдаги магнит майдоннинг энергия зичлиги бўлиб, у

$$w_{m(\text{вак})} = \frac{\mu_0 H^2}{2}. \quad (13.48a)$$

кўринишга эга. У вақтда (13.47), (13.48) ва (13.48a) асосида магнитланган муҳит-магнетикнинг энергия зичлиги $w_{m(\text{магн})}$ куйидаги формуладан аниқланади:

$$w_{m(\text{магн})} = w_m - w_{m(\text{вак})} = \frac{\mu_0 H^2}{2} - \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{(\mu-1)\mu_0 H^2}{2} \quad (13.49)$$

Бу формула математик нуқтаи назардан қутбланган диэлектрик электростатик майдон энергиясининг зичлигини ифодаловчи

$$w_{m(\text{диэл})} = \frac{(\epsilon-1)\epsilon_0 E^2}{2}. \quad (13.49a)$$

формула билан бир хилдир.

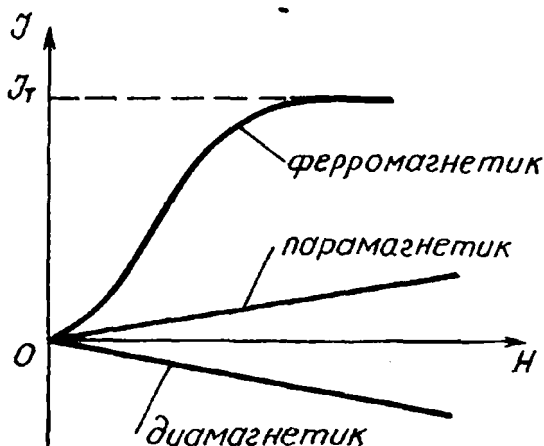
13.5. ФЕРРОМАГНЕТИКЛАР ВА УЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

1. Ферромагнетиклар. Ташқи магнит майдон бўлмаганда ҳам магнитланиш хусусиятига эга бўлган моддаларга ферромагнетиклар дейилади. Бу моддаларнинг биринчи вакили—темир (Fe—Ferrum) бўлганлиги учун уларга ферромагнетиклар деб ном берилган.

Ферромагнетикларга темир, никель, кобальт, гадолиний ва уларнинг қотишмалари, марганец ва хромнинг ферромагнит бўлмаган элементлар билан бирлашмалари: MnFeSi, GeTe ва бошқалар мисол бўла олади.

2. Ферромагнетикларнинг магнит хоссалари. Ферромагнетикларнинг магнит хоссаларини 1872 йилда биринчи марта буюк рус физиги А. Г. Столетов (1836—1896) экспериментла текшириб аниқлаган. Ферромагнетикларнинг асосий магнит хоссалари куйидагилардан иборат.

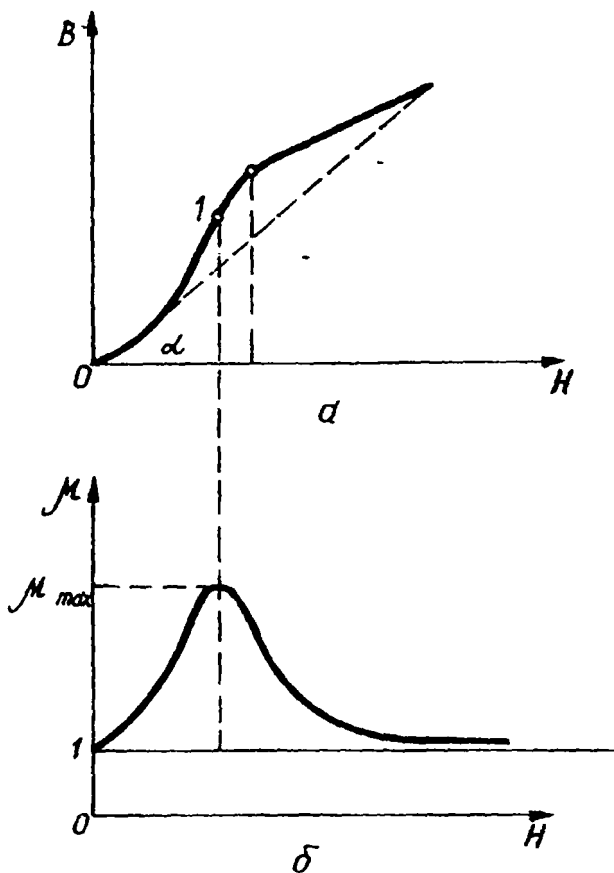
1) Ферромагнетикларнинг магнитланиш вектори \vec{j} майдон кучланганлиги H га боғланиш графиги $j = f(H)$ 13.12-расмда тасвирланган. Бу графикдан кўриналики, майдон кучланганлиги H ортиши билан магнитланиш вектори \vec{j} ластлаб тез ўса боради, сўнгра бу ўсиш сусаяди ва ниҳоят,



13.12-расм

H нинг бирор қиймати \vec{H}_T дан у қанча ортмасин \vec{j}_T нинг қиймати ўзгармай қолади. Бу ҳодисага магнитланишнинг тўйиниши дейилиб, \vec{j}_T га эса тўйиниш магнитланиш вектори дейилади. Бу $\vec{j} = f(H)$ боғланишнинг характерини қуйидагича изоҳлаш мумкин: дастлаб H нинг орта бориши билан молекуляр магнит момент P_m нинг майдон бўйлаб ориентацияланиш даражаси ўса боради, аммо ориентацияланмай қолган молекулалар сони тобора камаё боради; ниҳоят барча молекулалар магнит моментлари майдон бўйлаб ориентациялашиб бўлгандан кейин \vec{j} нинг ўсиши тўхтайтиди, тўйиниш ҳодисаси содир бўлади.

2) Магнит индукцияси \vec{B} билан магнитловчи майдон кучланганлиги \vec{H} орасидаги боғланишни ҳам $B = f(H)$ график билан ифодалаш мумкин (13.13а-расм). График координат бошидан ихтиёрий нуқтасига ўтказилган тўғри чизиқнинг оғиш бурчагининг тангенсини $(\operatorname{tg}\alpha) \frac{B}{H}$ нисбатга пропорционал бўлиб, кучланганлик \vec{H} нинг шу қиймати га мос келувчи нисбий сингдирувчанлиги μ ни ифода қилади. Магнитловчи кучланиш \vec{H} ни нолдан орттира борилса, оғиш бурчаги α аввал ортади (μ) ҳамда 2-нуқтада максимумга эришиб, сўнг камаёди. 13.13б расмда μ нинг H га боғланиш графиги $\mu = f(H)$ берилган ва ундан кўринадики, μ максимал қиймати га тўйиниш H_T дан бир мунча аввалроқ эришар экан. $\mu = 1 + \chi_m = 1 + \frac{j}{H}$ ифодадаги j нинг j_T дан

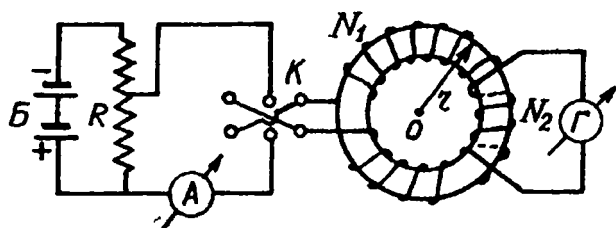


13.13-расм

орта олмаганлиги учун $\lim_{H \rightarrow \infty} \mu = \lim_{H \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{j}{H}\right) = 1$ бўлади, яъни H нинг чексиз ортиши билан μ нинг қиймати 1 асимптотик яқинлашади.

Столетов ферромагнетиклар учун B ва μ лар фақат H нинг функцияси: $B = f(H)$ ва $\mu = f(H)$ бўлиб қолмасдан, ферромагнитнинг бошланғич магнит ҳолатларига ҳам боғлиқдир.

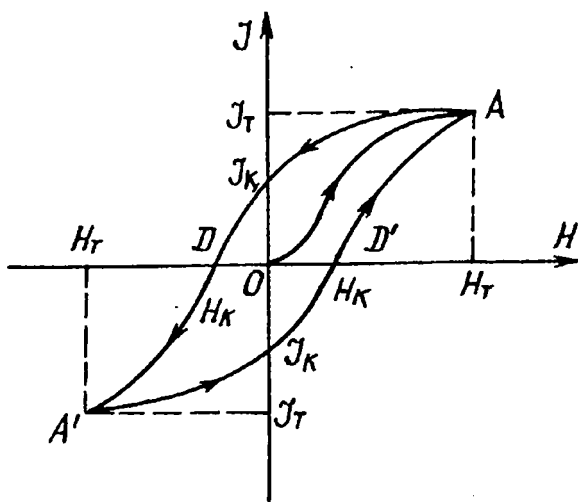
3) Гистерезис ходисаси ферромагнетикларнинг жуда муҳим хусусиятларидан биридир. Ферромагнетикларда гистерезис



13.14-расм

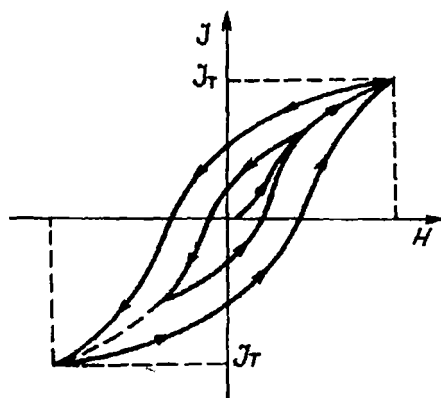
ҳодисаси деб, магнитловчи майдон кучланганлиги камайганда ўзида қолдиқ магнитланишни сақлаш хоссасига айтилади.

Гистерезис ҳодисасини ифодаловчи $j = f(H)$ графикни тажрибада олиш учун N_1 ўрамли тороид ичига ферромагнит жойлаштирилади, бирламчи N_1 чулғам амперметр орқали аккумуляторлар батареясига уланади. Бу занжирдаги токнинг кучи R потенциометр орқали ўзгартирилади. Токнинг йўналиши П—алмашлаб улагич (переключатель) ёрдамида ўзгартирилади. Тороиднинг иккиламчи N_2 ўрамли чулғами баллистик гальванометрға уланган (13.14-расм). Амперметрнинг кўрсатишидан ферромагнетик ўзакдаги магнитловчи майдоннинг кучланганлиги H ва гальванометрнинг кўрсатишидан магнитланиш вектори \vec{j} нинг қиймати аниқланади.



13.15-расм

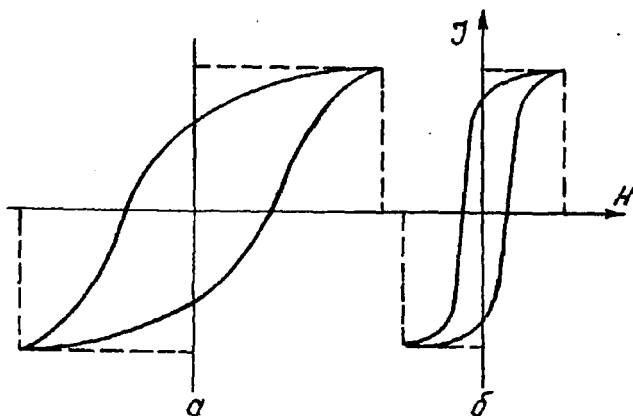
13.12-расмда тасвирланган \vec{H} ва \vec{J} орасидаги чизиқли бўлмаган боғланишдан ташқари ферромагнитлар учун гистерезис ҳодисаси ҳам характерлидир. Гистерезис ҳодисасининг моҳияти шундан иборатки, магнитланиш вектори \vec{J} нинг қиймати магнитловчи майдоннинг айни пайтдаги кучланганлиги H гагина боғлиқ бўлиб қолмасдан, кучланганликнинг бошланғич қийматига ҳам боғлиқдир. 13.15-расмда \vec{J} билан \vec{H} орасидаги боғланиш графиги келтирилган. Агар магнитлаш тўйиниш (J_T) га етказилса (13.15-расмдаги A нуқта) ва магнит майдон кучланганлиги камайтира борилса, J нинг камайиши дастлабки OA бўйича, бормай, AC чизиғи бўйича камая боради. Натижада ташқи майдон кучланганлиги $H = 0$ бўлганда магнит йўқолмайди. OC кесма билан ифодаланувчи J_K қолдиқ магнитланиш сақланиб қолади. Ферромагнетикдаги бу қолдиқ J_K ни яна камайтириш учун магнитловчи майдон кучланганлиги H нинг йўналишини тескари томонга ўзгартириш керак. Кучланганликнинг маълум бир $H = H_K$ қийматида магнитланиш йўқолади, яъни $J_K = 0$ бўлиб қолади. Кучланганликнинг H_K қийматига коэрцитив куч деб аталади, бу қиймат 13.15-расмда OC кесма билан ифодаланган. Тескари йўналган магнитловчи кучланганлик H орта борганда тескари ишорали магнитланиш ҳосил бўлади. Бунда ҳам ферромагнетик маълум бир A^1 нуқтада тўйинади. Бу тўйиниш A^1 ҳолатдан магнитловчи майдон кучланганлиги H яна орттирилади борилса, J нинг H га боғланиши $A^1C^1D^1A$ симметрик эгри чизиқ билан тасвирланади. Шундай қилиб, магнитловчи майдон кучлан-



13.16-расм

гаилиги H нинг ортиши билан $J = f(H)$ эгри D нуқтадан юқоридаги A нуқта билан туташади. Бунда ҳосил бўлган $АСДА'С'Д'А$ — берк эгри чизиқдан иборат. J нинг H га боғланиш диаграммасига *гистерезис сиртмоғи* дейилади (13.15-расм). Агар магнитловчи майдон кучланганлигининг энг катта қиймати H_T га тўйинишининг магнитланиш вектори мос келса, ундай циклга максимал гистерезис сиртмоғи дейилади (13.16-расмда яхлит эгри чизиқли сиртмоқ). Агар тўйинишга етмасдан ёпиқ цикл бонлапса, ундай сиртмоққа хусусий цикли сиртмоқ деб аталади (13.16-расмда пунктир эгри чизиқли сиртмоқ). Хусусий цикли сиртмоқ чексиз кўп бўлиб, улар максимал гистерезис сиртмоқ ичига жойлашган бўлади.

Турли ферромагнит моддаларнинг гистерезис эгри чизиқлари турлича бўлади. Техникада ишлатиладиган ферромагнетиклар учун турли хилдаги гистерезислар керак бўлади. Одатда магнит материаллар «юмшоқ» — коэрцитив кучи кичик бўлган ва «қаттиқ» — коэрцитив кучи катта бўлган ферромагнетикларга ажратилади. Гистерезис сиртмоғининг юзи ферромагнетикни қайта магнитлаш жараёнида сарфланган энергияга пропорционал бўлар экан. Бу энергия ферромагнетикнинг ички энергиясига айланади. Шунинг учун ҳам даврий қайта магнитлашда ферромагнетиклар қизийди. Бинобарин, *қаттиқ ферромагнетиклар гистерезис сиртмоғининг юзаси катта (13.17а-расм), юмшоқ ферромагнетикларники эса кичик бўлади (13.17б-расм).*



13.17-расм

Юмшоқ ферромагнетиклар қаторига: юмшоқ темир, кремнийли пўлат, темирнинг никель қотишмалари, «пермаллой», «гиперник» ва шу каби қотишмалар киради. Юмшоқ ферромагнетиклар трансформатор ўзақларини ясашда ишлатилади. Айрим юмшоқ магнетиклар учун максимал нисбий сингдирувчанлик μ_{\max} , тўйиниш магнитланиш вектори J_{τ} , коэрцитив куч H_k ва қолдиқ магнитланиш вектори J_k ларнинг қийматлари 13.2-жадвалда келтирилган.

13.2-жадвал

Юмшоқ ферромагнетиклар	μ_{\max}	J_{τ}, T_l	$H_k, \frac{A}{H}$	J_k, T_l
Водородда куйдирилган соф темир	28.000	$17,28 \cdot 10^{-2}$	2,0	$1,6 \cdot 10^{-2}$
Юмшоқ темир	8.000	$17,2 \cdot 10^{-2}$	40,0	$6,72 \cdot 10^{-2}$
Кремнийли темир	10.000	$20,0 \cdot 10^{-2}$	56,0	$12,0 \cdot 10^{-2}$
	15.000	$16,0 \cdot 10^{-2}$	28,0	$4,0 \cdot 10^{-2}$
Углеродли темир	3.000	$14,4 \cdot 10^{-2}$	240,0	$8,0 \cdot 10^{-2}$
	2.000	$12,8 \cdot 10^{-2}$	368,0	$3,2 \cdot 10^{-2}$
Куйдирилган чўян	2.000	$12,8 \cdot 10^{-2}$	4,8	$4,0 \cdot 10^{-2}$
Пермаллой	80.000	$8,0 \cdot 10^{-2}$	4,0	$4,8 \cdot 10^{-2}$
Гиперник	70.000	$8,8 \cdot 10^{-2}$		
Перминвар	2.000	$12,8 \cdot 10^{-2}$	80	$3,2 \cdot 10^{-2}$

Коэрцитив куч H_k нинг ва қолдиқ магнитланиш векторининг қийматлари катта бўлган ферромагнетикларга қаттиқ ферромагнетиклар дейилади. Қаттиқ ферромагнетикларга углеродли ва хромли пўлат ва, айниқса, таркибида вольфрам ва кобальт бўлган пўлат ва махсус пўлатлар (масалан, таркибида Fe, Al, Cu, Ni, Co бўлган «магнито» қотишмалар) ва шу кабилар мисол бўла олади. Қаттиқ ферромагнетиклар доимий магнетиклар ясашда ишлатилади. Айрим қаттиқ ферромагнетикларнинг муҳим характеристикаси коэрцитив куч H_k нинг ва қолдиқ магнитланиш вектори J_k нинг қийматлари 13.3-жадвалда келтирилган.

Қаттиқ ферромагнетиклар	H_k , А/м	J_k , Тл
Магнетик ($FeO \cdot Fe_2O_4$)	4000	4,8
Углеродли пўлат (1% С)	3 200-4 800	7,2-5,6
Хромли пўлат (3% Сг, 1% С)	4 800-6 400	8,4-6,8
Вольфрамли пўлат (6% W, 1%С)	4 800-6 400	9,2-7,6
Кобальтли пўлат (15:30% Со, 5% W, 5% Хг, 1%Мо)	16 000-24 000	7,2-6,4
Никель-алюминийли пўлат (25% Ni, 12% Al)	56 000	4,0
Титан-кобальтли пўлат (10% Ti, Со)	72 000	5,6

4) Ферромагнетиклар қиздирилганда тўйиниш магнитланиши камаяди: $J_T = f(H)$ графикда эгри чизигининг (13.12) баландлиги, яъни тўйиниш магнитланиш вектори J_T нинг қиймати камаяди. Кюри нуқтаси деб аталадиган T_k ҳароратга яқинлашганда тўйиниш магнитланиши кескин пасаяди. Бу ҳарорат 0 дан юқори ҳароратда ферромагнетиклар оддий парамагнит моддага айланиб қолади ва унинг магнит қабул қилувчанлиги χ_m куйидаги Кюри-Вейс қонунидан аниқланади:

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_k} \quad (13.50)$$

бу C —Кюри доимийси, θ —Кюри нуқтаси. Жумладан, темир учун 769°C [$T_k = (769 + 273) \text{K} \approx 1042 \text{K}$] ҳарорат Кюри нуқтасидир. Бу ҳароратда темирнинг кристалл тузилиши ўзгаради: α —темир β —темирга айланади.

Кюри нуқтасида модда ферромагнит ҳолатдан перромагнит ҳолатга ўтишда иссиқликнинг чиқиши ва ютилиши ҳам кузатилмайди. Бинобарин, Кюри нуқтасида иккинчи фазовий ўтиш содир бўлади. Куйида баъзи металларнинг Кюри нуқтаси келтирилган.

13.4-жадвал

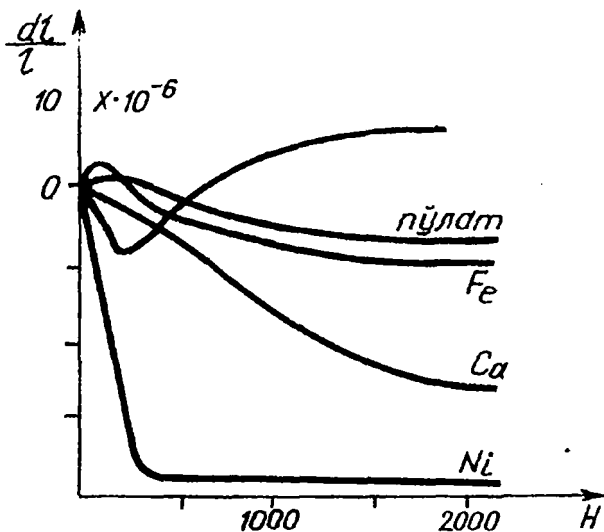
Ферромагнетиклар	0°C	Ферромагнетиклар	0°C
Электролитик темир	769	Магнетик	585
Водородда қайта эритилган соф темир	774	Темир қотишмаси	200
Кобальт	1140	Гадолиний	20
Никель	358		

5). Ферромагнетикларнинг магнитланиш жараёнида чизиқли ўлчамлари ва ҳажмининг ўзгаришига магнитострикция ҳодисаси дейилади. Бу ҳодисани ўтган аср ўрталарида инглиз олими Ж. П. Жоуль (1818—1889) кашф қилган. 13.18-расмда магнитловчи кучланганлик 0 дан 160000 А·м гача ўзгарганда пўлат, темир, никель ва кобальтдан тайёрланган стержень узунлигининг нисбий узайиши келтирилган. Бу расмдан кўринадики, никелда энг кучли магнитострикция ҳодисаси содир бўлар экан. Амалда никель пластинакалари таҳламаси магнитострикцион ультратовуш нурлаткичлар яратилган.

Ферромагнетикларнинг табиати. Ҳозирги замон ферромагнитлар назарияси куйидаги тажриба далиллари асосида яратилди.

Биринчидан, ферромагнетиклар кучсиз магнитловчи майдон таъсирида ҳам деярли тўла тўйинишгача магнитланишидир. Бу билан ферромагнетиклар парамагнетиклардан кескин фарқ қилади.

Иккинчидан, ферромагнетиклар атомларининг орбитал магнит моментлари ҳам парамагнетикларники каби тартибда бўлиши ва унча катта бўлмаган магнетонлар билан ўлчанишидир. Шунинг учун ҳам ферромагнетикларни парамагнетиклар назарияси асосида тушунтириб бўлмайди.

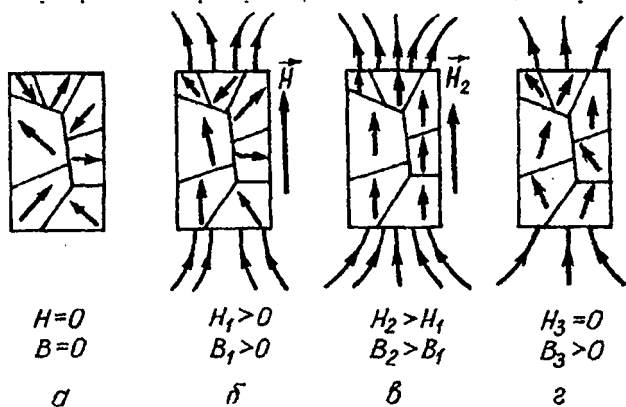


13.18-расм

Учинчидан, ферромагнетикларда электрон орбиталари учун гиромангнит нисбатнинг қиймати кутиладиган назарий қийматга қараганда икки марта катта бўлиб, у электроннинг хусусий магнит ва импульс моментларига мос келишидир. Бу ҳол ферромагнетикларнинг магнитланишига сабаб электронларнинг хусусий магнит моментлари (электрон спинлари)нинг жула тез ориентацияланишидир.

Шундай қилиб, ферромагнетикларда иссиқлик ҳаракати таъсирини енгиб, электронларнинг хусусий магнит моментларини тартибли ориентациялайдиган кучларнинг ички майдони мавжудлиги ҳақидаги фаразни 1892 йилда рус олими Б. Л. Розин (1869—1933) айтган эди, бу фараз 1907 йилда француз физиги П. Вейс (1865—1940) томонидан тасдиқланди. Вейс ғоясини ривожлантириб, кристалл панжара тугунларига жойлашган спинлар бир-бири билан ўзаро таъсир қилиб ички майдонни ҳосил қилади. Бу майдон ферромагнетик кристаллининг айрим доментлар деб аталувчи кичик қисмларида барча спинларни бир томонга буради, натижада ҳар бир домен тўйинишгача ўз-ўзидан—спонтан (бир ошда) магнитланиб қолади деб фараз қилинади. Бироқ ташқи майдон бўлмаганида кристаллдаги ёнма-ён турган доменларнинг магнитланиш йўналиши бир хил бўлмайди (13.19а-расм). Улар шундай йўналганки, ферромагнетикнинг тўлиқ магнит momenti нолга тенг бўлади.

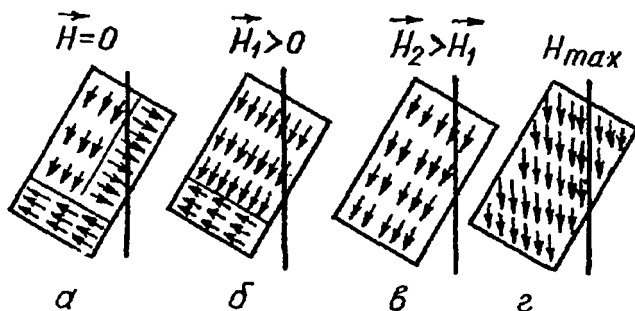
1928 йилда рус физиги Я. И. Френкель (1894—1952) ва немис физик-назариётчиси В. Н. Гейзенберг ўз-ўзидан магнитланишнинг физик сабабини тушунтириб беришди. Улар электрон спинларининг кучли ориентацияланиши—алмашишини ўзаро таъсир кучлари сабабли пайло бўлишини



13.19-расм

кўрсатишди. Алмашилиш ўзаро таъсир кучлари ферромагнетиклардаги электрон спинларини параллел жойлаштиради. Алмашилиш кучлари жисмнинг структурасига боғлиқ бўлиб, уларнинг юзага келтирадиган спинлар ориентацияси ҳар хил характерда бўлади.

Табиатда антиферромагнетик деб аталувчи моддалар мавжуд бўлиб, уларда электрон спинлар жуфт-жуфт равишда антипараллел ориентацияланган бўлади. Бу модданинг кристалл панжараси бир-бири билан тутшиб кетган иккита панжарадан тузилган. Шунинг учун ҳам биринчи ва иккинчи панжара спинлари қарама-қарши йўналган бўлади (13.20а-расм). Антиферромагнетикларнинг мавжудлиги 1933 йилда Л. Д. Ландау томонидан назарий кўрсатиб ўтилган. Марганец, хром, ваннадий ва баъзи бирикмалар ($MnO + MnS$),



13.20-расм

($NiCr + Cr_2O_3$), (V) ва шу қабилар ферромагнетикларга мисол бўла олади. Паст ҳароратларда бундай моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги χ_m жуда кичик бўлади. Ҳарорат кўтарилганда электрон спинларининг қатъий жуфт-жуфт антипараллеллиги бузилади, натижада магнит қабул қилувчанлиги ортади. Антиферромагнетиклар Кюри температурасида электрон спинларининг ўз-ўзидан (спонтан) ориентацияланиш соҳаси бузилиб, максимал магнит қабул қилувчанликка эга бўлади ва антиферромагнетиклар парамагнетикларга айланади. Агар антиферромагнетикнинг иккала панжарасининг магнитланиши катталик жиҳатдан бирдай бўлмаса (13.20б-расм), антиферромагнетикнинг умумий магнит моменти нолдан фарқли бўлиб, унинг қиймати ферромагнетик магнит моментига яқинлашиб қолади. Бундай моддаларга ферромагнетиклар ёки ферритлар дейилади.

Ферритлар $M_2O \cdot Fe_2O_3$ типдаги ферромагнит кимёвий бирикмаларидан иборат бўлади, бунда Me (мечалл) қуйидаги Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe ларнинг икки валентли катионларининг бири ёки бирикмасидир. Темир ва бошқа ферромагнит металллардан фарқли ўлароқ, ферритлар Me магнит ярим ўтказгичлар бўлиб, унинг солиштирма қаршилиги $\rho = (1+10^4)$ Ом·м оралиқда ётади. Ферритларнинг бу хусусиятлари қатор радиотехника масалаларини янгича ҳал қилишга имкон беради.

Ферромагнетикларнинг магнитланиш жараёни. Кўпгина тадқиқотлар натижасида ферромагнетикларнинг магнитланиш жараёнининг қуйидаги умумий қонунияти аниқланган.

Ташқи майдон бўлмаганда ферромагнетикларда доменлари (ўлчамлари $(10^{-3}+10^{-4})$ см чамаси бўлади) шундай жойлашган бўладики, натижавий магнит моменти нолга яқин бўлади. 13.20а-расмда схематик равишда бир хил ҳажмдаги учта домент тасвирланган. Бу доменлар тўйингунга қадар ҳар бир домен ферромагнетикнинг учдан бирига тенг бўлган магнит моменти $1/3 \times P_m$ га тенг бўлади. Ташқи майдон бўлмаганда бир хил юзали доменларнинг энергияси бир хил бўлиб, ташқи майдон қўйилганда эса доменларнинг энергияси бир хил бўлмай қолади. Агар магнитланиш вектори майдон йўналиши билан ўткир бурчак ҳосил қилган доменларнинг энергияси кичик бўлиб, бурчак ўтмас бўлса, энергияси катта бўлади. Шунинг учун ҳам майдон кучсиз бўлган (H_0) да магнитловчи майдон йўналиши билан энг кичик бурчак ҳосил қилган, яъни кичик энергияли доменлардаги электрон спинлари бурила бошлайди (13.20б-расм). Янада кучлироқ майдон (H_2) спинлари магнитловчи майдон йўналишига яқинроқ бўлган янги йўналишга буради. Ва ниҳоят, жуда кучли майдон (H_{max}) тасирида ўз-ўзидан (спонтан) равишда магнитланган барча доменларнинг магнит моментлари майдон йўналишида ориентацияланганда магнит тўйиниш вужудга келади (13.20-расм). Магнитланишда доменлар бурилмайди, балки ундаги барча спинлар бурилади, бирор домендаги барча спинлар бир вақтда бурилади, спинларнинг бундай бурилиши дастлаб битта доменда, кейин бошқаларида содир бўлади. Шундай қилиб, ферромагнетикларнинг магнитланиш жараёни босқичли бўлади (13.20-расм).

Магнитостатика қонунларининг татбиқи.

1. Ҳозирги замон электротехникасида магнит оқимидан кенг фойдаланилади. Электромагнитлар, кучли электр

генераторлари, электродвигателлар, трансформаторлар ва кўпгина ўлчов асбобларининг ишлаши уларда магнит оқим мавжуд бўлишига асосланган.

2. Агар магнитланадиган жисм ичида ножинс аралашма, ёриқлар, коваклар бўлса, магнитловчи ташқи майдон деформацияси (магнитострикцияси) га таъсир кўрсатади. Бундай жисмга темир кукунини сепиб силжитилса, кукун ёриқ, ковак ёки бир жинсли бўлмаган модда бўлган жойда тўпланади. Олимлар магнитлашнинг бу хусусиятига асосланиб магнит дефектоскопиянинг кукун усулини ихтиро қилишди.

Магнит дефектоскопиянинг бошқа усуллари ҳам мавжуддир. Жумлалан, темир йўл излари ҳолатини текшириб, улардаги дефектлар аниқланади. Темир йўл изини магнитловчи электромагнит жойлашган арава из бўйлаб гилдираб боради. Агар изда дефект ёриқлар мавжуд бўлганда, майдоннинг ўзгариши ҳақида автомат сигнал беради.

Магнитострикция ҳодисаси асосида никелдан ультра-товуш нурлатгичлар ҳам ясалгандир.

3. Баъзи ферромагнетикларнинг кучли магнит хоссасидан иккинчи жаҳон урушида қўлланилган магнит миналарда фойдаланилган эди. Анча чуқурликка жойлаштирилган магнит миналар устидан кема бевосита тегмай ўтганда ҳам портлаган. Кема мина устидан 10-15 м масофа ўтганда минанинг магнит релеси Ер магнит майдонининг кема ҳосил қилган майдон таъсирида ўзгариши сабабли гальваник элементга ток занжирини улайди, натижада запал портлайди, детонация туфайли мина ҳам портлайди. Шахсий кемани магнит миналардан сақлаш учун кема парусига ётқизилган кабель орқали ўзгармас ток ўтказиб кемани магнитлантирилади.

4. Яратилган олий нав ферромагнетикларнинг қўлланилиши сабабли электр машиналар, автоматик сигнализация асбобларининг ишлаши яхшиланди, телеграф ва телефон алоқаси узайтирилди, кўпчилик ўлчов асбоблари, жумладан, рудаларни магнит усулда қидириш асбобларининг сезгирлиги оширилди, товушли киноаппаратлар такомиллашди, товушни магнит усулда ёзиш мумкин бўлди.

5. Парамагнит моддалар хоссасидан ўта паст ҳароратда жисмнинг магнит усули билан ўта совутишда фойдаланилди.

Агар парамагнетиклар жуда тез, яъни адиабатик магнитсизланса бир оз совийди, чунки магнитсизланишда энергия сарф бўлади. Шу сабабли 1933 йилда жисмларни ўта совутишнинг магнит усули ишлаб чиқилди. Бу усулда абсолют ноль температурадан градуснинг мингдан бир улушигача фарқ қилинадиган температура олинган.

ТАКРОРЛАШ САВОЛЛАРИ

1. Молекуляр тоқлар деб қандай тоқларга айтилади ва уларда магнит хоссалари қандай намоён бўлади?

2. Электроннинг орбитал магнит моменти деб нимага айтилади ва қандай аниқланади?

3. Электроннинг орбитал магнит ва импульс моменти ўзаро қандай боғланишга эга? Гиромангнит нисбат деб нимага айтилади ва унинг ифодаси қандай?

4. Атом орбитал магнит моменти деб нимага айтилади?

5. Атомнинг гиромангнит нисбати орбита шаклига боғлиқми?

6. Магнит майдонида киритилган атомнинг прецессияли ҳаракати қандай ҳаракатдан иборат ва унинг бурчак тезлиги нимага тенг?

7. Прецессияли ҳаракатда қўшимча орбитал токнинг ифодаси қандай ва унинг орбитал магнит моменти қандай аниқланади?

8. Моддаларнинг магнитланиш вектори деб нимага айтилади ва у қандай формула билан аниқланади?

9. Қандай моддаларга диамагнетиклар, парамагнетиклар ва ферромагнетиклар дейилади?

10. Моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги нимани ифодалайди ва унинг математик ифодаси қандай?

11. Моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги ва нисбий магнит синдирувчанлиги қандай боғланишга эга?

12. Диамагнит, парамагнит ва ферромагнит моддалар деб қандай моддаларга айтилади?

13. Магнетостатика деб нимага айтилади? Магнетостатиканинг асосий тенгламалари ёзилсин ва изоҳлаб берилсин.

14. Икки муҳит чегарасида магнит майдон индукция вектори ва кучланганлигининг тангенциал ва норма ташкил этувчиларининг ўзгариш табиати қандай?

15. Ферромагнетикларнинг хоссаларини аниқловчи А. Г. Столетов ишларининг аҳамияти қандай? Ферромагнит моддалар учун магнитланиш вектори, магнит индукция вектори ва нисбий магнит синдирувчанликларининг ташқи магнит майдон кучланганлигига боғланиш графиклари чизилсин ва изоҳлаб берилсин.

16. Гистерезис ҳалқасининг ҳосил қилиниши ва унинг физик маъноси. Гистерезис ҳалқасида тўйиниш ва қолдиқ магнитланиш вектори нимани ифодалайди? Коэрцитив куччи?

17. Қолдиқ магнитланиш векторининг ҳароратга боғланиши қандай? Кюри нуқтаси нима? Ферромагнетиклар магнит қабул қилувчанлигининг ҳароратга боғланишини ифодаловчи Кюри-Вейс қонунининг математик ифодаси ёзилсин.

18. Ферромагнетиклар табиатининг парамагнит ва диамагнетиклардан фарқи қандай?

МУЎДАРИЖА

Сўз боши	3
Кириш	4

Биринчи қўсм

МЕХАНИКА

1-боб. Механиканинг физик асослари	6
1.1. Ҳодисаларнинг ўзаро боғланиши ва уларнинг модели	6
1.2. Саноқ системаси. Моддий нуқта ва унинг қўчиши	7
1.3. Ҳаракатни кинематик ифодалаш. Моддий нуқта	9
1.4. Нуқтанинг кўчиши. Вектор ва скаляр катталиклар	9
1.5. Тўғри чизиқли ҳаракатдаги тезлик ва тезланиш	11
1.6. Айланма ҳаракат кинематикаси	14
1.7. Эгри чизиқли ҳаракатда тангенциал, нормал ва тўлиқ тезланишлар	21
Такрорлаш саволлари	26
2-боб. Динамиканинг физик асослари	27
2.1. Классик механика ва унинг қўлланиш чегаралари	27
2.2. Ньютоннинг биринчи қонуни. Инерциал саноқ системаси	27
2.3. Ньютоннинг иккинчи қонуни. Куч ва масса тушунчаси	31
2.4. Масса, зичлик, кучнинг ўлчов birlikлари ва ўлчамликлари	35
2.5. Импульс ва импульснинг ўзгариш қонуни. Куч импульси	36
2.7. Моддий нуқталар системаси ва импульснинг сақланиш қонуни	39
2.8. Ноинерциал саноқ системалари. Инерция кучлари	46
2.9. Ихтиёрий тезланишли ноинерциал саноқ системадаги инерция кучлари	50
Такрорлаш саволлари	58
3-боб. Иш ва энергия	59
3.1. Иш, қувват ва энергия	59
3.2. Кучнинг потенциал майдони. Консерватив ва ноконсерватив кучлар	63
3.3. Қувват	65
3.4. Эңсегия ва энергиянинг сақланиш қонуни	67
3.5. Гравитацион майдон	76
3.6. Ернинг тортишиш майдонидаги моддий нуқтаги кўчиринида бажарилган иш	85

3.7. Тортишиш майдонидаги моддий нуқтанинг потенциал энергияси. Майдон потенциали	87
3.8. Космик тезликлар	89
3.9. Сақланиш қонунларининг шарлар урилишига татбиқи.	92
Такрорлаш саволлари	99
4-боб. Қаттиқ jismlарнинг айланма ҳаракат механикаси	100
4.1. Қаттиқ jisм айланма ҳаракати кинематикаси	100
4.2. Қўзғалмас бош нуқтага нисбатан куч моменти	105
4.3. Қўзғалмас ўққа нисбатан куч моменти	110
4.4. Моддий нуқтанинг импульс моменти ва унинг ўзгариш қонуни	112
4.5. Моддий нуқталар тизмасининг импульс моменти ва унинг сақланиш қонуни	114
4.6. Қаттиқ jisм айланма ҳаракати динамикасининг асосий тенгламаси	117
4.7. Импульс моментининг сақланиш қонуни	117
4.8. Қаттиқ jisмнинг инерция моменти. Гюйгенс-Штейнер теоремаси	121
4.9. Геометрик шакли баъзи jismlарнинг инерция моментларини ҳисоблаш	124
4.10. Қаттиқ jisмнинг айланма ҳаракатида ташқи кучнинг бажарган иши	129
4.11. Эркин ўқлар. Бош инерция ўқлари	132
Такрорлаш саволлари	142
5-боб. Нисбийлик назариясининг физик асослари	143
5.1. Галилей алмаштиришлари ва нисбийлик принципи	143
5.2. Эйнштейн постулатлари. Лоренц алмаштиришлари.	148
5.3. Лоренц алмаштиришларидан келиб чиқадиган хулосалар ..	151
5.4. Тўрт ўлчовли фазо-вақт тушунчаси. Оралиқ	153
5.5. Релятивистик механикада тезликларни қўшиш	155
5.6. Релятивистик динамиканинг физик асослари. Массанинг тезликка боғланиши.	157
5.7. Релятивистик динамиканинг асосий қонуни	159
Такрорлаш саволлари	160
6-боб. Суюқликлар механикаси	160
6.1. Суюқликларнинг умумий хоссалари	160
6.2. Суюқликнинг мувозанат ва ҳаракат ҳолат тенгламаси	161
6.3. Идеал суюқлик гидростатикаси	163
6.4. Идеал суюқликнинг ҳаракати ва узлуксизлик шarti	165
6.5. Бернулли тенгламаси ва унинг татбиқи	168
6.6. Қовушқоқ суюқликнинг гидродинамикаси	173
6.7. Қовушқоқ суюқликнинг трубадан оқиши. Пуазейль формуласи.	176
6.8. Гидродинамиканинг ўхшашлик қонуни	180

6.9. Гидродинамик беқарорлик ва турбулентлик	182
6.10. Жисмларнинг суюқтик ва газлардаги ҳаракати. Чегаравий қатлам.	184
6.11. Самолёт қанотининг кўтариш кучи	190
Такрорлаш саволлари	191

Иккинчи қисм

ЭЛЕКТР

7-боб. Электрнинг физик асослари	192
7.1. Электростатиканинг асосий қонуни. Кулон қонуни	195
7.2. Электр каттликларнинг ўлчов бирликлари системаси	198
7.3. Электр майдон	200
7.4. Электр майдон кучланганлиги	201
7.5. Электр майдоннинг суперпозиция (қўшиш) принципи ...	203
7.6. Электростатик майдоннинг график тасвири	209
7.7. Электр индукцияси (силжнш) вектори ва оқими	212
7.8. Остроградский-Гаусс теоремаси	214
7.9. Электростатик майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш	217
7.10. Электростатик майдондаги заряднинг потенциал энергияси. Электростатик майдоннинг потенциали	220
7.11. Электростатик майдон кучланганлиги ва потенциали орасидаги боғланиш (потенциал градиенти.) Экви- потенциал сиртлар	224
7.12. Остроградский-Гаусс теоремасининг тадбиқи. Оддий электростатик майдонларни ҳисоблаш	228
Такрорлаш саволлари	239
8-боб. Электростатик майдондаги ўтказгич ва диэлектриклар	240
8.1. Электр зарядининг ўтказгич сирти бўйлаб тақсимланиши	241
8.2. Электростатик индукция ва ўтказгич гаъсирида майдон- нинг деформацияланиши	246
8.3. Электр снгим. Яккаланган ўтказгичнинг электр снгими	247
8.4. Ўзаро электр снгим конденсаторлар	250
8.5. Конденсаторларни улаш	254
8.6. Электростатик майдон энергияси	257
8.7. Диэлектриклар. Электростатик майдондаги диэлектриклар.	260
8.8. Диэлектрикларнинг кутбланиши. Кутбланиш вектори	265
8.9. Диэлектрик электростатик майдон учун Остроградский- Гаусс—теоремаси. Электр индукция, кучланганлик ва кутбланиш векторларининг ўзаро боғланиши.	272

Такрорлаш саволлари	281
9-боб. Ұзгармас электр токи	282
9.1. Электр токи ва унинг характеристикаси	282
9.2. Металларнинг электрон ўтказувчанлигини тасдиқловчи тажрибалар	284
9.3. Металлар электр ўтказувчанлигининг классик электрон ўтказувчанлик назарияси	288
9.4. Ом ва Жоуль-Ленц қонуларининг дифференциал ифодалари	290
9.5. Ұзгармас ток қонулари	296
9.6. Электрга ёт кучлар ва электр юритувчи куч	308
9.7. Электр токининг иши, қуввати ва иссиқлик таъсири	315
Такрорлаш саволлари	321
10-боб. Суюқлик ва газларда электр токи	321
10.1. Электр ўтказувчанлик	321
10.2. Фарадейнинг электролиз қонулари	325
10.3. Электролизнинг техникада қўлланиши	329
10.4. Гальваник элементлари ва аккумуляторлар	330
10.5. Газларда электр токи	338
10.6. Номустақил газ разряди ва унинг ўтказувчанлик назарияси	341
10.7. Мустақил газ разряди	344
10.8. Плазма ҳақида тупунча	348
10.9. Термоэлектрон эмиссия	350
Такрорлаш саволлари	352

Учинчи қисм

ЭЛЕКТРОМАГНИТИЗМ

11-боб. Магнит майдонининг физик асослари	354
11.1. Магнит майдони ва унинг тавсифи	354
11.2. Магнит майдонининг токли ўтказгич ва ҳаракатланаётган зарядли заррачаларга таъсири	360
11.3. Био-Савар-Лаплас қонуни	371
11.4. Токлар ҳосил қилган магнит майдонни ҳисоблаш	374
11.5. Магнит майдон кучланганлик векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси (тўлиқ ток қонуни)	387
11.6. Магнит индукция оқими. Магнит заңжири	394
Такрорлаш саволлари	400
12-боб. Электромагнит индукция	401
12.1. Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни	401

12.2. ʻЗиндукция ҳодисаси	412
12.3. ʻзаро индукция ҳодисаси. Трансформатор.	419
12.4. Магнит майдон энергияси	424
Такрорлаш саволлари	429
13-боб. Моддаларнинг магнит хоссалари	430
13.1. Молекуляр тоқларнинг магнит моментлари.	430
13.2. Магнит майдондаги атом	433
13.3. Моддаларнинг магнитланиши.	435
13.4. Моддаларнинг магнит майдони	444
13.5. Ферромагнетиклар ва уларнинг хоссалари	452
Такрорлаш саволлари	465

Мансур Исмолов, Иўлат Ҳабибуллаев, Маҳмуд Халмулин

ФИЗИКА КУРСИ

Олий ўқув юртлари талабалари учун ўқув қўлланма

«Ўзбекистон» нашриёти —2000 й.

Бадний муҳаррир *Т. Қаноатов*

Техник муҳаррир *Т. Харитонова*

Мусахҳидлар: *М. Раҳимбекова, Ш. Мақсудова*

Теришга берилди 20.06.99. Босишга рухсат этилди 22.08.2000. Қоғоз бичими 84×108¹/₃₂. Шартли б.т. 24,78. Нашр т. 23,9. Нусхаси 2000. Буюртма №265. Баҳоси шартнома асосида.

«ЎЗБЕКИСТОН» нашриёти, 700129, Тошкент, Навоий 30.

Нашр № 51—99.

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот қўмитасининг Тошкент китоб-журнал фабрикасида босилди.

700194, Тошкент, Юнусобод даҳаси, Муродов кўчаси, 1-уй.

Исмоилов М., ва бошқ.
И 81 **Физика курси: Механика, электр. электромагнетизм:**
Олий ўқув юртлири талабалари учун ўқув қўлл./
М. Исмоилов, П. Ҳабибуллаев, М. Халиулин. — Т
Ўзбекистон, 2000. — 470 б.
ISBN — 5-640-01230-0

1.1, 2Автордош.

Маъкур қўлланма техника ва педагогика олий ўқув юртлири талабалари учун мўлжалланган бўлиб, унда физиканинг механика, электр ва электромагнетизм қисмлари янги ўқув дастури асосида атрафлича ёритилган. Унда, шунингдек, нисбийлик назариясининг физик асослари ҳам ўрни олган.

Қўлланмадан барча олий ўқув юртлири талабалари, ўқитувчилар, юқори синф ўқувчилари ва физика фанига қизиқувчи барча китобхонлар фойдаланишлари мумкин.

22.3я73

265—99

Алишер Навонӣ номидаги
Ўзбекистон Республикасининг давлат
кутубхонаси.

И 1604000000—146 2000
М 351 (04) 99