

ОМИЛ АҲМАДЖОНОВ

# ФИЗИКА КУРСИ

II ТОМ

ЭЛЕКТР, МАГНЕТИЗМ,  
ТҮЛҚИНЛАР

ҚАЙТА ИШЛАНГАН ИҚҚИНЧИ НАШРИ

ЎзССР Олий ва ўрта маҳсус таълим министрилиги  
олий ўқув юртларининг инженер-техник ихтиносиги  
бўйича ўқувчи стуентлари учун дарслаш сифатида  
руҳсат этган

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1988

**Тақ ри з чи лар:** физика-математика фанлари кандидатлари,  
доцентлар: *Ф. Н. Мухтасимов, F. A. Абдуллаев,*  
*C. С. Собиров, K.T. Тешабоев*

Ушбу дарслик «Умумий физика курси»нинг қайта ишланган ва  
амалдаги программага мослаб ўзgartирилган иккинчи томи бўлиб, унда  
физиканинг «Электростатика», «Ўзгармас электр ток», «Электромагнетизм»,  
«Тебранишлар ва тўлқинлар» бўлимлари баён этилган.

Дарслик олий ўқув юртларининг инженер-техник ихтисоси бўйича  
ўқувчи студентлари учун мўлжалланган.

A  $\frac{160401000 - 230}{353 \text{ (04)} - 88}$  159--88

© «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1981 й.  
© «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1988 й  
ўзгаришлар билан

**ISBN 5 — 645—00218 — 0**

## **СҮЗ БОШИ**

Олий техник ўқув юртларининг студентлари учун дарсларни сифатида тавсия этилган «Физика курси»ни иккинчи нашринга тайёрлаш жараённада СССР олий ва ўрта маҳсус таълим министрлигининг олий таълим бўйича ўқув- методик бошқармаси тасдиқлаган программага риоя қилинди. Ушбу қайта ишланган иккинчи томда ўқув материалининг «Электростатика», «Ўзгармас электр ток», «Электромагнетизм», «Тебранишлар ва тўлқинлар» бўлимлари баён этилди. Программага мос келмаган мавзулар ва СИ га оид бўлмаган физик катталиклар бирликлари бу нашрга киритилмади. Уларнинг ўрнига программада кўрсатилган баъзи янги мавзулар киритилди. Биринчи нашрига оид ҳамкаслар билдирган танқидий фикр-мулоҳазалар эътиборга олинган ҳолда баъзи физик ҳодиса ва қонунларни баён этиш услублари қисман ўзгартирилди, натижада ўқув материали қисқароқ ва тушунарлироқ бўлишига эришилди.

Дарсларни биринчи нашрига оид ўз фикр- мулоҳазаларини билдириб, мазкур нашрни яхшилашга ҳисса қўшган барча ҳамкасларга самимий миннатдорчилигимни изҳор этаман.

*Муаллиф*

## І БОБ ВАКУУМДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

### 1-§. Электр заряд ва унинг сақланиш қонуни

Бир-бирига ишқаланиши натижасида жисмларнинг электрланишини кўп кузатгансиз. Масалан, гилам ёки линолеум тўшалган хонада бир оз юриб, сўнг бирор металл жисмга қўлинигизни теккиссангиз, бехосдан титрайсиз. Бундан ташқари, ишқаланувчи синтетик материалларнинг турли қисмлари бир-бирига тегиши натижасида вужудга келадиган учкунларни кузатиш мумкин. Бу ҳодисаларга сабаб ишқаланаётган жисмларнинг зарядланиниши ва бу зарядларнинг ўзаро таъсирашувидир.

Жисмларда зарядлар мавжуд әдими ёки улар ишқаланиши натижасида пайдо бўлдими?

Маълумки, атомлар мусбат зарядланган ядро ва ядро атрофида берк орбиталар бўйича айланадиган электронлардан иборат. Зарядланмаган жисм атомларида электронларнинг манфий зарядлари йифиндиси ядронинг мусбат зарядига тенг. Бундай жисмларни *электронейтрал* жисмлар деб аталади. Агар бирор таъсири натижасида электроннейтраллик бузиласа, бундай жисм зарядланган бўлади. Жисмдаги манфий зарядлар мусбат зарядлардан ортиқ бўлса, жисм манфий зарядланган, аксинча, кам бўлса, жисм мусбат зарядланган дейилади. Ҳар қандай манфий (ёки мусбат) зарядланган жисмнинг заряди электрон (ёки протон) нинг зарядига каррагали, яъни квантланган бўлади. Бошқача айтганда, жисмларнинг заряди фақат  $\pm e$ ,  $\pm 2e$ ,  $\pm 3e$ , ...,  $\pm Ne$  қийматларга эга бўлади, бунда  $e$  — электроннинг заряди. Электрон ва протоннинг зарядлари катталиклари жиҳатидан тенг, ишсралари эса қарама-қарши. Шунинг учун электрон (ёки протон) нинг электр зарядини *элементар* заряд деб аташ мумкин.

Электр заряднинг ўлчов бирлиги сифатида кулон ( $K_l$ ) қабул қилинган: ток кучи 1 ампер ( $A$ ) бўлган ўзгармас электр ток ўтаётган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 секунд давомида оқиб ўтадиган заряд миқдори 1 кулондир, яъни

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с.}$$

Ток кучининг ўлчов бирлиги ( $A$ ) токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсири асосида қабул қилинган. Бу бирлик билан электромагнетизм ҳодисаларини ўрганаётганда танишамиз. Илгари чоп этилган адабиётда электр заряднинг СГСЭ<sub>q</sub> деб номланган бирлиги ҳам учрайди. Ҳозирги вақтда фойдаланилмаётган мазкур бирлик билан кулон орасида қўйидаги боғланиш мавжуд:

$$1 \text{ Кл} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}_q.$$

Тажрибалар асосида элементар заряд катталиги  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл  $\approx 4,8 \cdot 10^{-10}$  СГСЭ<sub>q</sub> эканлиги аниқланган. Электр заряднинг ўлчамлиги —  $TI$ .

Икки жисмнинг бир-бiri билан ўзаро таъсиrlашуви туфайли бир жисмда маълум миқдорда манфий заряд вужудга келса, иккинчи жисмда худди шунча миқдорда мусбат заряд вужудга келади. Масалан, икки хил жисмнинг бир-бiriга тегиши (контакти) натижасида биринчи жисм атомларининг валент электронлари иккинчи жисмга ўтади. Лекин иккала жисмдаги барча манфий зарядлар ва барча мусбат зарядларнинг миқдорлари ўзгармайди.

Демак, зарядлар янгидан пайдо бўлмайди ҳам, ийқолмайди ҳам. Улар жисмларда мавжуд, фақат бир жисмдан иккинчи жисмга ёки жисмнинг бир қисмидан иккинчи қисмига кўчади, холос. Бу хулоса зарядларнинг сақланиши қонуни дейилади. Бу қонунни яна бундай ҳам таърифлаш мумкин:

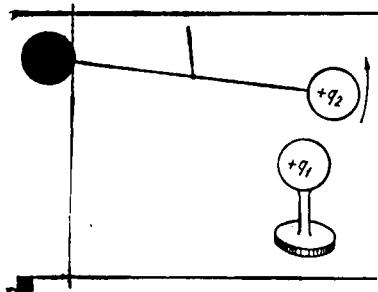
Ҳар қандай изоляцияланган (ташқи жисмлар билан электр заряд алмашинмайдиган) системада электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармайди:

$$\sum q_i = \text{const}, \quad (1.1)$$

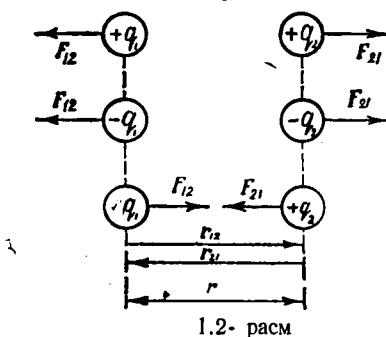
бунда  $q_i$  — система таркибидаги айрим жисмлар электр зарядларининг миқдори.

## 2- §. Кулон қонуни

Тажрибаларнинг кўрсатишича, бир хил ишорали зарядланган жисмлар ўзаро итаришишади, қарама-қарши ишорали зарядланган жисмлар эса ўзаро тортишишади. Нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсири кучи катталигини француз физиги Шарль Кулон тажрибалар асосида аниқлади. Нуқтавий зарядлар деганда шундай зарядланган жисмлар тушуниладики, бу жисмларнинг ўлчамлари улар орасидаги ма-софага нисбатан анча кичик. Кулон тажрибасининг моҳия-



1.1- расм



1.2- расм

ти қүйидагидаң иборат. Ингичка симга шиша шайнин осилган. Шайнининг бир учига металл шарчы, иккинчи учига эса посанги ўрнатилган (1.1- расм). Шайнининг учидаги металл шарчаны зарядлаб, унга иккинчи зарядланган металл шарчаны яқинлаштирасак, зарядланган жисмлар (шарчалар) орасида таъсир этувчи электр кучи туфайли шайнин бирор бурчакка бурилади. Шайнининг бурилиш бурчаги орқали электр таъсир кучини аниқлаш мумкин. Кулон зарядланган шарчалар орасидаги таъсир кучининг шарчалардаги заряд миқдорлариiga ва улар орасидаги масофаға боғлиқлигини текширди. Натижада у физикада Кулон қонуни номи билан машҳур бўл-

ган қўйидаги қонунни аниқлади.

*Вакуумдаги икки нуқтавий электр зарядларнинг ўзаротаъсир кучи таъсирлашаётган ҳар бир заряд катталиклари кўпайтмасига тўғри ва зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалdir, яъни*

$$F_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}_{12}}{r}; \quad (1.2)$$

$$F_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}_{21}}{r}, \quad (1.3)$$

бу ифодаларда  $q_1$  ва  $q_2$  — мос равища биринчи ва иккинчи нуқтавий зарядларнинг миқдорлари,  $r$  — зарядлар орасидаги масофа,  $\mathbf{r}_{12}$  — биринчи нуқтавий заряддан иккинчи нуқтавий зарядга ўтказилган радиус-вектор,  $\mathbf{r}_{21}$  эса, аксинча, иккинчи нуқтавий заряддан биринчи нуқтавий зарядга ўтказилган радиус-вектор.  $\mathbf{r}_{12} = -\mathbf{r}_{21}$  бўлганилиги учун  $F_{12} = -F_{21}$ .

Бир хил ишорали зарядлар итаришишади (1.2-а ва б расмлар), қарама-қарши ишорали зарядлар эса тортишади (1.2-в расм).

(1.2) ва (1.3) ифодалардаги  $\epsilon_0$  — электр доимий деб аталади. У асосий физик доимийларнинг биридир:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^3},$$

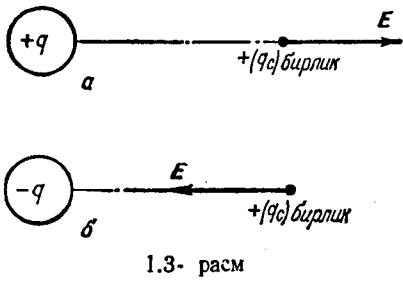
еки

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}.$$

### 3-§. Электр майдон ва унинг кучланганлиги

Электр зарядларнинг ўзаро таъсиралашиши электр майдон орқали содир бўлади. Қўзғалмас электр заряд атрофидаги электр кучлар таъсири сезиладиган фазо соҳаси мазкур заряднинг электр майдони деб аталади. Бу майдон, баъзан, аниқлик киритиш мақсадида электростатик майдон деб ҳам юритилади, бундаги «статик» қўшимчаси майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгармаслигини англатади. Электр майдон зарядларнинг ўзаро таъсири туфайли вужудга келмайди. Аксинча, ҳар қандай заряд ўз атрофида мавжуд бўладиган электр майдонга эга. Электр майдоннинг мавжудлиги фазонинг мазкур соҳасида бошқа электр зарядларнинг жойлашганлигига боғлиқ эмас. Мазкур ҳолни Ернинг гравитация (тортиш) майдони бошқа жисмлардан мустақил равишда мавжудлигига ўхшатиш мумкин. Бошқа жисмлар эса Ер гравитацион майдонини текшириш учун «синов жисмлар» вази ғасини бажарап эди. Зеро, жисм атрофидаги гравитацион майдон ҳам, электр заряд атрофидаги электр майдон ҳам инсон онгига боғлиқ бўлмаган ҳолда мавжуд. Уларнинг мавжудлигини инсоннинг табиий сезги органлари бевосита сеза олмайди. Бундай ҳолларда инсон ўзининг табиий сезги органларига ёрдамчи вазифасини ўтайдиган қуримла ва асбоблардан фойдаланади. Хусусан, электр майдонни текшириш учун «синов заряд» дан фойдаланилади. Фазонинг синов заряд киритилган нуқтасида электр майдон мавжуд бўлса, синов зарядга электр куч таъсир этади. Аксинча, синов зарядга ҳеч қандай электр куч таъсир этмаса, фазонинг текширилаётган соҳасида электр майдон мавжуд эмас, деган хуносага келинади. Табиийки, синов заряднинг миқдори мумкин қадар кичик бўлиши керак, чунки у текширилаётган майдоннинг хусусиятларини сезиларли даражада ўзгартира олмасин.

Заряд туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг ихтиёрий бирор нуқтасини танлаб олайлик. Бу нуқтага миқ-



дори  $q_c$  бўлган синов заряд олиб кирайлик. Синов зарядга майдон томонидан таъсир этувчи куч  $q$  ва  $q_c$  зарядлар орасида Кулон қонунига асосан таъсир этувчи кучдир, яъни

$$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q q_c}{r^2} \frac{r}{r} \cdot (1.4)$$

Бу ифодадан кўринадики, электр майдоннинг айни бир нуқтасида синов зарядга таъсир этувчи куч, синов заряд миқдори  $q_c$  га боғлиқ. Шунинг учун электр майдон муайян нуқтасининг куч характеристикаси сифатида шу нуқтага кирилган бирлик мусбат синов зарядга таъсир этувчи куч қабул қилиниши лозим, уни электр майдоннинг текширилаётган нуқтасининг кучланганлиги деб аталади ва  $E$  билан белгиланади. Демак, электр майдоннинг иҳтиёрий нуқтасидаги майдон кучланганлиги деганда шу нуқтага олиб кирилган бирлик зарядга таъсир этувчи куч (1.3-расм) билан характерланувчи физик катталик тушунилади. Электр майдон кучланганлиги вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг текширилаётган нуқтасига олиб кирилган бирлик мусбат зарядга таъсир этувчи кучнинг йўналиши билан аниқланади.

Агар электр майдон нуқтавий  $q$  заряд туфайли вужудга келаётган бўлса, ундан  $r$  масофадаги майдон нуқтасининг кучланганлиги

$$E = \frac{F}{q_c} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \quad (1.5)$$

бўлиб, унинг йўналиши  $q$  заряд ва майдоннинг текширилаётган нуқтасини бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб заряддан ташқарига ( $q$  мусбат бўлганда) ёки заряд томонга ( $q$  манғий бўлганда) йўналган бўлади.

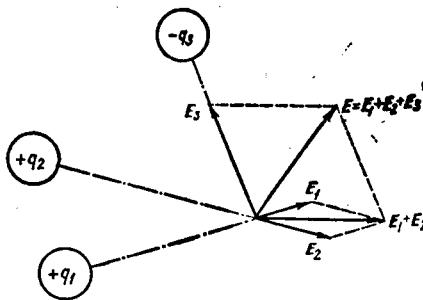
(1.5) дан фойдаланиб, электр майдон кучланганлигининг бирлигини ньютон тақсим кулон  $\left(\frac{H}{Кл}\right)$  деб ҳисобласа ҳам бўлади. Лекин электр майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги сифатида вольт тақсим метр  $\left(\frac{В}{М}\right)$  қабул қилинган. Мазкур бирлик тафсилоти шу бобнинг 6-ং ида баён этилади.

Электр майдон кучланганлигининг ўлчамлиги —  $LMT^{-3}I^{-1}$ .

Агар электр майдонни бир неча заряд вужудга келтира-

ётган бўлса (1.4- расм), натижавий майдоннинг кучланганлиги аллоҳида зарядлар туфайли вужудга келаётган электр майдон кучланганликларининг вектор йифинди сига тенг бўлади, яъни:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \dots + \mathbf{E}_n = \sum_{i=1}^n \mathbf{E}_i \quad (1.6)$$



1.4- расм

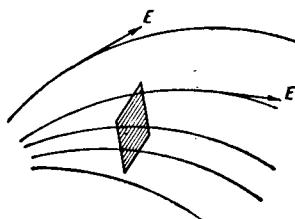
(1.6) ифода майдонлар суперпозицияси (қўшиш) принципини ифодалайди.

#### 4- §. Кучланганлик чизиқлари. Гаусс теоремаси

Электр майдоннинг ҳар бир нуқтасида майдонни характеристовчи кучланганлик вектори  $\mathbf{E}$  аниқ қийматларга ва йўналишларга эга бўлади. Шунинг учун электр майдонни график усулда тасвирламоқчи бўлсак, бирор масштабга асосланиб турли нуқталар учун  $\mathbf{E}$  векторларни ўtkазиш лозим бўларди. Лекин бунда векторлар бир- бирлари билан кесишиб, ниҳоятда чалкаш манзара вужудга келади. Шу сабабли электр майдонни кучланганлик векторлари билан эмас, балки **кучланганлик чизиқлари** билан ифодалаш одат бўлган (1.5- расм). Кучланганлик чизиқлари электр майдонни тасвирлашда қўлланиладиган тушунча бўлиб, уни қўйидаги икки шартга асосланиб ўtkазилади:

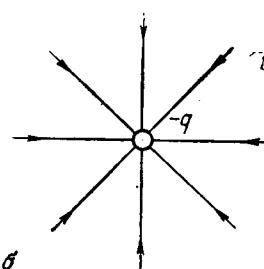
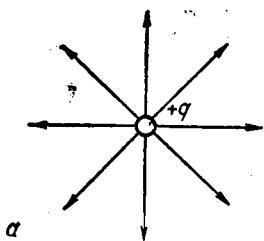
1) кучланганлик чизигининг ихтиёрий нуқтасига ўtkазилган уринма электр майдоннинг шу нуқтасидаги кучланганлик векторининг йўналиши билан мос тушиши керак;

2) кучланганлик чизиқларининг зичлиги шундай бўлиши лозимки, чизиқлар йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган бирлик юздан ўтувчи чизиқлар сони майдоннинг ўша нуқтасидаги кучланганлик вектори  $\mathbf{E}$  нинг қийматига тенг бўлиши лозим.



1.5- расм

Бу икки шартга риоя қилиб кучланганлик чизиқлари ўtkazilганда электр майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги кучланганлик

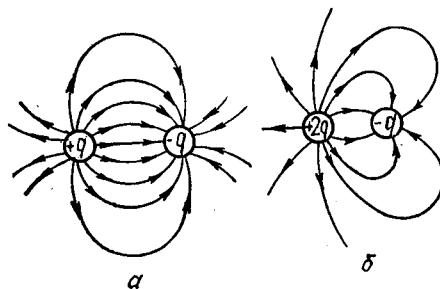


1.6- расм

векторининг йўналиши (1-шарт асосида) ва қиймати (2-шарт асосида) аниқ тасвиirlанган бўлади. 1. 6-а ва б расмларда мусбат ва манфий нуқтавий зарядлар туфайли вужудга келган электр майдоннинг график манзаралари тасвиirlанган. Нуқтавий заряддан бир хил масофадаги нуқталарда  $E$  лар бир хил қийматларга эга бўлиб, заряд ва нуқтани бирлаштирувчи чизик бўйлаб йўналган бўлади. Шунинг учун нуқтавий зарядларнинг кучланганлик чизиқлари радиал тўғри чизиқлардан иборат бўлиб, улар ё зарядланган жисм сиртидан бошланиб чексизликка давом этади (заряд мусбат бўлган ҳолда), ё чексизликдан бошланиб зарядланган жисм сиртида тугалланади (заряд манфий бўлган ҳолда). Агар электр майдон зарядлар системаси туфайли вужудга келаётган бўлса, манзара мураккаброқ бўлади.

1.7-а ва б расмларда иккита нуқтавий заряд туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг график тасвиirlари ифодаланган. Ҳар хил зарядлар системаси туфайли вужудга келган электр майдон кучланганлик чизиқларининг манзараси турлича бўлади, лекин кучланганлик чизиқлари ҳеч қаерда бир- бири билан кесишмайди ва зарядлар орасида узилмайди.

Энди кучланганлик чизиқларининг йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштирилган  $dS$  элементар юзчани олай-



1.7- расм

лик (1.8- а расм). Бу юзчани кесиб ўтаётган кучланганлик чизиқларининг сони  $EdS$  га тенг бўлиб, уни  $dS$  юзчадан ўтаётган кучланганлик векторининг оқими дейилади. Умумий ҳолда юзча кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўл-

маслиги мумкин. Бу ҳолда  $dS$  юзчага ўтказилган нормаль  $n$  билан кучланганлик чизиқлари орасидаги бурчакни  $\alpha$  деб белгилайлик. 1.8- б расмдан кўринишича,  $E$  векторнинг  $dS$  юзча орқали оқими кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлган  $dS' = dS \cdot \cos\alpha$  юзча (бу юзча расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган) орқали оқимга, яъни  $EdS \cos\alpha$  га тенг. Лекин  $Ec\cos\alpha$  ифода  $E$  векторнинг  $dS$  га ўтказилган нормаль  $n$  йўналишидаги проекциясини ифодалайди. Натижада  $E$  векторнинг кучланганлик чизиқлари билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилиб ўтказилган элементар юзча орқали оқими

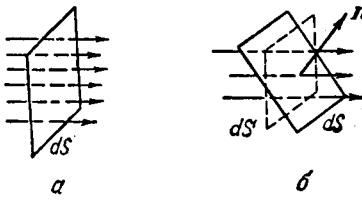
$$d\Phi = E_n dS \quad (1.7)$$

бўлади. Электр майдон кучланганлиги векторининг оқими алгебраик катталик. Ҳақиқатдан,  $E$  вектор ва  $dS$  га ўтказилган нормаль  $n$  орасидаги  $\alpha$  бурчак ўткир бўлса,  $E_n = E \cdot \cos\alpha$  ифода мусбат қийматга эга бўлади. Шунинг учун  $d\Phi$  ҳам мусбат бўлади. Аксинча,  $\alpha$  бурчак ўтмас бўлганда,  $E_n$  ва унга боғлиқ бўлган  $d\Phi$  манғиф қийматга эга бўлади.

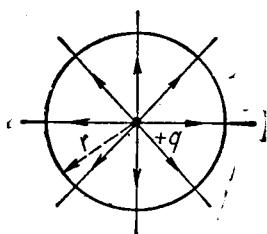
Агар  $E$  векторнинг ихтиёрий сирт орқали оқимини топиш лозим бўлса,  $S$  сиртни  $dS$  элементар юзчаларга ажратиб, бу юзчалар орқали ўтаётган  $d\Phi$  оқимларининг йиғиндинин олиш керак. Бу масала интеграллаш амалига келтирилади:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E_n dS. \quad (1.8)$$

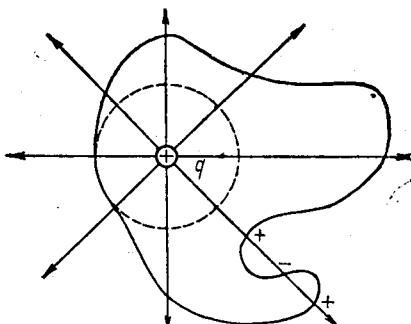
$+q$  нуқтавий заряд туфайли вужудга келаётган электр майдон кучланганлик вектори  $E$  нинг радиуси  $r$  бўлган сферик сирт орқали оқимини топайлик (1.9- расм). Масалани янада соддалаштириш мақсадида сферанинг марказини заряд жойлашган нуқтада деб фараз қиласлик. Бу мисолда кучланганлик чизиқлари радиал түғри чизиқлардан иборат бўлгани учун  $E$  вектор ва сферик сиртнинг элементар бўлак-



1.8- расм



1.9- расм



1.10- расм

часи  $dS$  юзга ўтказилган нормаль орасидаги  $\alpha$  бурчак нолга тенг бўлади. Шунинг учун

$$E_n = |E| = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2}.$$

Иккинчи томондан,  $r$  радиусли сферик сиртнинг тўлиқ юзи  $4\pi r^2$  га тенг. Натижада

$$\Phi = \oint E_n dS = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (1.9)$$

Бу ифода фақат сферик сирт учунгина эмас, балки нуқтавий зарядни ўраб турган ихтиёрий берк сирт орқали ўтувчи  $E$  векторнинг оқимини топиш учун ҳам қўлланилиши мумкин. Ҳақиқатан, электр майдон кучланганлик чизиқларининг ҳар бири (1. 10- расмга қаранг) сферик сиртни ҳам, ихтиёрий берк сиртнинг «ажинсиз» қисмларини ҳам фақат бир мартадан кесиб ўтепти. Ихтиёрий сиртнинг «ажинли» қисмларини эса тоқ марта кесади. Аммо  $E$  векторнинг оқими алгебраик катталик бўлиб, у сиртдан ташқарига чиқаётганда мусбат қўйматга эга бўлади (чунки  $E_n > 0$ ), аксинча, сиртни тешиб ичкарига кираётганда манфий қўйматга эга бўлади (чунки  $E_n < 0$ ). Шунинг учун ихтиёрий сиртнинг «ажинли» қисмини кесиб ўтаётган кучланганлик чизиги оқимга навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий ҳисса қўшади. Натижада сиртни тоқ марта кесиб ўтаётган бундай кучланганлик чизигининг оқимга қўшган натижавий ҳиссаси худди сиртни фақат бир мартағина кесиб ўтган кучланганлик чизигининг оқимга қўшган ҳиссасидек бўлади. Биз юқорида фақат битта нуқтавий заряд учун мулоҳазалар юритгандик. Агар ихтиёрий берк сирт ичидаги  $k$  та нуқтавий зарядлар жойлашган бўлса,

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots + E_{nk} = \sum_{i=1}^k E_{ni} \quad (1.10)$$

Эканлигидан фойдаланиб (1.8) ни қуийдагича өзамиз:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^k E_{ni} \cdot dS = \sum_{i=1}^k \oint_S E_{ni} \cdot dS. \quad (1.11)$$

Бу ифодадаги охирги интеграл  $i$  нүктавий заряд туфайли вужудга келтән электр майдон кучланганлығы векторининг шу зарядни ўраб турувчи ихтиёрий берк  $S$  сирт орқали оқимини харәтерлайди. Бу катталик (1.9) ифодага асосан

$$\oint_S E_{ni} \cdot dS = \frac{q_i}{\epsilon_0}.$$

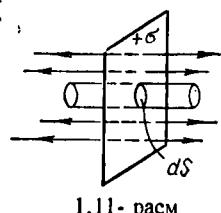
Шунинг учун (1.11) ифода қуийдаги күринишида өзилиши мүмкин:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^R q_i. \quad (1.12)$$

Бу ифода Гаусс теоремасининг аналитик күринишидир. Гаусс теоремаси қуийдагича таърифланади:

*Электр майдон кучланганлық векторининг ихтиёрий шаклдаги берк сирт орқали оқими шу сирт ичидә жойлашган зарядлар (фақат сирт ичидаги) алгебраик ығиндинесининг  $\epsilon_0$  га бўлган нисбатига тенгdir.*

Гаусс теоремасидан фойдаланиб, оддий мулоҳазалар асосида баъзи электр майдонларнинг кучланганлыгини топиш мумкин. Масалан, текис зарядланган чексиз текислик берилган бўлсин. Бу текисликнинг бирлик юзига тўғри келувчи заряд миқдори, яъни заряднинг сирт зитлиги  $+ \sigma$  бўлсин. Шу зарядланган текислик туфайли вужудга келган электр майдон кучланганлыгини топиш лозим бўлсин. Бу майдонни график усулда тасвирламоқчи бўлсақ, кучланганлик чизиқлари текисликка перпендикуляр бўлган ўзаро параллел тўғри чизиқлардан иборат бўлади (1.11-расм). Бу чизиқлар текисликдан бошланниб икқала томонга чексиз давом этади. Текисликдан  $dS$  юзчани ажратиб олайлик ва уни асос қилиб олиб, текисликнинг икки томонига давом этувчи цилиндрни шундай ўтказайликки, бу цилиндрнинг ён томонлари текисликка перпендикуляр бўлсин. Бу цилиндрик берк сиртга Гаусс теоремасини қўллайлик. Сирт ичидаги заряд миқдори зарядланган текис-



ликнинг цилиндр ичидаги  $dS$  бўлакчасида мужассамланган заряд миқдорига, яъни  $\sigma dS$  га тенг. Сирт орқали оқим цилиндрнинг икки асоси орқали оқимдан иборат, чунки цилиндрнинг ён томонлари  $E$  векторга параллелдир. Ҳар бир асос орқали оқим  $EdS$  га тенг бўлгани учун цилиндрик сирт орқали натижавий оқим  $2EdS$  га тенг. Натижада Гаусс теоремаси қўйидаги кўринишда ёзилади:

$$2EdS = \frac{\sigma dS}{\epsilon_0}$$

Демак,

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (1.13)$$

бўлади.

1.12- расм

Энди иккита чексиз параллел текисликларни олайлик.

Улардаги зарядларнинг сирт зичциклари миқдоран бир хил, ишоралари эса қарама-қарши бўлсин. Бу ҳолда (1.12-расм) натижавий майдон иккала зарядланган текислик туфайли вужудга келаётган майдонларнинг йиғиндисидан иборат, хусусан, икки текислик оралиғидаги электр майдон кучланганилиги

$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1.14)$$

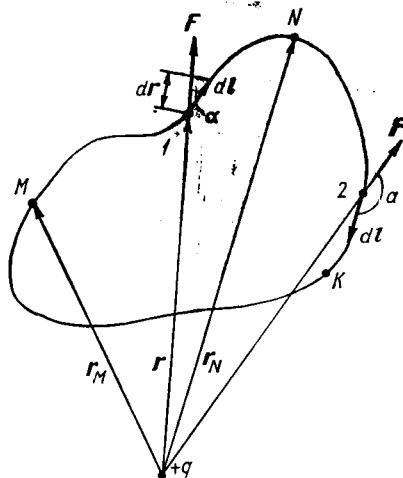
бўлади. Мусбат зарядланган текисликтан чапда ва манфий зарядланган текисликтан ўнгда қўшилувчи майдонлар кучланганиклиари қарама-қарши йўналган. Шунинг учун бу соҳаларда натижавий майдон кучланганилиги нолга тенг. Икки текислик оралиғидаги ҳажмнинг ҳамма нуқталарида электр майдон кучланганиклиари зарядланган текисликларнинг фақат сирт зичлигига боғлиқ бўлган доимий катталиkdir. Бу соҳада кучланганилик чизиқлари мусбат зарядланган текисликтан бошланиб манфий зарядланган текислика туғалланади. Бундай майдон, яъни барча нуқталарда  $E$  нинг қиймати ва йўналиши бир хил бўлган майдон бирожинсли майдон деб аталади.

## 5- §. Электр майдонда зарядни кўчиришда бажарилган иш. Потенциал

Нуқтавий  $q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдоннинг  $M$  нуқтасидан  $N$  нуқтасига  $q'$  заряд кўчирилаётган

бўлсин (1.13- расм). Бу кўчирилишда майдон кучларининг бажарган ишини ҳисоблайлик.  $M$  нуқтанинг заряддан узоқлигини  $r_M$  билан,  $N$  нуқтанинг узоқлигини эса  $r_N$  билан белгилайлик.  $q'$  зарядни кўчирилиш йўли  $MN$  иктиёрий шаклдаги эгри чизиқдан иборат бўлсин.  $MN$  йўлни кичик  $dl$  элементар бўлакчаларга ажратамиз. Шу элементар масофада бажарилган иш қўйидагича аниқланади:

$$dA = F \cdot dl \cos\alpha. \quad (1.15)$$



1.13- расм

Бу ифодада  $F = q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдонда  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$  зарядга таъсир этувчи куч, унинг миқдори  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$  га тенг.  $\alpha$  эса  $F$  куч билан элементар кўчирилиш  $dl$  орасидаги бурчак. Шунинг учун  $dl \cos\alpha = dr$  бўлади. Натижада (1.15) ифодани қўйидаги кўриннишда ёзиш мумкин:

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr. \quad (1.16)$$

$MN$  кўчирилишда бажарилган иш  $A_{MN}$  эса барча элементар кўчирилишларда бажарилган  $dA$  ишларнинг йигиндисига тенгdir. Бу йигинди қўйидаги интеграллашгак елтирилади:

$$A_{MN} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq' \int_{r_M}^{r_N} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N} \quad (1.17)$$

Бу ифодадан кўриниб турибдики, электр майдонда  $q'$  зарядни кўчиришда бажарилган иш кўчирилаётган заряднинг бошланғич ва охирги вазиятларига боғлиқ, холос. Бундай хусусиятга эга бўлган майдонни потенциал майдон деб атаган эдик. Потенциал майдонда берк контур бўйича кўчирилиш иши нолга тенг бўлиши лозим. Ҳақиқатан,  $MNKM$  йўл бўйича  $q'$  зарядни кўчиришда бажарилган иш (1.17) ифодага асосан нолга тенг, чунки  $q'$  заряднинг бошланғич ҳолатда-

ги ўрни ҳам, охирги ҳолатдаги ўрни ҳам  $M$  нүктада жойлашгандир.  $MNKM$  берк йўлда бажарилган иш нолга тенг бўлиши учун бўлакчаларида бажарилган иш мусбат, баъзи бўлакларида эса манфий бўлиши керак. Ҳақиқатан, 1 вазиятда  $F$  ва  $dl$  лар орасидаги  $\alpha$  бурчак ўткир, 2 вазиятда эса бурчак ўтмас. Шунинг учун 1 вазиятда бажарилган  $dA$  элементар иш (1. 15) ифодага асосан мусбат, 2 вазиятда эса манфийдир. Демак, 1 вазиятда  $q'$  зарядни майдон кучлари таъсирида кўчирилса, 2 вазиятда  $q'$  зарядни кўчириш учун майдон кучларига қарши иш бажарилади.

Юқоридаги мулоҳазалардан,  $q'$  зарядни электр майдонда берк йўл бўйича кўчиришда бажарилган иш нолга тенг эканлигига ишонч ҳосил қилдик, яъни

$$A_{MNKM} = \oint_i dA = \oint_i F dl \cos\alpha = 0. \quad (1.18)$$

Иккинчи томондан,  $q'$  зарядга кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонда таъсир этувчи куч  $F = q'E$  га тенг. Бундан фойдаланиб (1. 18) ифодани қўйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint_i q'E dl \cos\alpha = 0,$$

бу тенгликни  $q'$  га қисқартириб ва  $E \cos\alpha = E_t (E_t - E$  векторнинг  $dl$  йўналишига проекцияси) эканлигини ҳисобга олсак, қўйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\oint_i E_t dl = 0. \quad (1.19)$$

Шундай қилиб, электр майдон—потенциал майдондир ва бу майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлади.

$MN$  кўчирилишда бажарилган иш  $W$  ва  $N$  вазиятлардаги заряднинг потенциал энергиялари фарқига тенг, яъни

$$A_{MN} = W_{PM} - W_{PN}. \quad (1.20)$$

Бу ифодани (1.17) билан тақдослаш натижасида  $q$  заряд туфайли вужудга келган электр майдоннинг  $M$  ва  $N$  нүкталарида жойлашган  $q'$  заряднинг потенциал энергиялари

$$W_{PM} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M}; \quad W_{PN} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N}$$

эканлиги келиб чиқади. Бундан  $q'$  заряд майдоннинг  $r$  ма-соға билан характерланувчи ихтиёрий нүктасида жойлашганда унинг потенциал энергияси

$$W_P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} \quad (1.21)$$

бўлиши керак. Электр майдоннинг бирор нуқтасида жойлашган турлика катталиқдаги синов зарядларнинг потенциал энергиялари ҳам турлича бўлади, лекин потенциал энергиянинг синов заряд катталигига нисбати айни нуқта учун ўзгармас катталикдир. Бу катталикни *потенциал* деб аталади ва  $\varphi$  ҳарфи билан белгиланади:

$$\varphi = \frac{W_n}{q'}. \quad (1.22)$$

Демак, электр майдон бирор нуқтасининг потенциали деганда шу нуқтага олиб кирилган бирлик мусбат заряднинг потенциал энергияси тушунилади.

(1. 21) ифода асосида нуқтавий заряднинг потенциали қўйидагича аниқланади:

$$\varphi = \frac{W_n}{q'} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (1.23)$$

Агар электр майдон зарядлар системаси туфайли вужудга келаётган бўлса, натижавий майдон бирор нуқтасининг потенциали системага кирувчи алоҳида зарядлар туфайли вужудга келган майдонларнинг текширилаётган нуқтадаги потенциалларининг алгебраик йиғиндинсига тенг бўлади:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots = \sum \varphi_i. \quad (1.24)$$

Бу ифодада  $i$ —заряднинг номери. Агар нуқтавий зарядлар системаси туфайли вужудга келадиган майдон потенциалини топиш лозим бўлса, (1. 23) дан фойдаланиб (1. 24) қўйидагича ёзилади:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i},$$

бунда  $q_i$  —  $i$ - нуқтавий заряд катталиги,  $r_i$  — шу заряддан потенциали текширилаётган нуқтагача масофа.

(1. 24) ифода турли шаклдаги ва турли ўлчамли зарядланган жисмлар электр майдонларининг потенциалларини ҳисоблашга ёрдам беради. Жумладан, бир- биридан  $l$  масофада жойлашган миқдорлари тенг, лекин қарама-қарши ишорали зарядлар ( $|q_+| = |q_-| = q$ ) системаси (электр диполь) нинг потенциали

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right)$$

бўлади, бунда  $r_+$  ва  $r_-$ —мос равишда мусбат ва манфий зарядлардан текширилаётган нуқтагача масофалар.

Умумий заряди  $q$  бўлган сферанинг марказидан  $r$  масофа узоқлиқдаги нуқтанинг потенциали эса худди нуқтавий заряд майдонининг потенциалидек бўлади:

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

Сфера сиртидаги нуқталар (яъни  $r = R$  бўлганда) учун потенциал

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} R \quad (1.25)$$

бўлади, бунда  $\sigma = \frac{q}{4\pi R^2}$  — сферадаги заряд зичлиги.

(1.22) ифода асосида  $W_{pM} = q' \varphi$  эканлигидан фойдаланак,  $q'$  зарядни  $M$  нуқтадан  $N$  нуқтага кўчиришда бажарилган иш

$$A_{MN} = W_{pM} - W_{pN} = q'(\varphi_M - \varphi_N)$$

ифода билан аниқланади. Худди шу  $q'$  зарядни  $M$  нуқтадан чексизликка кўчиришда бажарилган иш эса

$$A_\infty = q' \varphi_M \quad (1.26)$$

бўлади, чунки  $\varphi_\infty = 0$ .

(1.26) ифода асосида потенциални қўйдагича таърифлаш ҳам мумкин: Электр майдон ихтиёрий нуқтасининг потенциали деганда шу нуқтадан бирлик мусбат зарядни чексизликка кўчириши учун лозим бўладиган иш билан характеристланувчи кашталақ тушунилади.

(1.26) дан фойдаланиб потенциалнинг ўлчов бирлигини келтириб чиқариш мумкин. СИ да потенциалнинг ўлчов бирлиги сифатида электр майдон шундай нуқтасининг потенциали қабул қилинганки, бу нуқтадан 1 Кл зарядни чексизликка кўчириш учун 1 Ж иш бажариш керак. Электр майдон бундай нуқтасининг потенциалини 1 вольт (В) дейилади.

Кўп ҳолларда майдон нуқталарининг потенциали эмас, балки майдоннинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар фарқи (кучланиш) физик маънога эга бўлади. Бу ҳолда вольтга қўйдагича таъриф бериш мумкин: 1 вольт — электр майдоннинг шундай икки нуқтасининг потенциаллар фарқи, 1 кулон зарядни бу икки нуқта орасида кўчириш учун 1 жоуле иш бажариш лозим.

Потенциал ва кучланишнинг ўлчамлиги —  $L^2 M T^{-3} I^{-1}$ .

## 6- §. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш

Тeng потенциалли нуқталарнинг геометрик ўринларидан ташкил топган сирт *эквипотенциал сирт* дейилади («экви» — латинча сўз бўлиб, «тенг» деган маънени англатади). Демак, эквипотенциал сирт нуқталари учун

$$\varphi = \text{const.}$$

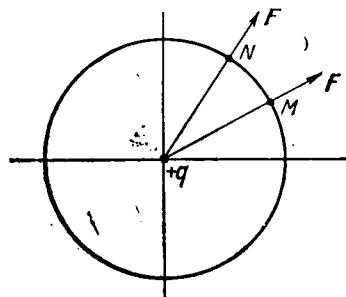
Масалан, нуқтавий заряд учун эквипотенциал сиртлар марказлари зарядда жойлашган сферик сиртлардан иборатдир. Электр майдонни эквипотенциал сиртлар ёрдамида график усулда (1.14- расм) тасвирилаш мумкин.  $q'$  зарядни эквипотенциал сиртнинг  $M$  нуқтасидан  $N$  нуқтасига кўчиришда бажарилган иш қўйидагича аниқланади:

$$A_{MN} = q'(\Phi_M - \Phi_N). \quad (1.27)$$

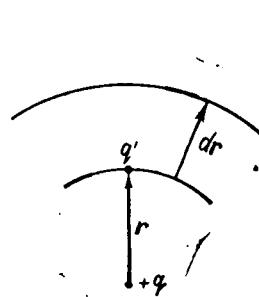
Текширилаётган хусусий ҳолда  $M$  ва  $N$  нуқталар бир эквипотенциал сирт устида жойлашганлиги учун бу нуқталарнинг потенциаллари ўзаро тенг бўлади, яъни  $\Phi_M = \Phi_N$ . Шунинг учун

$$A_{MN} = 0.$$

$q$  заряд туфайли вужудга келган майдонда  $q'$  зарядни  $MN$  йўл бўйича кўчиришда бажарилган иш кўчириш йўналиши билан таъсир этувчи куч йўналиши ўзаро перпендикуляр бўлгандагина нолга тенг бўлади. Шунинг учун зарядга таъсир этувчи куч ва кучланганлик вектори ( $F$  ва  $E$  ларнинг йўналишлари бир хил эканлигини эсланг) доимо эквипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади, деган холосага келамиз. Миқдори  $+q$  бўлган нуқтавий заряднинг электр майдонида  $q'$  заряд бир эквипотенциал сиртдан иккинчи эквипотенциал



1.14- расм



1.15- расм

сиртга күчирилаётган бўлсин. Кўчириш бошланганда  $q'$  заряднинг майдон марказидан узоқлиги  $r$  радиус-вектор билан аниқланган бўлса (1.15-расм), кўчириш охирида эса  $r + dr$  радиус-вектор билан аниқланади. Шундай экан  $q'$  зарядни майдон кучлари таъсирида радиус бўйлаб кўчириб,  $dr$  га узоқлаштиришда бажарилган иш  $Fdr$  га тенг бўлади. Бу иш  $q'$  заряднинг потенциал энергиясини  $dW_{\Pi}$  қадар камайтиради, чунки марказдан узоқлашилган сари, (1.21) га асосан, потенциал энергия камайиб боради. Бошқача айтганда,  $Fdr$  иш  $q'$ и заряд потенциал энергиясини —  $d\tilde{W}_{\Pi}$  га ўзгартиради. Демак,  $Fdr = -dW_{\Pi}$

ёки

$$F = -\frac{dW_{\Pi}}{dr}. \quad (1.28)$$

Мазкур ифоданинг иккала томонини кўчирилаётган заряд миқдори  $q'$  га бўлайлик:

$$\frac{F}{q'} = -\frac{d\left(\frac{W_{\Pi}}{q'}\right)}{dr}. \quad (1.29)$$

Бу тенгликнинг чап томонидаги катталиқ, (1.5) ифодага асосан,  $+q$  нуқтавий заряд майдонининг марказдан  $r$  узоқликдаги нуқтасининг кучланганлигидир. Ўнг томондаги  $\frac{W_{\Pi}}{q'}$  эса (1.22) ифодага асосан, электр майдоннинг худди шу нуқтасининг потенциалидир. Шунинг учун (1.29) ни

$$E = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (1.30)$$

кўринишда ёзиш мумкин. Бундаги  $\frac{d\Phi}{dr}$  — электр майдон кучланганлик чизиги йўналишида потенциалнинг ўзарип тезлигини ифодаловчи ва потенциал градиенти (grad $\Phi$ ) деб аталувчи катталиқдир. Шуни эсда тутайликки, скаляр функция градиенти — вектор, бу вектор йўналиши функция қийматининг энг тез ўсиш йўналиши билан аниқланади. Вектор анализдаги мазкур тушунчалар асосида электр майдон кучланганлиги ва потенциали орасидаги боғланишни қўйидагича ифодалай оламиз:

$$E = -\text{grad}\Phi. \quad (1.31)$$

Демак, электр майдон кучланганлиги — потенциал градиентининг манфий ишора билан олинганидир. Манфий ишора  $E$  вектор потенциал энг тез ортиб борадиган томонга тескари (яъни потенциал энг тез камайиб борадиган томонга) йўналганлигини кўрсатади.

(1.30) ифодадан электр майдон кучланғанлигининг ўлчов бирлиги келиб чиқади:

$$[E] = \frac{B}{m},$$

1 вольт тақсим метр  $\left(\frac{B}{m}\right)$  — кучланғанлик чизиги бўйлаб бир- биридан 1 м узоқлиқда жойлашган икки нуқтанинг потенциаллар фарқи 1 В бўлган бир жинсли электр майдон кучланғанлигидир. Бундай майдонга киритилган 1 Кл зарядга 1 Н куч таъсир этади. Ҳақиқатан,

$$1 \frac{V}{m} = 1 \frac{J}{C} \cdot \frac{1}{m} = 1 \frac{N}{C}.$$

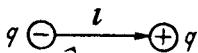
## II БОБ ДИЭЛЕКТРИКЛАРДАГИ ЭЛЕКТР МАЙДОН

### 1- §. Диэлектриклар ва уларнинг қутбланиши

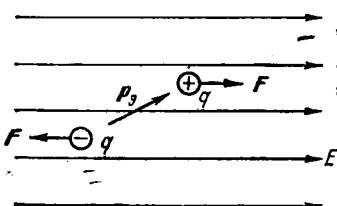
Шу вақтгача вакуумдаги электр майдон тўғрисида мулоҳазалар юритилган эди. Агар электр заряд вакуумда эмас, балки бирор диэлектрик муҳитда жойлашган бўлса, вужудга келган электр майдонни вакуумдаги электр майдондан фарқи бўладими? Агар фарқи бўлса, нима учун? — деган саволлар туғилиши табийи, албатта.

Бу саволларга жавоб бериш учун модда тузилиши тўғрисидаги таълимотга асосан, атом диаметри  $\sim 10^{-16}$  м бўлган ядро ва диаметри  $\sim 10^{-10}$  м бўлган электрон қобиждан иборат эканлигини эслайлик. Ядронинг ўлчами электрон қобиқнинг ўлчамидан  $10^6$  марта кичик. Шунинг учун ядрони электрон қобиқнинг марказида жойлашган нуқта деб ва уни мусбат зарядларнинг маркази деб ҳисоблайлик.

Электрон қобиқнинг ўзи эса берк орбиталар бўйича ниҳоят катта тезликлар билан ҳаракатланувчи манфий зарядланган электронлардан иборат. Бу электронларнинг таъсири худди уларнинг барчасини қандайдир бир нуқтага тўплангандаги таъсирга эквивалент бўлади. Бу хаёлий нуқтани манфий зарядларнинг маркази дейилади. Деэлектрикнинг атом ёки молекуласидаги барча мусбат зарядлар манфий зарядларга миқдор жиҳатидан тенг бўлади. Бу ҳолда молекулани электронейтрал система деб қараш мумкин. Агар мусбат зарядларнинг маркази манфий зарядларнинг маркази билан устма-уст тушса, молекулани қутбсиз, аксинча, зарядларнинг



2.1- расм



2.2- расм

марказлари бир-биридан  $l$  масофа узоқликда жойлашган бўлса, бундай молекулани қутбли молекула дейилади. Умуман миқдоран тенг, лекин қарама-қарши ишорали, бир-биридан  $l$  масофа узоқликда жойлашган  $+q$  ва  $-q$  зарядлардан иборат системани (2.1-расм) **электр диполь** дейилади. Иккала заряд орқали ўтадиган тўғри чизиқ диполь ўқи,  $l$  — диполь елкаси,  $p_s = ql$  катталикни эса **диполнинг электр моменти** деб аталади. Диполларни эса **LTI**.

Нинг электр моменти диполь ўқи бўйлаб манфий заряддан мусбат зарядга томон йўналган вектордир. Диполь электр моментининг ўлчов бирлиги — кулон-метр ( $\text{Кл} \cdot \text{м}$ ), ўлчамилиги эса **LTI**.

Қутбсиз молекула электр майдон таъсир этмагунча электр моментга эга бўлмайди (чунки  $l = 0$ ). Лекин ташқи электр майдон таъсирида қутбсиз молекула мусбат зарядларининг маркази майдонга қарама-қарши йўналишида, манфий зарядларининг маркази эса майдонга қарама-қарши йўналишда силжиди. Демак, ташқи майдон таъсирида молекула қутбланиди ва унинг электр моменти қутбловчи майдон кучланганлигига пропорционал (чунки  $l \sim E$ ) бўлади. Диэлектрикдаги барча молекулалар электр моментларининг йўналишлари бир хил бўлиб,  $E$  га параллел бўлади. Бу қутбланиш электрон орбиталарини ядрога нисбатан силжиши (яъни деформация) туфайли содир бўлаётганлиги учун **деформацион қутбланиши** ёки **электрон қутбланиши** деб аталади. Бу қутбланишнинг характерли хусусияти унинг температурага боғлиқ эмаслигидир.

Қутбли молекулалардан иборат бўлган диэлектрик электр майдон таъсирига учрамагунча унинг молекулаларининг электр моментлари тартибсиз йўналган бўлади. Натижада, диэлектрикдаги молекулалар электр моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг бўлади. Шунинг учун ташқи электр майдон таъсир қилмагунча диэлектрик ичida қутбли молекулалар хусусий электр майдонни вужудга келтира олмайди. Бундан сегнетоэлектриклар деб аталадиган диэлектриклар группаси истиснодир.

Қутбли молекулалардан иборат диэлектрикни ташқи электр майдонга жойлаштирилса, ташқи майдон томонидан

қутбли молекулага жуфт күч таъсир қиласи (2.2- расм). Натижада қутбли молекулалар (диполлар) ташки майдон бўйлаб йўналади. Шунинг учун диэлектрикнинг бундай қутбланишини ориентацион қутбланиши ёки дипол қутбланиши дейилади.

Бундай қутбланиш температурага тескари пропорционалдир, чунки температура ортиши билан диполларнинг хаотик ҳаракати кучайиб, уларнинг майдон бўйлаб тартибли жойлашувини бузади.

## 2- §. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги

Диэлектрикнинг қутбланганлик даражасини характерлаш учун қутбланиш вектори деб аталадиган катталик қўлланилади. Қутбланиш вектори ( $P$ ) деганда диэлектрикнинг бирлик ҳажмидағи барча диполлар электр моментларининг вектор йиғиндиси тушунилади. Диэлектрикнинг қутбланиши бир жинсли бўлмаган ҳолларда диэлектрикнинг исталган бирор нуқтасидаги қутбланиш вектори тўғрисида фикр юритиш мумкин. Бунинг учун шу нуқта атрофида хаёлан элементар ҳажм  $\Delta V$  ни ажратиб олайлик. Бу ҳажм ичидағи барча диполлар эле ктр моментларининг вектор йиғиндисини  $\Delta V$  ҳажмга нисбати, яъни

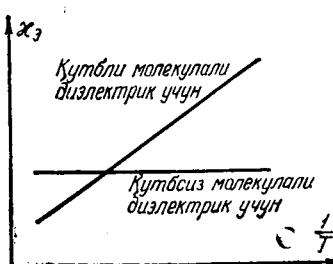
$$P = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum p_{si}}{\Delta V} \quad (2.1)$$

диэлектрикнинг айни нуқтасидаги қутбланиш векторини ифодалайди. (2.1) даги  $p_{si}$  —  $i$ - диполнинг электр моменти.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, изотроп диэлектрикларда қутбланиш вектори билан майдон кучланганлиги орасида қўйидаги муносабат ўринли экан:

$$P = \kappa_s \epsilon_0 E. \quad (2.2)$$

Бу ифодада  $\kappa_s$  — диэлектрик қабул қилувчанлик. У майдон кучланганлиги  $E$  га боғлиқ эмас. Қутбсиз молекулалардан иборат диэлектрик учун (2.3- расм)  $\kappa_s$  температурага боғлиқ эмас. Лекин диэлектрик қутбли молекулалардан иборат бўлгандага температура ортиши билан (расмда



2.3- расм

$\frac{1}{T}$  нинг камаювига, мос келади) иссиқлик ҳаракати молекулаларни электр майдон бўйлаб йўналишига тўсқинлик қиласди. Шунинг учун бу ҳолда  $\kappa_0$  нинг қиймати  $T$  га тескари пропорционал экан.  $\kappa_0$  нинг ўлчов бирлиги тўғрисида ахборот олиш учун (2.2) ифоданинг чап томонидаги  $P$  нинг ва ўнг томонидаги  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчов бирликларини солиширийлик. Қутбланиш векторининг СИ даги ўлчов бирлиги (2.1) ифодага асосан,

$$[P] = \frac{\text{Кл} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Иккинчи томондан,  $q$  заряднинг электр майдон кучланганлиги

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2},$$

бундан

$$\epsilon_0 E = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}.$$

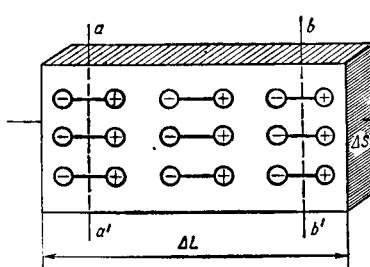
Шунинг учун

$$[\epsilon_0 E] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Шундай қилиб,  $P$  нинг ва  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчов бирликлари бир хил бўлганлиги учун  $\kappa_0$  — ўлчамсиз катталиқ, деган хуносага келамиз.

### 3- §. Богланган зарядлар

Параллелепипед шаклидаги бир жинсли диэлектрик бўлагини электр майдонга жойлаштирайлик. Диэлектрикнинг



2.4- расм

қутбланиши натижасида диполлар майдон бўйлаб йўналади. 2.4- расмдан кўринишича, диэлектрик парчасининг ички қатламида майдон йўналишидаги қўшни диполларнинг қарама-қарши зарядлари бир-бирини нейтраллайди. Лекин диэлектрикнинг чап томонидаги сиртида жойлашган ди-

полларнинг манфий заряди ва ўнг томондаги сиртида жойлашган диполларнинг мусбат заряди компенсацияланмай қолади. Бошқача айтганда, диэлектрикнинг ташқи майдон кучланганлик чизиклари кирадиган сиртида манфий зарядлар ва кучланганлик чизиклари чиқадиган сиртида эса мусбат зарядлар вужудга келар экан. Бу зарядлар диэлектрикнинг қутбланиши туфайли вужудга келгани учун *поляризацион* (*кутбланувчи*) зарядлар дейилади. Иккинчи томондан, бу зарядлар диэлектрик молекулалари билан боғланган бўлиб, бу молекуладан ташқарига кўча олмайди. Шунинг учун уларни *боғланган зарядлар* деб атайлик ва  $q'$  ҳарфи билан белгилайлик. Икки жисм бир-бирига тегизилганда бир жисмдан иккинчи жисмга ўта оладиган зарядларни, боғланган зарядлардан фарқ қилиш мақсадида *эркин зарядлар* деб атаемиз. Боғланган зарядларнинг сирт зичлигини  $\sigma'$ , зарядлар вужудга келаётган сирт юзини  $\Delta S$  ва диэлектрикнинг узунлигини  $\Delta L$  деб белгилайлик. У ҳолда қутбланган бир жинсли диэлектрикни елкасининг узунлиги  $\Delta L$ , зардолари  $\sigma' \Delta S$  бўлган катта диполь деб ҳисоблаш мумкин. Бу катта диполлининг электр моменти  $\sigma' \Delta S \Delta L$  га teng бўлади. Диэлектрикнинг ҳажми  $\Delta V = \Delta S \cdot \Delta L$  бўлгани учун қутбланиш векторининг қиймати, (2.1) ифодага асосан

$$P = \frac{\sigma' \Delta S \Delta L}{\Delta V} = \frac{\sigma' \Delta S \Delta L}{\Delta S \Delta L} = \sigma' \quad (2.3)$$

бўлади.  $\sigma' = \frac{q'}{\Delta S}$  эканлигини ҳисобга олсак, (2.3) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

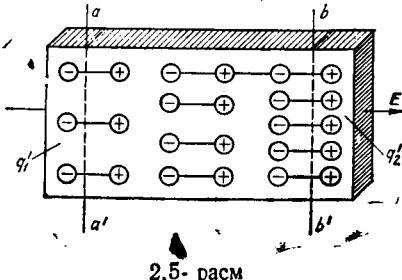
$$P = \frac{q'}{\Delta S},$$

бундан

$$q' = P \Delta S. \quad (2.4)$$

Демак, бир жинсли қутбланган диэлектрикнинг сиртида вужудга келувчи боғланган зарядларнинг миқдори шу сирт юзи билан қутбланиш вектори қийматининг кўпайтмасига teng экан.

Энди бир жинсли бўлмаган диэлектрик парчасини (2.5-расм) электр майдонга киритайлик. Диэлектрик молекулаларининг концентрацияси майдон йўналишида ор-



тиб борса,  $P_2 > P_1$  бўлади (бунда  $P_1$  ва  $P_2$  лар мос равишда диэлектрикни чап ва ўнг сиртидаги  $P$  нинг қийматлари). Шунинг учун (2.4) ифодага асосан  $q'_2 > q'_1$ , яъни диэлектрикнинг чап сиртидаги манфий зарядлар миқдорига қараганда ўнг сиртидаги мусбат зарядлар миқдори ортиқ бўлади. Бундан бир жинсли бўлмаган диэлектрик ичидаги (ҳажмида) мусбат зарядлар етишмайди ёки манфий зарядлар ортиқча, деган хуло-сага келамиз. Ҳажмий боғланган зарядлар деб аталадиган диэлектрик ҳажмида вужудга келувчи бу ортиқча зарядларнинг миқдори

$$q'_{\text{ҳажм}} = q'_1 - q'_2 = P_1 \Delta S - P_2 \Delta S = (P_1 - P_2) \Delta S = - (P_2 - P_1) \Delta S. \quad (2.5)$$

Иккинчи томондан,  $\mathbf{P}$  векторнинг 2.5- расмдаги  $aa'b'b$  берк сирт срқали оқими  $aa'$  ва  $bb'$  сиртлар орқали оқим йифиндисига тенг ( $ab$  ва  $a'b'$  ён сиртлар орқали оқим нолга тенг, чунки бу сиртлар  $\mathbf{P}$  га параллел):

$$\Phi_P = P_2 \Delta S - P_1 \Delta S = (P_2 - P_1) \Delta S. \quad (2.6)$$

(2.5) ва (2.6) ларни таққослаш натижасида

$$\Phi_P = - q'_{\text{ҳажм}}. \quad (2.7)$$

Ихтиёрий берк сирт билан чегаралангандиэлектрик ҳажмдаги ортиқча заряд шу ҳажмдаги боғланган зарядларнинг алгебраик йифиндисига тенг:

$$q'_{\text{ҳажм}} = \sum q'.$$

Натижада (2.7) ифодани қуийдагида ёзиш мумкин:

$$\Phi_P = \oint_S P_n dS = - \sum q'. \quad (2.8)$$

Демак, диэлектрик ичидаги олинган ихтиёрий ёпик сирт орқали қутбланиши векторнинг оқими шу сирт билан чегаралангандиэлектрик ҳажмдаги боғланган зарядлар алгебраик йифиндисининг тескари ишора билан олинган қийматига тенг.

#### 4- §. Диэлектрикдаги электр майдон. Электр индукция вектори

Диэлектрикдаги электр майдон эркин ва боғланган зарядлар туфайли вужудга келади. Лекин боғланган зарядлар вужудга келиши учун эркин зарядлар туфайли мавжуд бўладиган электр майдон бўлиши шарт. Шунинг учун диэлек-

трикдаги электр майдоннинг бирламчи манбай эркин зарядлардир.

Эркин зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдон кучланганлигини  $E_0$  билан, боғланган зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдон кучланганлигини  $E'$  билан белгиласак, дизэлектрикдаги натижавий электр майдон кучланганлиги:

$$E = E_0 + E'. \quad (2.9)$$

Дизэлектрикдаги электр майдон кучланганлик вектори учун Гаусс теоремасини қўллаётганда ихтиёрий  $S$  берк сирт ичидаги эркин ва боғланган зарядларнинг алгебраик йигиндисини олиш керак, яъни:

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \left( \sum q + \sum q' \right) \quad (2.10)$$

ёки бу ифодани қўйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$\epsilon_0 \Phi_E = \oint_S (\epsilon_0 E)_n dS = \sum q + \sum q'. \quad (2.11)$$

Бу ифодани (2.8) ифодага ҳадма-ҳад қўшайлик:

$$\epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P = \oint_S (\epsilon_0 E + P)_n dS = \sum q + \sum q' - \sum q' = \sum q. \quad (2.12)$$

(2.12) да қўйидаги белгилаш киритайлик:

$$\epsilon_0 E + P = D. \quad (2.13)$$

$D$  электр индукция (электр силжиш) вектори деб аталади. Изотроп муҳитларда  $D$  нинг йўналиши  $E$  ва  $P$  ларнинг йўналиши билан бир хил. (2.13) асосида  $D$  нинг ўлчов бирлиги ҳақида холосага келиш мумкин. 2-§ да  $\epsilon_0 E$  ва  $P$  ларнинг ўлчов бирликлари Кл/м<sup>2</sup> эканлиги кўрсатилган эди. Демак,

$$[D] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}.$$

Электр индукциянинг ўлчамлиги —  $L^{-2} T I$ .

Электр майдонни график тасвирлашда электр индукция чизиқларидан фойдаланилади. Бу чизиқларни ҳам кучланганлик чизиқларини ўтказища фойдаланилган шартлар асосида ўтказилади. Юқоридаги белгилашдан фойдаланиб, (2.12) ифодани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Phi_D = \oint_S D_n dS = \sum q. \quad (2.14)$$

Бу ифода электр индукция вектори учун Гаусс теоремаси бўлиб, қўйидагича таърифланади: **электр индукция вектори**

рининг ихтиёрий ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичидаги жойлашган эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг. Демак, электр индукцияси фақат эркин зарядлар туфайли вужудга келадиган электр майдонни ифодалайди. Электр индукция оқимининг ўлчов бирлиги — кулон (Кл). Ўлчамлиги эса  $Tl$ .

(2.2) ни ҳисобга олиб, (2.13) ифодани ўзгартириб ёзамиш:

$$D = \epsilon_0 E + \kappa_s \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \kappa_s) E = \epsilon_0 \epsilon E. \quad (2.15)$$

Бу ифодада  $1 + \kappa_s = \epsilon$  белгилаш киритдик.  $\epsilon$  ни муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги деб аталади.  $\kappa_s$  каби  $\epsilon$  ҳам ўлчамсиз катталик.  $\epsilon$  нинг қиймати турлича, лекин бирдан катта. Фақат вакуумда  $\epsilon = 1$ , чунки вакуумда  $\kappa_s = 0$ . Натижада вакуум учун (2.15) ифода

$$D = \epsilon_0 E_0 \quad (2.16)$$

кўринишга келади. Бу ифодани (2.15) га бўлсак,

$$1 = \frac{E_0}{\epsilon E} \text{ ёки } \epsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Демак, муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  электр майдонга киритилган диэлектрикдаги майдон вакуумдаги майдон кучланганлигига нисбатан неча марта сусайшини ифодалайди. Шунинг учун диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган муҳитдаги нуқтавий  $q$  заряд майдонининг бу заряддан  $r$  узоқлиқдаги нуқтасида кучланганик вектори

$$E = E_0 / \epsilon = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \quad (2.17)$$

бўлади. Шунингдек, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган муҳитда бир- биридан  $|r_{12}| = r$  масофада жойлашган  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар ўзаро

$$F_{12} = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{r_{12}}{r} \quad (2.18)$$

куч билан, яъни вакуумдагига нисбатан  $\epsilon$  марта кичик куч билан таъсирашади.

Диэлектрикдаги электр майдоннинг сусайшини сифат жиҳатдан қуидаги тушунтириш мумкин: электр майдон таъсирида диэлектрикнинг қутбланиши туфайли боғланган зарядлар вужудга келади. Боғланган зарядларнинг электр майдони ташқи қутловчи майдонга қарши йўналган. Шунинг учун боғланган зарядларнинг электр майдони ташқи майдонни сусайтиради, лекин уни бутунлай йўқотолмайди.

Шундай қилиб, электр майдонни характерлашда кучлан-

ганлик вектори  $E$  ёхуд индукция (силжиши) вектори  $D$  дан фойдаланилади.

Электр индукция векторидан фойдаланишнинг боиси нимада?

Бу саволга жавоб бериш учун қуидаги мисол билан танишайлик: икки қарама-қарши ишорали, лекин миқдор жиҳатидан тенг зарядлар билан зарядланган ўзаро параллел текисликлар орасида вужудга келган бир жинсли электр майдонга диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$  бўлган диэлектрикларни параллел қатламлар шаклида жойлаштирайлик (2.6-расмга қаранг). Бу расмдаги қатламлардан бири вакуумдан иборат. Вакуумдаги электр майдон кучланганлиги  $E_0$  бўлсин. Диэлектрик қатламларда эса электр майдон сусаяди (2.17 га асосан). Шунинг учун бу қатламларда электр майдон кучланганлиги мос равища

$$E_1 = \frac{E_0}{\epsilon_1}, \quad E_2 = \frac{E_0}{\epsilon_2}, \quad E_3 = \frac{E_0}{\epsilon_3}, \dots$$

қийматларга эга бўлади. Бу диэлектрик қатламларидағи электр индукцияси эса, (2.15) га асосан, мос равища

$$D_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{E_0}{\epsilon_1} = \epsilon_0 E_0.$$

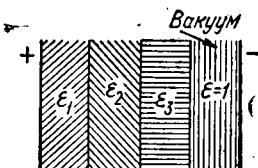
$$D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{E_0}{\epsilon_2} = \epsilon_0 E_0,$$

$$D_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 E_3 = \epsilon_0 \epsilon_3 \frac{E_0}{\epsilon_3} = \epsilon_0 E_0$$

ларга тенг бўлади. Демак, электр майдон кучланганлиги турли диэлектрикларда турлича қийматларга эга бўлса, электр индукция эса турли диэлектрикларда ҳам, вакуумда ҳам бир хил қийматга эга. Шунинг учун электр майдонни график усулда тасвирлагандаги диэлектрик сингдирувчанликлари турлича бўлган муҳитлар чегараларида кучланганлик чизиқларининг зичлиги ўзгаради, индукция чизиқларининг зичлиги эса ўзгармайди. Демак, электр индукция вектори вакуумдаги электр майдон кучланганлик вектори  $E_0$  дан  $\epsilon_0$  марта катта бўлиб, ундан фойдаланиш турли муҳитдаги электр майдонларни ҳисоблашда қулайлик туғдиради. Хусусан, нуқтавий  $q$  заряд майдонининг заряддан  $r$  узоқликдаги нуқтасидаги электр индукция вектори

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (2.19)$$

бўлади.



2.6- расм

## 5- §. Сегнетоэлектриклар

Юқорида диэлектрикларнинг қутбланишига оид муло-ҳазалар юритганимизда, ҳатто қутбли молекулалардан иборат бўлган диэлектрикда ҳам диполлар тартибсиз жойлашганилиги туфайли ташқи электр майдон таъсир этмагунча қутбланиш вектори нолга тенг бўлади, деган эдик. Аксарият диэлектриклар учун ўринли бўлган бу ҳол сегнетоэлектриклар деб аталувчи моддалар группаси учун истиснодир. Бу группанинг биринчи вакили — сегнет тузидир, шунинг учун ҳам бу группа моддаларини сегнетоэлектриклар деб аталган.

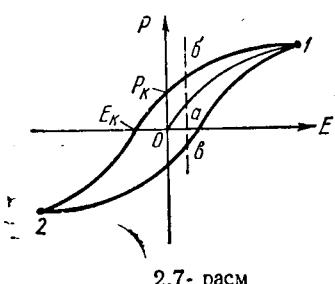
Сегнетоэлектриклар учун характерли бўлган хусусиятлар қўйидагилардан иборат:

1. Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанилиги ниҳоятда катта қийматларга эга бўлади. Масалан, сегнет тузи учун  $\epsilon = 10000$ , барий титанати учун  $\epsilon = 7000$ .

2. Сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанилиги ташқи майдон кучланганилигига боғлиқ. Шунинг учун қутбланиш вектори  $P$  нинг  $E$  га боғлиқлиги чизиқли эмас (2.7- расмдаги 01 қисми).

3. Сегнетоэлектрикларнинг қутбланиш вектори  $P$  нинг қиймати бу сегнетоэлектрик дастлаб қандай шароитда бўлганлигига ҳам боғлиқ. Масалан, 2. 7- расмда  $E$  нинг бир хил қийматига  $P$  нинг уч хил қиймати тўғри келяпти.

Сегнетоэлектрикларнинг бу характерли хусусиятлари уларда *доменлар* деб аталувчи спонтан (ўз-ўзидан) қутбланиши соҳалари мавжудлиги билан тушунирилади. Ташқи электр майдон таъсир этмаганда ҳам доменлар таркибидаги барча диполлар бир томонга йўналган бўлади. Лекин турли доменларнинг электр моментлари тартибсиз йўналганилиги (ориентацияланганилиги) учун бир-бирини компенсациялайди. Шунинг учун сегнетоэлектрик парчаси қутбланмаган бўлади. Ташқи электр майдон таъсирида ҳар бир домендаги барча диполлар худди яхлит диполдек майдон йўналишига мос равишда жойлашади. Ташқи электр майдоннинг бирор қийматида барча доменлар майдон йўналишига мослашади, натижада қутбланиш векторининг тўйиниши содир бўлади. Агар электр майдонни камайтириб борсак,  $P$  нинг камайиши 162 эгри чизиқ бўйича рўй беради.  $E = 0$  да сегнетоэлек-



трикда қутбланиш  $P_k$  га тенг бўлади. Бу қиймат қолдиқ қутбланиши деб аталади. Қолдиқ қутбланиши қутбланиши бутунлай йўқотиш учун сегнетоэлектрикка тескари йўналишдаги  $E_k$  майдон таъсир этиши керак. Майдоннинг бу қиймати ( $E_k$ ) қоэрцитив куч деб аталади.  $E$  ни даврий ра-вищда ўзгартирсак, сегнетоэлектрикдаги  $P$  нинг ўзгариш графиги *гистерезис сиртмоги* (1621) деб аталадиган берк эгри чизиқдан иборат бўлади («гистерезис» грекча сўз бўлиб, «кечикиш» деган маънони англатади).

Сегнетоэлектрикларнинг бу ажойиб хусусиятлари фақат ҳар бир сегнетоэлектрик учун хос бўлган температуралар оралиғида намоён бўлади. Бу температураларни Кюри и нуқталари 258 К ва 298 К.

Бошқача қилиб айтганда, сегнет тузининг 258 К дан 298 К гача бўлган температуралар оралиғидагина сегнетоэлектрикларга хос хусусиятлари содир бўлади.

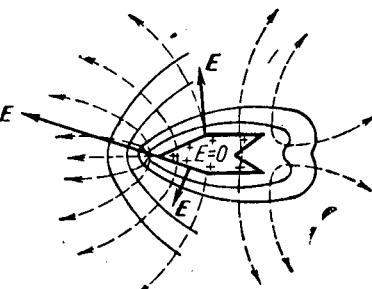
### III БОБ

#### ЭЛЕКТР МАЙДОНДАГИ ЎТҚАЗГИЧЛАР

##### 1- §. Ўтқазгичда зарядларнинг тақсимланиши

Аввало, зарядланган қаттиқ металл ўтқазгичларнинг хусусиятлари билан танишайлик. Ўтқазгичларнинг диэлектриклардан асосий фарқи уларда заряд ташувчилар вазифасини бажарувчи эркин электронларнинг мавжудлигидир. Ўтқазгичнинг таркибидағи мусбат ва манфий зарядлар тенг бўлса, бундай ўтқазгични зарядланмаган дейилади. Зарядланган ўтқазгичда эса, зарядлаш усулидан қатъи назар, мусбат ва манфий зарядларнинг тенглиги бузилган бўлади. Турли шаклдаги металл ўтқазгичларда зарядларнинг тақсимланишини текшириш асосида қўйидаги холосаларга келинган (3.1-расм):

1. Ўтқазгичлардаги ортиқча заряд унинг ташқи сиртлари бўйлаб шундай тақсимланадики, бунда ўтқазгич ташқи сиртининг эгрилиги каттароқ бўлган қисмларида зарядларнинг сирт



3.1- расм

зичлиги  $\sigma$  каттароқ ва, аксинча, кичикроқ бұлган қисмларда эса кичикроқ бўлади.

2. Ичи ҳавол ўтказгичларнинг ички сиртларида ортиқча заряд бўлмайди ( $\sigma = 0$ ).

Юқоридаги хуносаларни бундай тушунса ҳам бўлади: ўтказгичдаги ортиқча заряд зичлиги  $\sigma$  айниқса, ўтказгич сиртининг бўртиб чиқсан жойларида, учликларида катта қийматларга эга бўлади. Чуқурчалар яқинида эса  $\sigma$  нинг қиймати камайиб бориб, чуқурчанинг ичидаги нолга тенг бўлади. Шунинг учун ортиқча заряд фақат сферик сирт бўйлабгина текис тарқалган бўлади.

Ўтказувчи жисмга бирор  $q$  заряд берилса, бу заряд ниҳоят қисқа вақт ичидаги ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланиб бўладики, натижада зарядларнинг мувозанати вужудга келади. Ўтказгичдаги зарядлар мувозанатда бўлганда қуйидаги шартлар бажарилади:

1. Майдон кучланганлигининг қиймати ўтказгич ичидаги нуқталарда нолга тенг ( $E = 0$ ).

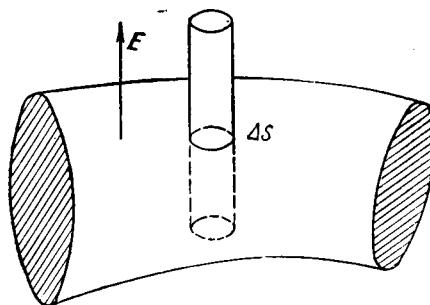
2. Ўтказгичнинг ташқи сиртига яқин ихтиёрий нуқтада электр майдон кучланганлик вектори ўтказгич сиртига ўтказилган нормаль бўйлаб йўналган ( $E = E_n$ ).

Кучланганлик векторининг йўналиши ўтказгич сиртига ўтказилган нормалга параллел бўлмаган тақдирда  $E$  векторни сиртга перпендикуляр бўлган  $E_n$  ва сирт бўйлаб йўналган  $E_t$  ташкил этиувчиларга ажратиш мумкин бўларди.  $E_t$  тасирида ўтказгич сиртидаги зарядлар ҳаракатланиб, уларнинг мувозанати бузилган бўларди.

3. Ўтказгичнинг ичидаги ва сиртидаги барча нуқталарнинг потенциаллари бир хил бўлади. Агар ўтказгичдаги турли нуқталарнинг потенциаллари бир-биридан фарқ қиласа, зарядлар потенциали юқоригоқ нуқтадан потенциали пастроқ нуқта томон ҳаракатланар, натижада ўтказгичдаги зарядлар мувозанати бузилган бўларди.

Шунинг учун ўтказгич барча нуқталарининг потенциаллари тенг ва ўтказгич сирти эквипотенциал сирт бўлиши керак.

Ўтказгич сирти яқинидаги электр майдон кучланганлиги билан зарядларнинг сирт зичлиги орасидаги боғланишни топайлик. Бунинг учун ўтказгич сиртидан, хаёлан, доирача шаклидаги  $\Delta S$  юзчани ажратиб оламиз (3. 2- расм) ва асослари шу юзчага тенг бўлган, ён томонлари эса ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлган ихтиёрий  $\Delta l$  узунликдаги цилиндрчани шундай ўтказайларки, бу цилиндрчанинг бир қисми ўтказгич ичидаги, иккинчи қисми эса ўтказгич ташқарисида бўлсин.



3.2- расм

Электр индукция векторининг шу цилиндрча сирти орқали оқимини топайлик.  $E$  ва  $D$  векторлар бир хил йўналишдаги векторлар бўлгани учун  $D$  вектор цилиндрчанинг ён томонларига параллел. Шунинг учун  $D$  векторнинг цилиндрча ён томонлари орқали оқими нолга teng бўлади. Цилиндрчанинг ўтказгич ичида жойлашган асоси орқали оқим ҳам нолга teng, чунки ўтказгич ичида  $E = 0$  эди. Демак,  $D$  векторнинг цилиндрча орқали оқими фақат цилиндрчанинг ўтказгич ташқарисида жойлашган асоси орқали оқими  $D \Delta S$  ga teng бўлади. Иккинчи томондан, цилиндрча ичида жойлашган ўтказгич сиртидаги заряд миқдори  $q = \sigma \Delta S$  бўлгани учун Гаусс теоремасига асосан  $D \Delta S = \sigma \Delta S$  ёки

$$D = \sigma. \quad (3.1)$$

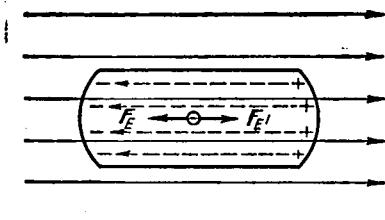
Электр майдон индукцияси ва кучланганлиги орасидаги боғланиш  $D = \epsilon_0 \epsilon E$  дан фойдаланиб (3.1) ни қўйидагicha ёзиш мумкин:

$$\epsilon_0 \epsilon E = \sigma,$$

ёки

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (3.2)$$

Демак, ўтказгич ташқарисидаги унинг сиртига яқин бўлган нуқталарда электр майдон кучланганлиги ўтказгичдаги ортиқча зарядларнинг сирт зичлиги  $\sigma$  ga тўғри пропорционалдир. Шунинг учун ўтказгичнинг қиррали учлари яқинида (яъни  $\sigma$  нинг қиймати катта бўлган жойларда) электр майдон кучли бўлади.



3.3- расм

## 2- §. Электростатик индукция. Ван- де- Грааф генератори

Бирор металл ўтказгични кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонга олиб кирайлик (3. 3- расм). Ўтказгич таркибидаги эркин электронларга майдон томонидан  $F_E = -eE$  куч таъсир қиласи. Бу кучнинг йўналиши майдон йўналишига қарама-қарши, чунки электрон манфий зарядли заррадир. Бу куч таъсирида электрон  $E$  га қарши йўналишда силжийди ва ўтказгичнинг чап томонида ортиқча манфий заряд, ўнг томонида эса ортиқча мусбат заряд вужудга келади. Натижада ўтказгич ичидаги электр майдон вужудга келади. Ички электр майдоннинг кучланганлиги  $E'$  ( $E'$  чизиклари пункттир билан ифодаланган) ташки электр майдон кучланганлиги  $E$  га қарама-қарши йўналгандир. Шунинг учун ўтказгичнинг ичидаги эркин электронга  $F_{E'} = -eE'$  куч таъсир қиласи,  $F_{E'}$  ва  $F_E$  кучлар антипараллел.  $F_E > F_{E'}$ , тенгсизлик бажарилганда ўтказгичнинг икки четида қарама-қарши ишорали ортиқча зарядларнинг тўпланиши давом этаверади, бу эса ўз навбатида ички майдоннинг кучайишига ба бу майдон томонидан эркин электронга таъсир этаётган  $F_{E'}$  кучнинг ортиб боришига сабаб бўлади.

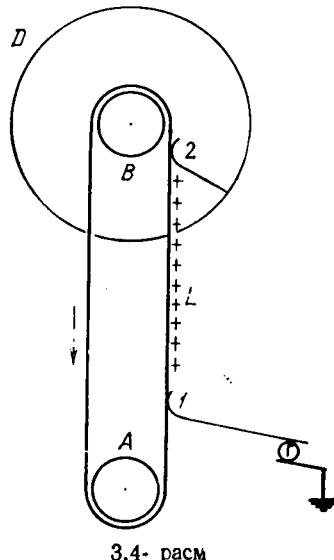
Бирор муддатдан сўнг ташки ва ички майдон кучланганларни ҳамда мос равишда  $F_E$  ва  $F_{E'}$  кучлар тенглашади. Натижада ўтказгич ичидаги натижавий майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади, яъни ташки электр майдонга киритилган ўтказгичда зарядларнинг қайта тақсимланиши тугалланади ва зарядлар мувозанати вужудга келади. Юқорида қайд қилинган ҳодиса, яъни ташки электр майдонга киритилган ўтказгичнинг учларида қарама-қарши ишорали зарядларнинг вужудга келиши *электростатик индукция ҳодисаси* дейилади. Вужудга келган зарядларни эса индукцияланган зарядлар дейилади. Электростатик индукция ҳодисаси асосида тушунтириш мумкин бўлган қўйидаги мисол билан танишайлик:

Ер тахминан ярим миллион кулонга тенг манфий зарядга эга. Бу зарядга тенг мусбат ҳажмий заряд Ер сиртидан бир неча ўн километр баландликдаги атмосферада мавжуд. Бу зарядлар туфайли фазонинг инсон истиқомат қилаётган

соҳасида электр майдон мавжуд бўлиб, унинг кучланганлиги Ер сиртига яқин фазо соҳаларида  $\sim 130 \frac{\text{В}}{\text{м}}$  га тенг. Бундай электр майдонда вертикал ҳолатда турган бўйи 1,8 метр бўлган одамнинг боши ва оёғи турган нуқталарнинг потенциаллар фарқи 230 В га тенг. Ўз ҳолда нима учун бундай кучланиш туфайли «ток уриши» деб аталадиган, одам организми учун хавфли бўлган ҳодиса сезилмайди? Бунинг сабаби — одам организми ўтказгич эканлигидадир. Электростатик индукция ҳодисаси туфайли Ернинг электр майдонидаги одамнинг сирти эквипотенциал сирт бўлади, яъни бош ва оёқ жойлашган нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келмайди.

Биринчи марта Ван-де-Грааф томонидан қурилгани учун, одатда, Ван-де-Грааф генератори леб аталадиган электростатик генераторда ичи ҳавол ўтказгичга берилган ортиқча заряд бу ўтказгичнинг ташқи сирти бўйлаб жойлашиш ҳодисаси ўз аксини топган. Бу генераторнинг ишлаш принципи 3.4-расмда кўрсатилган. Бирор диэлектрик материалдан ясалган *L* лента икки *A* ва *B* роликлар ёрдамида ҳаракатланиб туради (роликлар эса бирор электромотор ёрдамида айлантирилади). Лентанинг бир қисми (*B* роликни айлануб ўтгаётгани) *D* металл шар ичига киради. Лентанинг иккинчи учи электр машина ёрдамида зарядланади. Лента ҳаракат жараённида металл шар ичига кириб боради ва лентадаги заряд тароқ *2* орқали шарга берилади. Бу заряд шу заҳотиёқ шарнинг ташқи сирти бўйлаб тақсимланади. Шу тариқа шарга узлуксиз равища заряд узатилаверади.

Шардаги заряд миқдорининг кўпайиши потенциалнинг ортишига сабаб бўлади. Шар потенциалининг ортиши шарни ўраб турган ҳавода электр разряди вужудга келиши туфайли оқиб кетадиган заряд миқдори билан оқиб келаётган заряд миқдори тенглашгунча давом этади. Шундай усул билан шар ва Ер орасида бир неча миллион вольт потенциал-



3.4- расм

лар фарқини вужудга келтириш мумкин. Ван-де-Грааф генератори зарядли зарраларни тезлатишда кенг қўлланилади.

### 3- §. Ўтказгичнинг электр сигими. Конденсаторлар

Бошқа жисмлардан етарлича узоқ жойлашган ўтказгич олиб, унга  $q$  заряд берайлик. Бу заряд миқдори ўтказгичнинг сирти бўйлаб унинг шаклигига боғлиқ равишда тақсимланади, яъни бу зарядланган ўтказгичда зарядлар мувозанати вужудга келади. Худди шу зарядланган ўтказгичга янги-янги порция зарядлар берилса, бу зарядлар ҳам худди олдингисидек ўтказгич сирти бўйлаб тақсимланади. Ҳар бир янги порция заряд туфайли ўтказгичнинг потенциали ортади, албатта. Тажрибаларнинг кўрсатишича, ўтказгичдаги заряд миқдори  $q$  билан бу заряд туфайли вужудга келган ўтказгичнинг потенциали  $\Phi$  орасида тўғри пропорционал боғланиш мавжуд:

$$q = C \Phi. \quad (3.3)$$

Бу ифодадаги  $C$  ўтказгичнинг электр сигими деб аталади. У ўтказгичнинг шакли, ўлчамлари ва ташқи шароитларга (масалан, ўтказгични ўраб турган муҳитга) боғлиқ катталиkdir. (3.3) ифодани

$$C = \frac{q}{\Phi} \quad (3.4)$$

шаклида ўзгартириб ёзиш мумкин. Бундан электр сигимнинг физик маъноси келиб чиқади: яккаланган ўтказгичнинг электр сигими шу ўтказгичнинг потенциалини бир бирликка ошириш учун лозим бўладиган заряд миқдори билан характерланувчи физик катталиkdir. (3.4) ифодадан фойдаланиб СИ да электр сигимнинг ўлчов бирлигини ҳосил қилиш мумкин:

$$[C] = \frac{\text{Кл}}{\text{В}} = \Phi.$$

Бу бирлик фарад деб аталади. Демак 1 фарад шундай ўтказгичнинг электр сигими эканки, бу ўтказгичга 1 Кл заряд берилганда унинг потенциали 1 В га ортади.

Электр сигимнинг ўлчамлиги  $-L^{-2} M^{-1} T^4 I^2$ .

Агар ўтказгич мунтазам геометрик шаклга эга бўлса, унинг электр сигимини назарий йўл билан ҳисоблаш мумкин. Масалан, радиуси  $R$  бўлган шар шаклидаги ўтказгични олайлик. Бу шарни ўраб турган муҳитнинг диэлектрик

сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлсин. Агар бу шарсимон ўтказгичга  $q$  заряд берилса, унинг потенциали

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R} \quad (3.5)$$

бўлади. (3.4) ифодадаги  $\varphi$  ўрнига (3.5) ни қўйсак:

$$C_{шар} = \frac{q}{\varphi} = \frac{q}{\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon R}} = 4\pi\epsilon_0 \epsilon R. \quad (3.6)$$

Демак, шарсимон ўтказгичнинг электр сифими шарнинг радиусига ва бу шарни ўраб турган муҳитнинг дизэлектрик сингдирувчанлигига тўғри пропорционал экан.

(3.6) ифодадан  $\epsilon_0 = \frac{C}{4\pi\epsilon R}$ . Шунинг учун электр доимий  $\frac{\Phi}{m}$  ларда ҳам ўлчанади.

Илгари нашр этилган адабиётда электр сифимнинг сантиметр (см) деб аталган бирлиги ҳам учрайди. Фарад ва сантиметр орасида қўйидаги муносабат ўринли:

$$1 \text{ Ф} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.}$$

Демак, вакуумда жойлашган радиуси  $9 \cdot 10^{11}$  см бўлган шарнинг электр сифими 1 Ф бўлар экан. Ер шарининг радиуси  $6,4 \cdot 10^8$  см, яъни Ер шарининг сифими  $0,7 \cdot 10^{-9}$  Ф га teng. Шунинг учун, одатда электр сифимларни фараднинг улушларида ифодаланади:

$$1 \text{ микрофарад (мкФ)} = 10^{-6} \text{ Ф}$$

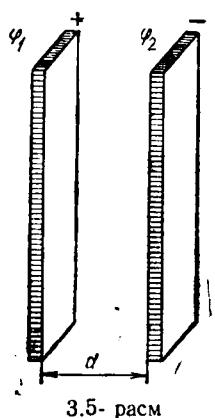
$$1 \text{ нанофарад (нФ)} = 10^{-9} \text{ Ф},$$

$$1 \text{ пикофарад (пФ)} = 10^{-12} \text{ Ф.}$$

Энди бир-биридан дизэлектрик билан ажратилган, ишора-лари қарама-қарши, аммо миқдорлари teng заряд ( $q$ ) билан зарядланган икки ясси параллел пластинкадан иборат системани кўрайлик (3.5- расм). Бундай қурилма электротехникада кенг қўлланадиган ясси конденсатордир.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, конденсаторнинг электр сифими унинг қопламаси (конденсатор пластинкасини қоплама деб ҳам аталади) даги заряд миқдорининг қопламалар орасидаги потенциаллар фарқига бўлган нисбатига teng, яъни

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U}. \quad (3.8)$$



Бошқача қилиб айтганда, конденсаторнинг электр сиғими унинг қолламалари орасидаги потенциаллар фарқини бир бирликка ошириши учун зарур бўлган электр заряд билан ҳарактерланувчи катталикдир. Техникада энг кўп қўлланиладиган конденсаторлар ясси конденсаторлардир. Унинг қолламалари ясси пластинкалардан иборат. Конденсатор қолламалари нинг ўлчамлари бу қолламалар орасидаги масофа ( $d$ ) га нисбатан анча катта бўлиши керак. Бу шарт бажа-рилганда вужудга келадиган электр майдон фақат қолламалар орасида мужассамлашган бўлади (чунки қарама-қарши ишорали, лекин миқдоран тенг зарядларга эга бўлган икки ясси параллел текислик ташқарисидаги электр майдон кучланганлиги нолга тенг эди) ва бу майдонни бир жинсли майдон дейиш мумкин. У ҳолда конденсатор қолламаларида потенциаллар фарқи  $\Phi_1 - \Phi_2 = U$  ва қолламалар орасида вужудга келган бир жинсли майдон кучланганлиги  $E$  орасида қўйидаги муносабат ўринлидир:

$$U = E d. \quad (3.9)$$

Иккинчи томондан, қолламалар орасидаги майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S}. \quad (3.10)$$

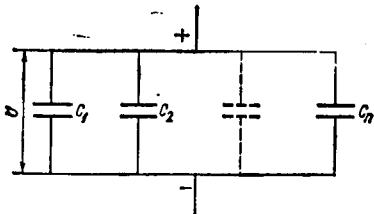
Бу ифодада  $S$  — қолламанинг юзи,  $\sigma$  — қолламадаги заряднинг сирт зичлиги,  $\epsilon$  — қолламалар орасидаги мұхитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. (3.10) дан фойдаланиб, (3.9) ни қўйидагича ёзмиз:

$$U = \frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon S}. \quad (3.11)$$

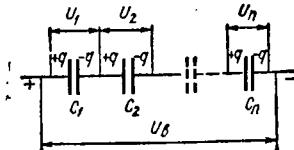
$U$  нинг бу қийматини (3.8) ифодага қўйиб, ясси конденсаторнинг электр сиғимини топамиз:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q}{\frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon S}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (3.12)$$

Бу жфодадан ясси конденсаторнинг электр сиғими каттароқ бўлиши учун, қолламаларининг юзини каттароқ олиш, қолламаларни мумкин қадар яқинроқ жойлаштириш ва қолламалар орасига диэлектрик сингдирувчанлиги каттароқ бўлган диэлектрик жойлаштириш лозим, деган хуласага келамиз. Қолламалар орасидаги диэлектрик иккита вазифани бажаради. Биринчидан, диэлектрик қутбланади ва хусусий электр майдон вужудга келтиради. Шунинг учун қоллама-



3.6- расм



3.7- расм

лар орасидаги электр майдон сусаяди. Натижавий майдоннинг сусайиши эса ўз навбатида қопламалар орасидаги потенциаллар фарқини камайтиради (чунки  $U = E \cdot d$ ) ва конденсаторнинг электр сигимининг сишигига сабаб бўлади. Иккинчидан, диэлектрик зарядларни бир қопламадан иккинчисига ўтишига тўсқинлик қиласи, яъни ўзининг изоляцион хусусиятларини намоён қиласи. Лекин конденсаторларда қўлланиладиган диэлектриклар учун шундай бир чегаравий кучланиш мавжудки, агар конденсатор қопламалари бу чегаравий қийматдан ортиқ кучланишгача зарядланса, бир қопламадаги заряд диэлектрикни тешиб иккинчи қопламага ўтиши мумкин, яъни конденсаторнинг диэлектрик орқали разрядланиши кузатилади. Бундай конденсаторни бошқа ишлатиб бўлмайди.

Баъзан керакли электр сигими ҳосил қилиш мақсадида бир неча конденсаторларни бир-бирига уланади, яъни конденсаторлар батареяси ҳосил қилинади. Барча уланишларни параллел ва кетма-кет уланишларга бўлиш мумкин.

Конденсаторлар параллел уланганда (3. 6-расм) барча конденсаторлардаги кучланишнинг қиймати ( $U$ ) бир хил, лекин батареянинг умумий заряди ( $q_6$ ) алоҳида конденсаторлардаги зарядлар ( $q_i$ ) нинг йигиндисига teng:

$$q_6 = \sum q_i = \sum C_i U = U \sum C_i. \quad (3.13)$$

Бу ифодадан фойдаланиб, параллел уланган конденсаторлар батареясининг умумий сигимини топамиз:

$$C_6 = \frac{q_6}{U} = \sum C_i. \quad (3.14)$$

Конденсаторлар кетма-кет уланганда (3. 7-расм) алоҳида конденсаторлардаги заряд миқдорлари teng бўлади. Ҳақиқатан, биринчи конденсаторнинг биринчи қопламасига  $+q$  заряд берайлик. Бу заряд таъсирида биринчи конденсаторнинг иккинчи қопламасида ва иккинчи конденсаторнинг биринчи

қолламасида (уларни ягона ўтказгич деб қарааш мүмкін чунки улар сим орқали туташтирилған) мос равища —  $q$ , ва  $+q$  индукцион зарядлар вужудга келади. Иккінчи конденсаторнинг биринчи қолламасида  $+q$  заряднинг мавжудлиги ўз навбатида иккінчи конденсаторнинг иккінчи қолламаси ва учинчи конденсаторнинг биринчи қолламасида (энди буларни ягона ўтказгич деб қарааш керак) мос равища —  $-q$  ва  $+q$  индукцион зарядларни вужудга келтиради. Демек, кетма-кет уланган ҳар бир конденсаторнинг заряди  $q$  га teng. Лекин ҳар бир конденсатордаги кучланиш ушбу конденсаторнинг электр сиғимига боғлиқ, яъни

$$U_1 = \frac{q}{C_1}. \quad (3.15)$$

Батареяning кучланиши (биринчи конденсаторнинг биринчи) қолламаси билан охирги конденсаторнинг иккінчи қолламаси орасыдаги потенциаллар фарқи) эса алоҳида конденсаторлардаги кучланишларнинг йигиндисига тенг:

$$U_6 = \sum U_i = \sum \frac{q}{C_i} = q \sum \frac{1}{C_i}. \quad (3.16)$$

Бу ифодани қўйидагида ҳам ёзиш мүмкін:

$$\frac{U_6}{q} = \sum \frac{1}{C_i}. \quad (3.17)$$

(3.17) нинг чап томонидаги ифода конденсаторлар батареяси электр сиғимининг тескари қийматидир. Ҳақиқатан:

$$C_6 = \frac{q}{U_6} \quad \text{ёки} \quad \frac{1}{C_6} = \frac{U_6}{q}.$$

Шунинг учун (3.17) ни қўйидаги кўринишда ёзамиш:

$$\frac{1}{C_6} = \sum \frac{1}{C_i}. \quad (3.18)$$

#### 4- §. Электростатик майдон энергияси

Заряди  $q$ , сиғими  $C$ , потенциали  $\phi$  бўлган ўтказгич сиртига чексизликдан  $dq$  зарядни кўчириш учун мазкур зарядларнган ўтказгич атрофидаги фазо соҳасида мавжуд бўлган электр майдон кучларига қарши

$$dA = \phi dq \quad (3.19)$$

иши бажариш лозим. Агар (3.3) тенгликтин эътиборга олсак, (3.19) ни қўйидагида ўзгартириб ёза оламиш:

$$dA = \phi d(C\phi) = C\phi d\phi. \quad (3.20)$$

Бу ифода ўтказгич потенциалини  $d\varphi$  қадар орттириш учун бажарилиши лозим бўлган ишни ифодалайди. Зарядланмаган (яъни потенциали ноль бўлган) ўтказгич потенциалини  $\Phi$  га етказиш учун бажарилиши керак бўладиган ишни эса қуидаги интеграллаш ёрдамида аниқлаймиз:

$$A = \int_0^\Phi C\varphi d\varphi = \frac{C\Phi^2}{2}. \quad (3.21)$$

Зарядланган ўтказгич энергияси шу ўтказгични зарядлаш учун бажариладиган иш билан аниқланади. Зеро, зарядланган ўтказгич энергиясини қуидагича ифодалаш мумкин:

$$W = \frac{C\Phi^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2}. \quad (3.22)$$

Зарядланган конденсатор энергиясини топиш учун қуидагича мулоҳаза юритамиз. Конденсаторни зарядлаш деганда унинг бир қопламасидан  $q$  зарядни иккинчи қопламасига кўчириш тушунилади. Натижада эркин электронларини йўқотган қоплама мусбат зарядланиб қолади. Иккинчи қопламада эса эркин электронлар ортича, шунинг учун у манфий зарядланган бўлади. Зарядланган конденсатор қопламалари орасида  $U$  кучланиш мавжуд бўлган ҳолда бир қопламадан иккинчи қопламага  $dq$  зарядни кўчиришда бажарилган иш

$$dA = U d q \quad (3.23)$$

ёки конденсатордаги кучланиш, заряд ва электр сифим орасидаги муносабат ( $q = CU$ ) дан фойдалансак:

$$dA = Ud(CU) = CUDU. \quad (3.24)$$

Мазкур ифодани интегралласак, зарядланмаган (яъни  $U = 0$  бўлган) конденсаторни зарядлаш (яъни унинг қопламалари орасида  $U$  кучланишни вужудга келтириш) учун бажариладиган ишни (яъни зарядланган конденсатор энергиясини) топган бўламиз:

$$W = A = \int_0^U C U dU = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2}. \quad (3.25)$$

(3.22) ва (3.25) ифодалар билан аниқланувчи зарядланган ўтказгич ва зарядланган конденсатор энергияси ўтказгичдаги ёки конденсатор қопламаларидағи зарядлар энергиясими ёхуд мазкур зарядлар туфайли вужудга келган электростатик майдон энергиясими? Аввало, шуни қайд қиласликки, элек-

тростатик майдон ва унинг манбай — қўзғалмас электр зарядлар бир-бiri билан узвий боғлиқ. Бошқача айтганда, қўзғалмас электр заряд атрофидаги фазо соҳасида электростатик майдон вужудга келади ёки электростатик майдон мавжуд бўлса, уни вужудга келтирган қўзғалмас электр заряд ҳам мавжуддир. Шундай экан, қўзғалмас электр заряд ва электростатик майдонни бир-биридан ажралган ҳолда тасаввур этиб бўлмайди. Шунинг учун электростатикага оид билимимизга таянган ҳолда юқоридаги саволга узил-кешил жавоб берса олмаймиз. Кейинчалик, электромагнит майдон билан танишамиз. Электромагнит майдоннинг фазода электромагнит тўлқинлар тарзида тарқалиши ва бу тўлқинлар билан биргаликда энергиянинг кўчиши электромагнит майдоннинг энергияга эгалигини кўрсатади. Зеро, юқорида қайд қилинган энергиялар [(3.22) ва (3.25) ифодаларга к.] электростатик майдонлар энергиясидир, деб ҳисоблашимиз мумкин.

Яси конденсаторнинг электр сифими  $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$  ва унинг қопламалари орасидаги кучланиш  $U = E d$  эканлигидан фойдаланиб яси конденсатор қопламалари орасида мужассамлашган электростатик майдон энергияси ( $W_s$ ) ни аниқловчи (3.25) ифодани қўйидагича ёза оламиз:

$$w_s = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} E^2 d^2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 S d. \quad (3.26)$$

Қопламалар орасидаги ҳажм  $V = S \cdot d$ . Шунинг учун (3.26) ифода  $V$  ҳажмдаги электр майдон энергиясини характерлайди. Агар (3.26) ифодани  $V$  га бўлсак, бирлик ҳажмга тўғри келувчи электр майдон энергиясини топамиз. Бу катталик **электр майдон энергиясининг зичлиги** дейилади:

$$\omega_s = -\frac{W_s}{V} = \frac{W_s}{S \cdot d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2. \quad (3.27)$$

Агар электр индукцияси  $D = \epsilon_0 \epsilon E$  эканлигини ҳисобга олсак:

$$\omega_s = \frac{ED}{2} \quad (3.28)$$

бўлади. Электр индукция ( $D$ ) ва қутбланиш ( $P$ ) векторлари орасида  $D = \epsilon_0 E + P$  боғланиш мавжуд эди. Шунинг учун

$$\omega_s = \frac{E(\epsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2}. \quad (3.29)$$

Бу ифодадаги  $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$  ҳад электростатик майдоннинг вакуумдаги

Энергия зичлигини,  $\frac{EP}{2}$  ҳад эса диэлектрик муҳитнинг бирлик ҳажмини қутблаш учун сарфланадиган энергияни характерлайди.

Конденсатор пластинкалари орасидаги майдон бир жинслидир. Шунинг учун бу майдон энергиясининг зичлиги ҳам майдоннинг турли соҳаларида доимий қийматга эга. Электростатик майдон зарядланган ўтказгич туфайли вужудга келган ҳолда эса майдоннинг турли соҳаларида энергия зичлиги ҳам турлича, чунки заряддан узоқ бўлган соҳаларда майдон кучсироқ. Яқинроқ бўлган соҳаларда эса майдон кучлироқ- да.

### 5- §. Пондеромотор кучлар. Ўзаро таъсир назариялари

Яна яssi конденсатор мисолига қайтайлик. Конденсатор пластинкаларидағи зарядларнинг ишоралари қарама-қарши бўлганлиги учун бу пластинкалар бир-бирига тортилади. Зарядланган макроскопик жисмлар орасида вужудга келадиган бундай механик кучлар пондеромотор кучлар ( $F_n$ ) деб аталади. Пондеромотор кучлар таъсирида конденсатор пластинкалари  $\Delta d$  масофага яқинлашса, бунда бажарилган иш

$$\Delta A = F_n \Delta d$$

га тенг бўлади. Бу иш электростатик майдон энергиясининг камаюви ҳисобига бажарилади. Шунинг учун

$$-\Delta W_s = F_n \Delta d. \quad (3.30)$$

Яssi конденсатор оралигидаги электростатик майдон энергияси эса ( $q = const$  ҳол учун), (3.25) ва (3.12) ифодалар асосида

$$W_s = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon S} = \frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon S} d$$

бўлади. Ўндан электростатик майдон энергияси камаюви-нинг миқдори

$$\Delta W_s = -\frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon S} \Delta d \quad (3.31)$$

га тенг.

(3.30) ва (3.31) ларни солиштириб, қўйидаги формулани ҳосил қиласиз:

$$F_n = -\frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon S} = -\frac{\sigma^2}{2\epsilon_0\epsilon} S. \quad (3.32)$$

Бу ифодадаги минус ишораси  $F_n$  күч тортишиш характеристикага әгалигини, яъни қолламалар орасидаги  $d$  масофани кичрайтиришга интилишини англатади.

Демак, зарядланган ясси конденсатор пластинкалари бир-бiri билан пластинкалардаги зарядлар сирт зичлиги σ нинг квадратига пропорционал бўлган күч билан ўзаро таъсирашади.

«Таъсирашади», «таъсирашув» сўзларидан кўп фойдаландик, лекин таъсирашувнинг ўзи нима?

Зарядланган жисмларнинг таъсирашуви (Кулон қонуни), умуман ҳар қандай жисмларнинг таъсирашуви (бутун олам тортишиш қонуни) тўғрисидаги қонунларда таъсирашув кучларининг математик ифодаси топилди. Таъсирашувнинг табиити тўғрисидаги мулоҳазалар эса кейинчалик ривожланди. Бу мулоҳазалар асосида қўйидаги икки назария яратилди.

**Яқиндан таъсири** назариясига асосан, икки жисм орасидаги ўзаро таъсири бу жисмлар орасидаги моддий муҳит орқали узатилади. Масалан, ҳара катланаётган автомобильни ҳайдовчи тўхтатиши мақсадида тормоз педалини босади. Натижада ғилдирак дискига ярим ҳалқасимон пластинканинг тегиши туфайли тормозланиш вужудга келади. Бу мисолда тормоз педалига берилган таъсири ярим ҳалқасимон пластинкага найчалар орқали оқувчи суюқлик ёрдамида узатилади.

Демак, яқиндан таъсири назариясига асосан, жисм бевосита моддий муҳитга таъсири қиласди. Бу муҳит эса иккинчи жисмга таъсири кўрсатади.

Лекин зарядланган конденсатор пластинкалари орасида вакуум бўлганда ҳам пондеромотор кучлар намоён бўлади-ку! Самовий жисмлар орасида ўзаро тортишиш, бу жисмлар оралиғи ҳавосиз фазо бўлишига қарамай, мавжуд-ку! Буни қандай тушунмоқ керак?

Бу муаммо олисдан таъсири назариясини вужудга келишига сабабчи бўлди. Бу назарияга асосан, таъсири бир жисмдан иккинчи жисмга улар оралиғида ҳеч қандай муҳит бўлмагандан ҳам бир онда узатилади.

Фаннинг ривожланиши олисдан таъсири тўғрисидаги фикр асоссиз эканлигини кўрсатди. Майдонлар тўғрисидаги тасаввурларни фанга киритилиши яқиндан таъсири қилиш назарияси томон кескин бурилиш ясади. Бу тасаввурларга асосан, бутун олам тортишиш қонунида акс этган, икки жисм орасидаги таъсирашувни узатувчи майдонни тортишиш майдони дейилади. Кулон қонунида ўз аксини топган, бир қўзгалмас электр заряднинг иккинчи қўзғалмас электр зарядга таъсирини узатувчи майдонни электростатик майдон баъзан эса оддийгина электр майдон деб аталди.

Юқорида электростатик майдон энергияси билан танишдик. Бу эса ўз навбатида электростатик майдон — объектив борлиқ эканлигини тасдиқловчи далиллардан биридир. Ахир йўқ нарса энергияга эга бўла олмайди - да!

#### IV БОБ ЭЛЕКТР ТОКНИНГ ҚОНУУЛЛАРИ

##### 1-§. Электр ток ва унинг асосий ҳарактеристикалари

✓ Электр ток деганда зарядланган зарраларнинг тартибли ҳаракати тушунилади. «Ток» сўзининг ўзбек тилига айнан таржимаси «оқим» дир. Демак, электр ток — электр зарядларнинг оқимиdir. Электр токнинг асосий белгиси — ҳаракатдаги зарядлар туфайли пайдо бўлувчи магнит майдоннинг мавжудлигидир. Бундан ташқари электр ток модда орқали ўтганда иссиқлик, оптик ва химиявий ҳодисалар кузатилади.

Ўтказгичлардаги электр токни *ўтказувчанлик токи* деб аталади. Лекин электр токни бундай тор маънода тушуниш керак эмас. Масалан, бирор зарядланган жисм фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчирилаётган бўлсин. Бу жисм билан биргаликда ундаги заряд ҳам фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтаси томон ҳаракат қиласи. Демак, электр ток вужудга келади. Лекин бу ток зарядланган жисмнинг ҳаракати билан боғлиқ. Бундай токни бошқа турдаги токлардан фарқ қилиш мақсадида *конвекцион ток* деб атаемиз.

Электр токнинг йўналиши сифатида мусбат зарядларнинг тартибли ҳаракат йўналиши қафул қилинган. Электр токни ҳарактерловчи асосий катталик — ток кучидир. Кузатилаётган бирор  $S$  юз орқали ўтuvchi электр токнинг кучи деганда, шу юз орқали бирлик вақт ичida ўтаётган заряд миқдори билан ҳарактерланувчи скаляр катталик тушунилади. Агар кузатилаётган юз орқали  $dt$  вақт давомида  $dq$  заряд ўтаётган бўлса, бундай токнинг кучи

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (4.1)$$

бўлади. Вақт ўтиши билан токнинг йўналиши ва кучи ўз гармаса, бундай токни ўзгармас ток дейилади. Заряд ташувчиларнинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юзга мос келувчи ток кучига ток зичлиги деб аталади:

$$j = \frac{I}{S}$$

Ток зичлиги мусбат ток ташувчиларнинг тартибли ҳаракати йўналишидаги вектор катталик бўлиб, унинг миқдори ток йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юз орқали бирлик вақтда оқиб ўтувчи заряд миқдори билан характерланади. Агар ток иккала ишорали зарядларнинг тартибли ҳаракати туфайли вужудга келаётган бўлса, ток зичлигининг ифодасини қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^-, \quad (4.3)$$

бунда  $q^+$  ва  $q^-$  — мос равишда мусбат ва манфий ток ташувчиларнинг заряд миқдорлари,  $n^+$  ва  $n^-$  — уларнинг концентрацияси (яъни бирлик ҳажмдаги сони),  $u^+$  ва  $u^-$  эса уларнинг тартибли ҳаракатидаги ўртача тезликлари.

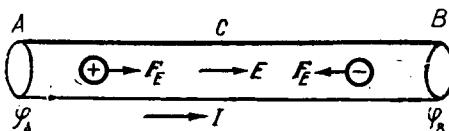
СИ да ток кучининг ўлчов бирлиги — ампер (А) бўлиб, у асосий бирлик сифатида қабул қилинган. Бу бирлик тўррисида токларнинг ўзаро таъсири билан танишганда тўхтамиз.

Ток зичлиги бирлиги — ампер тақсим метр квадрат ( $A/m^2$ ) бўлиб, у кучи  $1 A$  бўлган электр ток ўтказгичнинг  $1 m^2$  кўндаланг кесими бўйича текис тақсимланган ҳолдаги ток зичлигини ифодалайди.

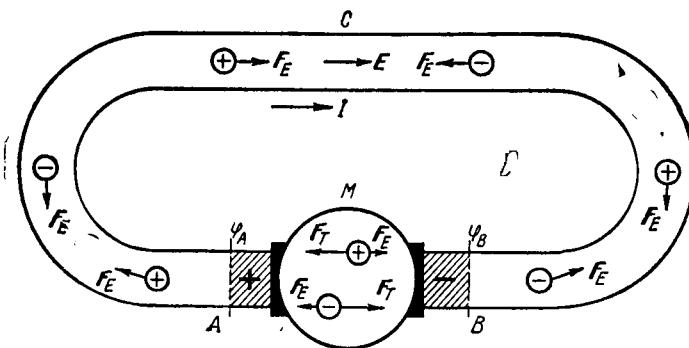
Электр ток зичлигининг ўлчамлиги —  $L^{-2} I$ .

## 2-§. Электр юритувчи куч ва кучланиш

Бирор ўтказгичнинг (4.1- расм)  $A$  учида ортиқча мусбат заряд,  $B$  учида эса ортиқча манфий заряд мавжуд бўлса, бу ўтказгич бўйлаб унинг потенциали юқорироқ (фа) қисмидан потенциали пастроқ ( $\varphi_B$ ) қисми томон йўналган электр майдон вужудга келади. Бу майдон кучлари таъсирида мусбат зарядлар  $A$  дан  $B$  га қараб, манфий зарядлар эса  $B$  дан  $A$  га қараб тартибли ҳаракатга келади, яъни ўтказгич бўйлаб электр ток ўтади. Натижада қарама- қарши ишорали зарядларнинг бирлашуви ва ўтказгич барча нуқталари потенциалларининг тенглашуви содир бўлади. Бу эса ўтказгичда электр майдоннинг йўқолишига ва электр токнинг тўхтасига сабаб бўлади. Ўтказгичда узлуксиз равишда электр ток мавжуд бўлиши учун бу ўтказгични ўз ичига олган берк занжирда



4.1- расм



4.2- расм

шундай махсус қурилма (4.2-расмда  $M$  деб белгиланган шлаб туриши керакки, бу қурилма мунтазам равища қајама-қарши ишорали зарядларни ажратиб туриши ва ўтказичининг  $A$  учини мусбат заряд билан,  $B$  учини эса манфий аряд билан доимий равища таъминлаб туриши керак. Нажада, ўтказгич учларида ҳар доим потенциаллар фарқи тавжуд бўлиб, узлуксиз электр ток вужудга келишига шаюнти яратилган бўлади. Бундай қурилмани *электр токнинг манбайи дейилади.* Ток манбайдаги зарядларнинг ажралиши йирор куч таъсирида содир бўлади албатта. Лекин бу куч лектростатик характерга эга эмас, чунки электростатик уч таъсирида зарядлар ажралмайди, аксинча бирлашади масалан, 4.2-расмдаги ток занжирининг  $ACB$  қисмида). Бу учни ташки куч деб аташ одат бўлган. Электр зарядларни жратиш ва кўчириш учун ташки кучлар бажарган иш ток манбайи энергиясининг сарфланиши ҳисобига (масалан, генератор роторни айлантириш учун сарф бўлаётган механик ш ҳисобига ёки аккумулятор ва гальваник элементларда лектролитларнинг электролитларда эриши жараёнида ажраби чиқадиган энергия ҳисобига ва ҳоказо) содир бўлади.

Демак, берк занжирнинг  $BMA$  қисмида, яъни ток манбайи  $M$  нинг ичидаги бошқа турдаги (масалан, механик ёки химия-ий) энергиялар ҳисобига электр энергия олинади. Занжирнинг  $ACB$  қисмида эса электр энергия сарфланади, яъни ошқа турдаги энергияларга айланади. Берк занжирда зарядга ҳам ташки кучлар, ҳам электр майдон кучлари таъсир гади. Аммо электр майдоннинг  $q$  зарядни берк занжир ўйлаб кўчиришда бажарган умумий иши нолга teng. Шунинг учун берк занжирда бажарилган умумий иш фақат

ташқи күчлар манбанинг энергияси ҳисобига ток манбай ичида содир бўлади. 4.2-расмдаги берк занжир бўйлаб  $q$  зарядни кўчиришда ташқи күчлар  $A_t$  иш бажарган бўлса, у ҳолда

$$\frac{A_t}{q} = \mathcal{E} \quad (4.4)$$

катталиқ ток манбанинг электр юритувчи кучи дейилади! Бошқача қилиб айтганда, ток манбанинг электр юритувчи кучи ташқи күчлар таъсирида бирлик мусбат зарядни манбани ўз ичига олган берк занжир бўйлаб кўчиришида бажарилган иш билан характерланади. (4.4) ифодадан электр юритувчи куч (қисқача ЭЮК) потенциал ўлчов бирликларида ўлчанади, деган холосага келамиз, чунки потенциал ҳам бирлик зарядни кўчиришда бажарилган иш билан характерланар эди.

Демак, СИ да ЭЮК бирлиги қилиб вольт (В) қабул қилинади: 1 В — шундай ток манбанинг электр юритувчи кучи (ЭЮК) ки, бу манбани ўз ичига олган берк занжир бўйлаб 1 Кл зарядни кўчиришда 1 Ж иш бажарилади.  $q$  зарядга таъсир этажган  $F_t$  ташқи кучни

$$F_t = qE_t \quad (4.5)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Бунда  $E_t$  билан ташқи күчлар майдонининг кучланганлиги белгиланди. У ҳолда  $q$  зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришда ташқи күчлар бажарган иш

$$A_t = \oint F_t dl = q \oint E_t dl$$

бўлади. Шунинг учун (4.4) ифодага асосланиб

$$\mathcal{E} = \frac{A_t}{q} \oint E_t dl \quad (4.6)$$

муносабатни ҳосил қиласиз. Демак, берк занжирда таъсир этувчи ЭЮК ни ташқи күчлар майдони кучланганлиги векторининг циркуляцияси тарзида ифодалаш мумкин.

Лагер занжирни узсак, яъни  $ACB$  ўтказгични олиб ташлаб очиқ занжир ҳосил қиласак (4.3-расм), ташқи күчлар таъсирида  $BMA$  қисмда зарядларнинг кўчиши туфайли  $A$  нуқтада мусбат,  $B$  нуқтада эса манғий зарядлар ийғилиб, бу нуқталар орасида потенциаллар фарқи вужудга келади.  $A$  ва  $B$  нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи зарядларга таъсир этувчи электр ва ташқи күчлар тенглашгунча ортиб боради. Бу күчлар тенглашганда  $\Delta\phi = \phi_A - \phi_B$  максимал қийматга

эришади. Очиқ занжирдаги ток манбанинг ЭЮК манбанинг қутблари-даги потенциаллар фарқига тенг:

$$\mathcal{E} = \Phi_A - \Phi_B. \quad (4.7)$$

Энди кучланиш түшүнчеси билан танишайлик. Электростатикада  $A$  ва  $B$  нүкталар орасидаги кучланиш де-ганда  $A$  ва  $B$  нүкталардаги электр

майдон потенциалларининг фарки тушунилар эди. Занжир-нинг  $BMA$  қисмидаги кучланишнинг тушиши ёки оддийгина кучланиш ( $U_{AB}$ ) деганда Кулон (электр) кучлари ва ташқи кучлар, яъни  $\mathbf{F}_E + \mathbf{F}_t = q(\mathbf{E} + \mathbf{E}_t)$  таъсирида бирлик мусбат зарядни занжир бўйлаб  $A$  нүктадан  $B$  нүктага кўчиришида бажарилиши лозим бўладиган иш билан характерланувчи физик катталик тушунилади:

$$U_{AB} = \frac{A_{AB}}{q} = \frac{1}{q} \left( \int_A^B \mathbf{F}_E \cdot d\mathbf{l} + \int_A^B \mathbf{F}_t \cdot d\mathbf{l} \right) = \int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} + \int_A^B \mathbf{E}_t \cdot d\mathbf{l}.$$

Кулон кучлари таъсирида бирлик мусбат зарядни  $A$  дан  $B$  гача кўчиришда бажариладиган иш  $A$  ва  $B$  нүкталар потенциалларининг фарқи  $\Phi_A - \Phi_B$  га тенг. Ташқи кучлар таъсирида бирлик мусбат зарядни занжирнинг текширилаётган қисмида кўчиришда бажарилган иш занжирнинг шу қисмидаги манбанинг электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}_{AB}$  га тенг. Шунинг учун

$$U_{AB} = (\Phi_A - \Phi_B) + \mathcal{E}_{AB} \quad (4.8)$$

Демак, занжирнинг текширилаётган қисмиди ЭЮК таъсир этмайдиган хусусий ҳолда (яъни  $\mathcal{E}_{AB} = 0$  бўлганда)

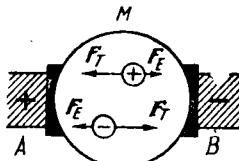
$$U_{AB} = \Phi_A - \Phi_B$$

бўлади.

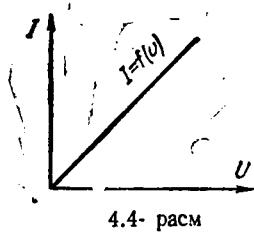
Кучланиш ҳам, худди ЭЮК каби, потенциалнинг бирликларида, яъни вольт (В) да ўлчанади.

### 3-§. Ом қонуни

Ом қонуни занжирнинг бир қисмидан ўтаётган ток кучини шу қисмнинг учларидаги кучланишга боғлиқлигини ифодалайди. Агар занжирнинг текширилаётган қисмиди ЭЮК таъсир этмаса занжирнинг бир жинсли қисми билан, аксинча, ЭЮК таъсир этса занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми билан иш тутаётган бўламиз. Ом қонуни тажрибалар асосида кашф этилган қонундир. Унинг тўғрилиги кўпгина тажри-



4.3- расм



4.4- расм

балар асосида исботланди. Бу қонуннинг моҳияти қуидагидан иборат: бир жинсли металл ўтказгич орқали ўтаётган электр токнинг кучи ушбу ўтказгичнинг учларидаги кучланишга тўғри пропорционал:

$$I = \frac{1}{R} U. \quad (4.9)$$

Ток кучининг кучланишга боғлиқлик  $I = f(U)$  графиги metall ўтказгичлар учун (4.4- расм) координата бошидан ўтувчи тўғри чизиқдан иборат бўлар экан. Бу тўғри чизиқнинг  $U$  ўқи билан ҳосил қилган бурчаги (4.9) ифодадаги  $R$  га боғлиқ.  $R$  — ўтказгичнинг электр қаршилиги, у зарядларнинг тартибли ҳаракатига ўтказгич кўрсатадиган қаршиликни характерлайди. Ўтказгич қаршилигининг бирлигини (4.9) ифодадан фойдаланиб топиш мумкин: икки учидаги кучланиш 1 В бўлганда 1 А ток ўтадиган ўтказгичнинг электр қаршилиги бирлик сифатида қабул қилинган ва унга 1 Ом деб ном берилган.

Электр қаршилика тескари бўлган  $\frac{1}{R}$  катталикни электр ўтказувчанлик деб аталади, унинг ўлчов бирлиги сименс (См): 1 См — электр қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигидир.

Электр қаршиликтининг ўлчамлиги —  $L^2 M T^{-3} I^{-2}$ , электр ўтказувчанликни эса  $L^{-2} M^{-1} T^3 I^2$  бўлади.

Ўтказгичнинг қаршилиги унинг ўлчамларига ва ички тузилишига боғлиқ катталик. Агар ўтказгич цилиндрисон шаклда бўлса, унинг қаршилиги узунлиги  $l$  га тўғри ва кўндаланг кесими  $S$  га тескари пропорционалдир:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (4.10)$$

бу ерда  $\rho$  — ўтказгичнинг солиширма электр қаршилиги. У ўтказгич материалининг ички хусусиятларига ва ташқи шароитларга боғлиқ. Солиширма электр қаршилика тескари бўлган

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (4.11)$$

катталикни ўтказгичнинг солиширма электр ўтказувчанлиги деб аталади.

Солишишима электр қаршиликнинг ўлчов бирлиги — Ом-метр (Ом·м): 1 Ом·м — кўндаланг кесими 1 м<sup>2</sup>, узунлиги 1 м бўлганда 1 Ом электр қаршиликка эга бўладиган ўтказгичнинг солишишима электр қаршилигидир. Солишишима электр ўтказувчаникнинг ўлчов бирлиги сименс тақсим метр (См/м): 1 См/м — кўндаланг кесими 1 м<sup>2</sup>, узунлиги 1 м бўлганда 1 См электр ўтказувчаникка эга бўладиган ўтказгичнинг солишишима электр ўтказувчанигидир.

Солишишима электр қаршиликнинг ўлчамлиги —  $L^3MT^{-3}I^{-2}$ , солишишима электр ўтказувчаникни эса  $L^{-3}M^{-1}T^3I^2$ .

Илгари нашр этилган адабиётда солишишима электр қаршиликнинг Ом- миллиметр квадрат тақсим метр (Ом·мм<sup>2</sup>/м) деб аталаудиган бирлиги ҳам учрайди:

$$1 \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}} = 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Бу бирликдан амалда фойдаланилмайди.

✓ Ўтказгич қаршилиги температурага мос равишда қўйидаги қонуният бўйича ўзгарилиши:

$$R = R_0 (1 + \alpha t), \quad (4.12)$$

бундаги  $R_0$  ва  $R$  — мос равишда 0°C ва  $t^\circ\text{C}$  ва температуралардаги қаршиликнинг қийматлари;  $\alpha$  — қаршиликнинг температура коэффициенти, у 1 K га иситилганда ўтказгич қаршилигининг нисбий ўзгаришига миқдоран тенг катталик, соғи metallлар учун  $\alpha \approx \frac{1}{273}$  град<sup>-1</sup>. Термодинамик темпера-

тура  $T$  дан фойдаланилганда (4.12) муносабат қўйидаги кўринишга эга бўлади:

$$R = \alpha R_0 T. \quad (4.13)$$

Электр занжир ўзаро уланган бир неча қаршиликлардан иборат бўлиши мумкин. Электр занжирнинг  $R_1, R_2, R_3, \dots$  қаршиликлар кетма-кет уланган қисмининг умумий қаршилиги ( $R_{\text{к.к.}}$ ) айrim қаршиликлар йигиндисига тенг бўлади:

$$R_{\text{к.к.}} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots \quad (4.14)$$

Қаршиликлари  $R_1, R_2, R_3, \dots$  бўлган ўтказгичларни паралел улаш туфайли вужудга келган занжир қисмининг умумий қаршилигига тескари миқдор айrim қаршиликларга тескари бўлган миқдорлар йигиндисига тенг:

$$\frac{1}{R_{\text{пар}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots \quad (4.15)$$

Табиийки,  $R_{\text{пар}}$  нинг қиймати айрим қаршиликларнинг энг кичигидан ҳам кичик бўлади.

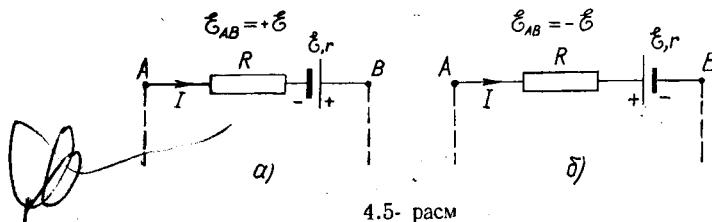
✓ Энди, занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни билан таништайлик. Бу ҳолда кучланиш  $U_{AB}$  (4.8) ифода бўйича аниқланар эди. Бундан ташқари, занжирнинг умумий электр қаршилиги ( $R_{\text{ум}}$ ) ни ҳисоблаётганда ток манбанинг ички қаршилиги  $r$  ни ҳам ҳисобга олиш керак. Натижада занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни қўйидаги кўринишда ифодаланади:

$$I = \frac{U_{AB}}{R_{\text{ум}}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \mathcal{E}_{AB}}{R + r}. \quad \checkmark \quad (4.16)$$

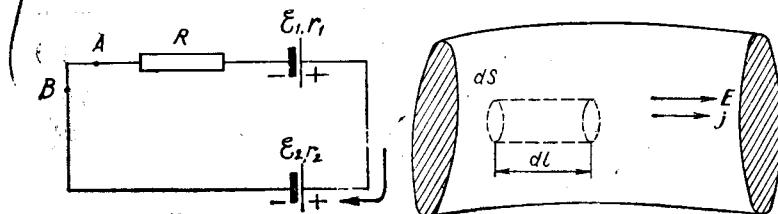
Мазкур ифодада  $I$  ва  $\mathcal{E}_{AB}$  алгебраик катталиклар эканлигини назарда тутишимиз керак ✓ Текширилаётган занжир қисмida  $\varphi_A > \varphi_B$  бўлсин (4.5-расм). У ҳолда токнинг  $A$  дан  $B$  томон йўналишини мусбат деб,  $B$  дан  $A$  томон йўналишини эса манфий деб қабул қиласиз. Шунга ўхшашиб  $A \rightarrow B$  йўналишда таъсир этувчи ЭЮК ни мусбат,  $B \rightarrow A$  йўналишдагини эса манфий деб оламиз. (4.16) ни, одатда, Омнинг умумлашган қонуни деб ҳам аталади, чунки уни электр занжирнинг ихтиёрий қисми учун қўллаш мумкин.

1. Занжирнинг текширилаётган қисмida ток манбайи бўлмаган ( $\mathcal{E}_{AB} = 0$ ) ҳолда (4.16) занжирнинг бир жинсли қисми учун тааллуқли (4.9) га айланади.

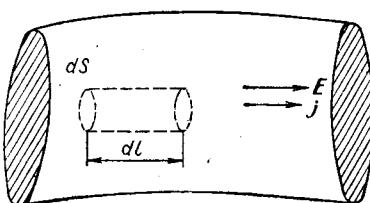
2. (4.16) ни берк занжир учун қўллаш мақсадида занжирдаги  $A$  нуқтани (4.16-расм) қўзратмасдан  $B$  нуқтани  $A$  нуқта



4.5- расм



4.6- расм



4.7- расм

билин устма-уст тушгунча занжир бўйлаб сурайлик. У ҳолда (4.16) даги  $\Phi_A - \Phi_B$  нолга тенг бўлиб, берк занжир учун Ом қонунининг ифодаси қўйидаги кўринишга келади:

$$I = \frac{\delta}{R+r}, \quad (4.17)$$

бундаги  $\delta$  — берк занжирдаги барча ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндиси,  $R+r$  эса занжирдаги умумий қаршилик.

Ом қонунини дифференциал кўринишда ёзиш мумкин. Буннинг учун ўтказгич ичидаги бирор нуқтани танлаб олайлик. Бу нуқтадаги ток зичлиги  $j$  ва электр майдон кучланганилиги  $E$  бўлсин. Бу нуқта атрофида асоси  $dS$ , ясовчисининг узунлиги  $dl$  бўлган хаёлий элементар цилиндрни шундай ажратайликки (4.7-расм), бу цилиндрчанинг ясовчилири  $j$  га параллел бўлсин. Бу цилиндрчанинг икки асоси орасидаги кучланиши  $U = Edl$ , асосидан ўтаётган токнинг кучи

$I = jdS$ . Цилиндрчанинг қаршилиги эса  $R = \rho \frac{dl}{ds}$ . Шуннинг учун бу цилиндрчага Ом қонунини қўллаб, қўйидаги ифодани ёза оламиз:

$$jdS = \frac{dS}{\rho dl} Edl. \quad (4.18)$$

Агар  $j$  ва  $E$  векторларнинг йўналишлари бир хил эканлигини ҳисобга олсак,

$$j = \frac{1}{\rho} E. \quad (4.19)$$

бўлади. Ўтказгич материалининг солиширма қаршилиги  $\rho$  га тескари бўлган катталикни, яъни  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  ни материалнинг солиширма электр ўтиказувчанилиги деб атагандик. Зеро (4.19) ифода қўйидаги кўринишга келади:

$$j = \sigma E. \quad (4.20)$$

Бу ифода занжирнинг бир жинсли қисми учун Ом қонунининг дифференциал кўринишидир./ Агар занжирнинг текширилаётган қисми бир жинсли бўлмаса, у ҳолда занжирда Кулон кучлари билан бир қаторда ташқи кучлар ҳам таъсир этаётган бўлади. Шунинг учун занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонунининг дифференциал кўриниши қўйидагича ёзилади:

$$j = \sigma (E + E_T), \quad (4.21)$$

бундаги  $E_T$  — занжирнинг текширилаётган қисмидаги ток

манбаида таъсир этаётган ташқи кучлар майдонининг кучланганлиги.

#### 4-§. Жоуль — Ленц қонуни

Занжирнинг бир жинсли қисмидаги  $U$  кучланиши туфайли вужудга келган электр майдон ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан  $dt$  вақт давомида  $Idt$  зарядни кўчиради. Электр токнинг  $dt$  вақт давомида бажарган иши

$$dA = IU dt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \quad (4.22)$$

бўлади. Электр токнинг қуввати эса қўйидагича аниқланади:

$$N = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (4.23)$$

Электр токнинг иши жоуль (Ж) ларда, қуввати эса ватт (Вт) ларда ўлчанади. Лекин, амалда, электр токнинг система-мага оид бўлмаган ватт- соат (Вт·соат) ва киловатт- соат (кВт·соат) деб номланган бирликларидан кенг фойдаланилади:

$$1 \text{ Вт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ Ж};$$

$$1 \text{ кВт} \cdot \text{соат} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ж}.$$

Электр ток қўзғалмас металл ўтказгичдан ўтаётган ҳолда токнинг бажарган барча иши шу ўтказгичнинг ички энергиясининг ортишига, яъни иссиқлик энергиясига айланади. Жоуль ва Ленц аниқлаган қонунга асосан, ўтказгичда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ўтказгичнинг қаршилигига, ток кучининг квадратига ва вақтга пропорционал, яъни:

$$dQ = RI^2 dt. \quad (4.24)$$

Бу қонуниятдан фойдаланиб, 4.7- расмда ифодаланган элементар цилиндрда  $dt$  вақтда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдорини топайлик:

$$dQ = RI^2 dt = \frac{\rho dl}{ds} (j dS)^2 dt = \rho j^2 dl \cdot dS dt.$$

Агар  $dl \cdot dS = dV$  — цилиндрчанинг ҳажми эканлигини ҳисобга олсак,

$$dQ = \rho j^2 dV dt. \quad (4.25)$$

Бу ифода ўтказгичнинг  $dV$  ҳажмида  $dt$  вақт ичидаги ажралиб чиқсан иссиқлик миқдорини ифодалайди. Шунинг учун (4.25) ни  $dV dt$  га бўлсак, ўтказгичнинг бирлик ҳажмида бирлик

вақтда ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдорини характерловчи катталикин топамиз. Бу катталик *ток иссиқлик қуввати* нинг зичлиги деб аталади:

$$w = \frac{dQ}{dVdt} = \rho j^2. \quad (4.26)$$

(4.19) ва (4.20) ифодалардан фойдаланиб (4.26) ни қўйида-гича ҳам ёзиш мумкин:

$$w = jE = \tau E^2. \quad (4.27)$$

Бу ифода Жоуль — Ленц қонунининг дифференциал кўринишидир.

## 5- §. Кирхгоф қоидалари

Кирхгоф қоидалари тармоқланган мураккаб занжир қисмларини ҳисоблашда қўлланилади.

Электр занжирининг камидаги учта ўтказгич туташган нуқтаси *түгун* дейилади. Одатда, түгунга келаётган токларни мусбат ишора билан, кетувчи токларни эса манғий ишора билан олинади. Кирхгофнинг биринчи қоидасига асосан, *түгунда учрашувчи токларнинг алгебраик йигиндиси нолга тенг ёки түгунга келувчи токларнинг арифметик йигиндиси түгундан кетувчи токларнинг арифметик йигиндисига тенг* бўлади.

4.8- расмдаги электр түгун учун Кирхгофнинг биринчи қоидаси қўйидаги кўринишда ёзилади:

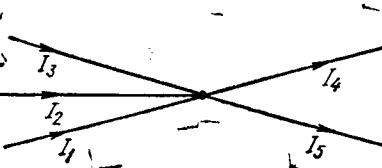
$$\sum_i I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (4.28)$$

ёки

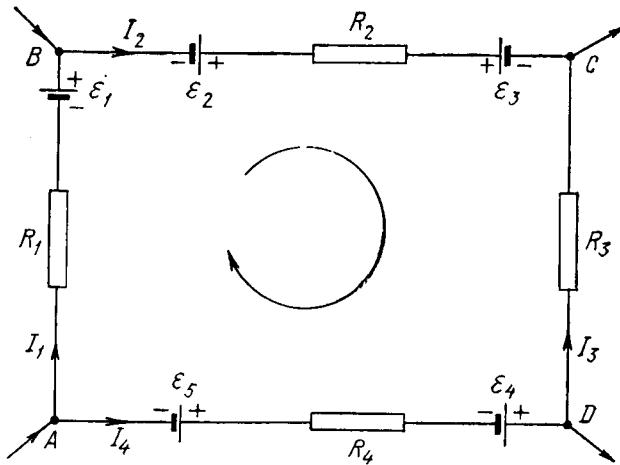
$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5.$$

Кирхгофнинг иккинчи қоидасини аналитик кўринишини келтириб чиқариш учун бирор мураккаб тармоқланган электр занжирдан ихтиёрий ABCDA берк контурни ажратиб олайлик (4.9- расм). Бу контурни ихтиёрий йўналишда айланганда қўшни тугулар орасидаги занжир қисмлари учун Ом қонуни (4.16) ни қўллаймиз. Бунда қўйидаги шартларга риоя қилиш керак:

1) занжирнииг ҳар бир қисмининг қаршилиги ( $R$ ) деганда шу қисмдаги барча



4.8- расм



4.9- расм

ташқи қаршиликлар ва ток манбалари ички қаршиликларининг йўғиндиси тушунилади;

2) занжирпинг айрим қисмларидағи токнинг йўналиши контурни айланиш йўналиши билан мос тушса, бундай токни мусбат, акс ҳолда манфий деб ҳисобланади:

3) занжирдаги ток манбаларининг манфий қутбидан мусбат қутби томон юриш контурни айланиш йўналиши билан мос тушса, манбанинг ЭЮК мусбат ишора билан, акс ҳолда манфий ишора билан олинади.

Шундай қилиб,

$$AB \text{ қисм учун } I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \mathcal{E}_1,$$

$$BC \text{ қисм учун } I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3,$$

$$CD \text{ қисм учун } -I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_D,$$

$$DA \text{ қисм учун } -I_4 R_4 = \varphi_D - \varphi_A - \mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_5.$$

Бу тенгламаларни қўшсак,

$$\begin{aligned} I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 &= \\ &= \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_3 - \mathcal{E}_4 - \mathcal{E}_5 \end{aligned} \quad (4.29)$$

ёки  $I$  ва  $\mathcal{E}$  лар алгебраик катталиклар эканлигини ҳисобга олиб, (4.29) ни қўйидаги кўринишда ёза оламиз:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_i \mathcal{E}_i. \quad (4.30)$$

Бу ифода Кирхгофнинг иккинчи қоидасининг аналитик кўришишидир: тармоқланган электр занжирдаги ихтиёрий берк контур учун бу контур айрим қисмлардаги ток кучларининг мос қисмларидаги қаршиликларга кўпайтмаларининг алгебраик йигиндиси ушибу контурдаги барча ЭЮК ларнинг алгебраик йигиндисига тенг.

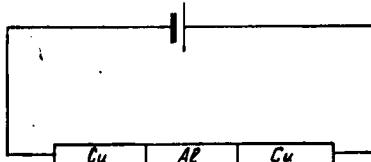
(4.30) тенгламалар системасидан ва тугунлар учун ёзилган (4.28) тенгламалардан фойдаланиб ҳар қандай мураккаб электр занжир параметрларини ҳисоблаш мумкин.

## V Б О Б

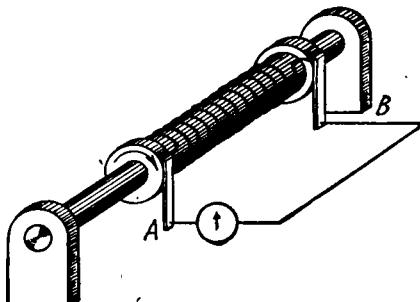
### ТУРЛИ МУҲИТЛАРДАН ЭЛЭКТР ТОКНИНГ ЎТИШИ

#### 1-§. Металлардаги ток ташувчилар — электронлар

Металларда ток ташувчилар вазифасини нима бажаради? Мазкур саволга жавоб қидириб амалга оширилган биринчи тажриба — Рикке тажрибасидир (1901 й.). Бу тажрибада (5.1- расм) асослари бир- бирiga жиспланиб кетма- кет уланган мис — алюминий — мис цилиндрлардан бир йил давомида электр ток ўтказилди. Сўнг цилиндрлар ажратилиб текширилганда ток ўтиш жараёнида металл молекулалари кўчиб бир- бирининг ичи- га сингиб борганилигининг аломатлари аниқланмади. Зеро металларда ток ташувчилар вазифасини металл моддасининг бўлаклари эмас, балки барча металлар таркибида мавжуд бўлган қандайдир зарралар бажариши керак, деган хуносага келинди. Кейинчалиқ, Мандельштам ва Папалекси (1913 й.) ҳамда Толмен ва Стюарт (1916 й.) тажрибаларида металларда ток ташувчилар вазифасини электронлар бажариши аниқланди. Бу тажрибалар қўйидаги фикрга ассланган эди. Агар ме-



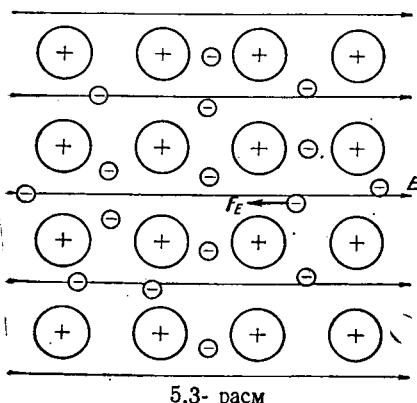
5.1- расм



5.2- расм

талл ўтказгичларда ток ташувчилар вазифасини металл бўйлаб енгил кўча оладиган эркин зарядлар бажарса, бу эркин зарядлар инерция қонунига бўйсуниши керак. Бошқача айтганда, тез ҳаракатланаётган металл ўтказгични кескин (бирданига) тўхтатсан, эркин зарядлар бир оз вақт инерцион ҳаракатини давом эттириши керак. Шунинг учун металл ўтказгич бирданига тўхтатилгандан кейин ундан қисқа вақт давомида бир томонга қараб эркин зарядлар ўтиши, яъни қисқа муддатли электр ток кузатилиши лозим. Бу токнинг йўналиши эркин зарядларнинг ишораси ҳақида, токнинг миқдори (кучи) эса эркин зарядларнинг бирлик массага мос келувчи заряд миқдори (солиштирма заряд)  $\frac{q}{m}$  ҳақида ахборот беради. Тажрибалар қуйидагича амалга оширилди. Цилиндрик диэлектрикка узун металл сим ўралган (5.2-расм). Бу симнинг икки учи металл ҳалқача (*A* ва *B*) ларга уланган. Бу ҳалқачаларга тегиб турган графит пластинкалар сезгири гальванометрга уланган. Сим ғалтаги электродвигатель ёрдамида айланма ҳаракатга келтирилади ва бирданига тормоъланади. Вужудга келадиган қисқа муддатли ток гальванометр билан қайд қилинади. Тажрибалар эркин зарядларнинг ишораси манфий ва улар учун  $\frac{q}{m}$  нинг қиймати электроннинг солиштирма зарядига ниҳоят яқин эканлигини кўрсатди. Шу тарзда металларда электр ток ташувчилар — электронлардир, деган хуносага келинди.

## 2- §. Металлар классик электрон назариясида Ом қонунини тушунтирилиши



Металлар классик электрон назариясига П. Друде асос солган (1900 й.), Х. Лорентц мазкур назарияни такомиллаштириб ривожлантириди (1904 й.). Назария билан танишишни металл тузилишидан бошлайлик. Кристалл панжаранинг тугунларида (5.3-расм) валент электронларидан ажralган атом қолдиқлари (ионлар) жойлашади. Валент элект-

тронлар бирор атомга тегишли эмас, балки металл парчасидағи барча  $N$  та атомга тааллуклидір. Шунинг учун бу электронларни **эркин электронлар** деб аталади. Абсолют нолдан фарқли температураларда металлардаги ионлар ҳам, әркин электронлар ҳам тұхтосыз иссиқлик ҳаракатида қатнашади. Ионларнинг иссиқлик ҳаракати мувозанат вазияти атрофидаги төрткеси әркин электронлардың қаралғандағы қаралуда өзара қаралады. Әркин электронлар эса металл парчасининг сирти билан чегараланған қажымда әркин ҳаракатланади, яғни турли йұналишлар бүйіча турлича тезликтерге әга бўлади. Уларнинг бу хаотик ҳаракати идеал газни эслатади. Шунинг учун ҳам әркин электронларни «**электрон газ**» деб фараз қилиб, уларга бир атомли идеал газ молекулалари учун ўриниلى бўлган тушунчаларни ва формулаарни қўллаш мумкин. Әркин электронлар идеал газ молекулаларидан шу билан фарқланади, улар ўзаро эмас, балки кўпроқ кристалл панжаранинг түгунида жойлашган ионлар билан тұқнашади. Идеал газ молекуласининг иссиқлик ҳаракат ўртача тезлиги формуласидан фойдаланиб, уй температурасида ( $T \sim 300$  K) металлдардаги әркин электронларнинг ўртача тезлиги  $v_{\text{тр}} \sim 10^6 \frac{\text{M}}{\text{C}}$  әканлигини аниқлаш мумкин. Әркин электронларнинг бундай катта тезликтер билин ҳаракатланиши бутунлай тартибсиз бўлганлиги учун ихтиёрий йұналишда ҳаракатланаётган электронлар сони, қарама-қарши йұналишда ҳаракатланаётган электронлар сонига тенг бўлади. Бошқача айтганда, электронларнинг иссиқлик ҳаракати тамоман хаотик бўлганлиги учун барча йұналишлар тенг эҳтимоллидир. Шунинг учун металл ўтказгичнинг ихтиёрий кўндаланг кесими орқали кўчаётган заряд миқдори нолға тенг бўлади. Демак, әркин электронларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли ўтказгичда электр ток вужудга келмайди.

Ўтказгичнинг иккى учига бирор  $\Delta\varphi$  потенциаллар фарқини кўйиш натижасида металл ичиде кучланғанлиги  $E$  бўлган электр майдон вужудга келтирайлик. Бу майдон ҳар бир электронга миқдори  $eE$ , йұналиши эса майдон йұналишыга қарама-қарши бўлган (чунки электроннинг заряди манфий) куч билан таъсир этади. Бу куч таъсирида «электрон газ молекулаларининг» электр майдонга қарама-қарши йұналишлардаги тартибли ҳаракати вужудга келади, яғни металл ўтказгичда электр ток пайдо бўлади. Лекин электр майдон таъсирида әркин электронлар фақат тартибли ҳаракат қилаади, деб тушуниш керак эмас. Электронлар худди электр майдон бўлмаган вақтдагидек катта тезликлар билан турли

йўналишларда ҳаракат қилаверади. Лекин бу ҳаракатга металл ичидаги электр майдон туфайли ўтказгич бўйлаб йўналган тартибли ҳаракат тезлиги қўшилади.

Эркин электронларнинг ҳатто етарлича катта ток зичликларида ҳам ( $j = 10 \frac{A}{mm^2}$ ) тартибли ҳаракат ўртача тезлиги ( $u_{vp} \approx 10^{-3} \frac{m}{c}$ ) иссиқлик ҳаракат ўртача тезлигига қараганда ниҳоят кичик:  $v_{vp}/u_{vp} \approx 10^8$  марта.

У ҳолда ниҳоят узоқ масофаларга металл ўтказгичлар орқали электр сигналларининг бир лаҳзада узатилишининг боиси нимада? Бу саволга жавоб бериш учун металларда электр майдон  $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{c}$  тезлик билан тарқалишини ҳисобга олиш керак. Шунинг учун металл ўтказгичнинг узунлиги бир неча минг километр бўлганда ҳам унинг барча қисмларидаги эркин электронлар бир вақтда ҳаракатга келади деб ҳисобласа бўлади.

Энди металларнинг классик электрон назариясидан фойдаланиб Ом қонунини чиқарайлик. Кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонда электронга  $F = eE$  куч таъсир этади. Бу куч таъсирида  $m$  массали электрон, Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан,

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E \quad (5.1)$$

тезланиш олади. Эркин электрон кристалл панжаранинг тугунида жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашиши орасида ўтган вақтни  $\tau$  билан, босиб ўтган масофани (эркин югуриш йўлини) эса  $l$  билан белгилайлик. Соддалаштириш мақсадида барча эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат тезликлари бир хил деб фараз қиласайлик ва уни  $v$  билан белгилайлик. У ҳолда  $\tau$ ,  $l$  ва  $v$  лар орасида қўйидаги муносабат ўринли:

$$\tau = \frac{l}{v}. \quad (5.2)$$

Электрон ион билан тўқнашгач, бир лаҳза тўхтаб қолади, яъни унинг тартибли ҳаракат тезлиги нолга тенг бўлади. Шунинг учун электр майдон таъсирида бу электрон навбатдаги ион билан тўқнашгунча текис тезланувчан ҳаракат қиласади. Бу ҳаракатнинг тезланиши (5.1) ифода билан аниқланади. Навбатдаги тўқнашиш олдидан электроннинг тартибли ҳаракат тезлиги максимал қийматга эришади, яъни

$$u_{max} = a \tau = \frac{e l}{mv} E. \quad (5.3)$$

Демак, электроннинг тартибли ҳаракат тезлиги 0 дан  $u_{\max}$  гача ортади. Бундан икки кетма-кет тўқнашув орасидаги электроннинг тартибли ҳаракат ўртacha тезлиги учун

$$u_{\text{ср}} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{e l}{2 m v} E \quad (5.4)$$

қиймат келиб чиқади. Иккинчи томондан ўтказгич орқали ўтаётган ток зичлигининг қиймати учун қўйидаги муносабат ўринли:

$$j = e n u_{\text{ср}}. \quad (5.5)$$

Бу ифодада  $e$  — электроннинг заряди,  $n$  — металл ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги эркин электронлар сони. (5.5) даги  $u_{\text{ср}}$  ўрнига унинг (5.4) ифодадаги қийматини қўйсак,

$$\sigma = \frac{e^2 n l}{2 m v} E. \quad (5.6)$$

Ом қонунининг дифференциал кўринишини ҳосил қиласиз.  
Бу муносабатдаги

$$\tau = \frac{e^2 n l}{2 m v} \quad (5.7)$$

солиширма электр ўтказувчанликни ифодалайди: *металлнинг солиширма электр ўтказувчанилиги* металлнинг бирлик ҳажмидаги эркин электронлар сони  $n$  га, бу электронларнинг кристалл панжара тугунларида жойлашган ионлар билан икки кетма-кет тўқнашуви орасида бўсиб ўтган масофаси  $l$  га пропорционал бўлади. Демак, электронларнинг ионлар билан тўқнашуви — худди электронлар ҳаракатини тормозлашга интилувчи бирор ишқаланиш кучидек таъсир кўрсатади. Тўқнашиш вақтида электрон ионга ўз энергиясини (электр майдон таъсирида тезлашиб эришган энергиясини) бераетганлиги учун металл парчасининг ички энергияси ортади, яъни металнинг қизиши кузатилади.

### 3- §. Видеман — Франц қонуни

Видеман — Франц қонунининг моҳияти қўйидагидан иборат: барча металлар учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти  $\kappa$  нинг электр ўтказувчанлик коэффициенти  $\sigma$  га бўлган нисбати тахминан бир хил, агар металлнинг температураси ўзгарса, унга монанд равишда  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нисбат ҳам ўзгаради.

Классик электрон назарияда эркин электронлар бир атомли идеал газ молекулаларига ўхшатилганлиги учун «элек-

трон газ» нинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти қуийдаги ифода билан аниқланиши керак.

$$\kappa = \frac{1}{3} \rho v l c_v = \frac{1}{3} n m v l c_v, \quad (5.8)$$

бу ерда  $\rho$  «электрон газ» нинг зичлиги,  $n$  — эркин электронларнинг концентрацияси ва  $m$  — электроннинг массаси бўлиб, улар  $\rho = n \cdot m$  муносабатда боғланган.  $c_v$  — бир атомли идеал газнинг ўзгармас ҳажмдаги солиштирма иссиқлик сифими, у  $\frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m}$  га тенг (бунда  $k$  — Больцман доимийси). Натижада (5.8) қуийдаги кўринишга келади:

$$\kappa = \frac{1}{3} n m v l \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m} = \frac{1}{2} n k v l. \quad (5.9)$$

Энди,  $\sigma$  нинг (5.7) орқали ифодаланган қийматидан фойдаланиб,  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нисбатни топайлик:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{1}{2} n k v l \cdot \frac{2 m v}{e^2 n l} = \frac{k m v^3}{e^2}. \quad (5.10)$$

Агар  $m$  массали молекуланинг иссиқлик ҳаракати ўртача кинетик энергияси газнинг абсолют температурасига пропорционал эканлигини, яъни  $\frac{m v^3}{2} = \frac{3}{2} k T$  эканлигини ҳисобга олсак:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{k}{e^2} \cdot 2 \frac{m v^3}{2} = \frac{k}{e^2} \cdot 2 \frac{3}{2} k T = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (5.11)$$

Бу ифодадаги  $k$  ва  $e$  ўзгармас катталиклар бўлганлиги учун, ўзгармас температурада  $\frac{\kappa}{\sigma}$  ҳам ўзгармас бўлади, яъни металнинг турига боғлиқ бўлмайди. Агар металнинг температураси ўзгарса  $\frac{\kappa}{\sigma}$  ҳам унга тўғри пропорционал равища ўзгаради. Демак, металларда иссиқлик ўтказувчанлик эркин электронлар ҳисобига содир бўлади.

#### 4- §. Металлар классик электрон назариясининг камчиликлари

Друде томонидан яратилган классик электрон назарияда эркин электронларнинг иссиқлик ҳаракат тезлиги бир хил деб қабул қилинган. Аслида молекуляр-кинетик назарияга асосан, газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракат тезликлари тур-

лича қийматларга әга бўлиб, у Максвеллнинг тезликлар тақсимоти қонунига бўйсунади. Лорентц бу қонунни «электрон газ» га татбиқ этиб, металларнинг классик электрон назариясини такомиллаштириди. Натижада Лорентц металларнинг электр ўтказувчанлик коэффициенти учун қўйидаги ифодани келтириб чиқарди:

$$\sigma = \frac{2}{3} \frac{n e^2 e}{m} \left( \frac{1}{v} \right)_{\text{ср}}, \quad (5.12)$$

бунда  $\left( \frac{1}{v} \right)_{\text{ср}}$  әркин электронлар иссиқлик ҳаракат тезликлари га тескари катталикларнинг ўртача қиймати.

Видеман — Франц қонуни эса такомиллаштирилган Лорентц назарияси асосида қўйидаги кўринишга келди:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 2 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (5.13)$$

(5.13) га  $k$  ва  $e$  ларнинг қийматларини қўйсак,

$$\frac{\kappa}{\sigma} = 1,47 \cdot 10^{-8} T \quad (5.14)$$

ифодани ҳосил қиласиз.  $T = 300$  К учун  $\frac{\kappa}{\sigma} = 4,4 \cdot 10^{-6}$   $\frac{\text{Ж}\cdot\text{Ом}}{\text{с}\cdot\text{К}}$  бўлади. Хона температурасида ( $T \sim 300$  К) ўтказилган тажрибаларда  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нинг қийматлари қўрғошин учун  $7,0 \times 10^{-6}$ ; мис учун  $6,4 \cdot 10^{-6}$ ; алюминий учун  $5,8 \cdot 10^{-6}$   $\frac{\text{Ж}\cdot\text{Ом}}{\text{с}\cdot\text{К}}$  деб топилди. Демак,  $\frac{\kappa}{\sigma}$  нинг тажриба ва назарий қийматлари 1,5 марта фарқ қиласи.

Бу мос келмаслик классик назария камчиликлардан холи эмаслигини кўрсатди. Бундан ташқари классик назария тажрибаларда аниқланган бир қатор ҳодисаларни тушунтиришда қийинчиликларга дуч келди. Бу қийинчиликларни асосийлари иккита. *Биринчи қийинчилик* қўйидагидан иборат: назарияга кўра [(5.7) ва (5.12) ифодаларга асоссан] металларнинг электр ўтказувчалиги  $\sqrt{T}$  га тескари пропорционал бўлиши керак, чунки иссиқлик ҳаракат тезлиги  $v$  температуранинг  $1/2$  даражасига тескари пропорционалдир. Тажрибалар эса металлар электр ўтказувчалиги температуранинг биринчи даражасига тескари пропорционал эканлигини кўрсатди. Бундан ташқари, ниҳоят паст температуруларда  $\sigma$  нинг кескин ўзгарувини ҳам (ўта ўтка-

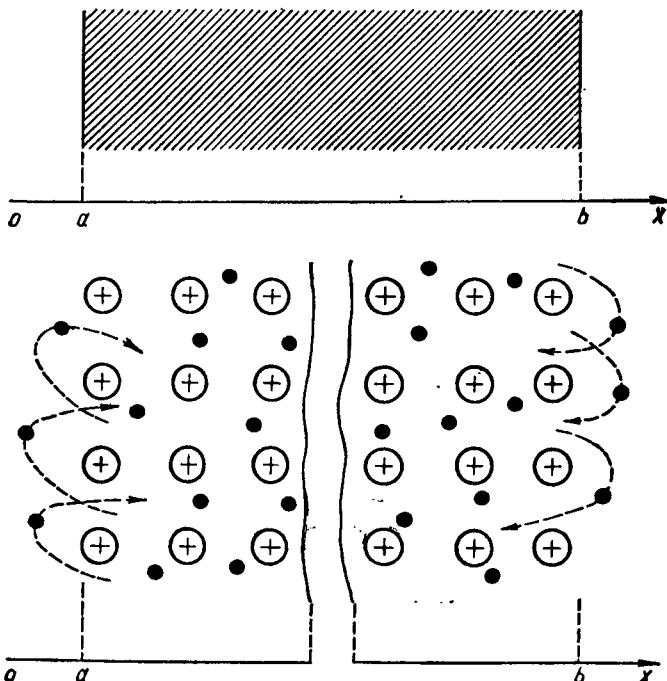
зувчанлик ҳодисаси) классик назария тушунтириб беришга қодир эмас.

Йискинчи қийинчилик металларнинг иссиқлик сифимини ҳисоблашда вужудга келади: металларнинг иссиқлик сифими панжаранинг иссиқлик сифими (бу катталик  $3 R$  га teng) ва электрон газнинг иссиқлик сифими йиғиндисидан иборат. Назарияга асосан, электрон газ бир атомли идеал газ молекулаларининг барча хусусиятларига эга. Шунинг учун электрон газнинг моляр иссиқлик сифими  $\frac{3}{2} R$  га, металлнинг иссиқлик сифими  $3 R + \frac{3}{2} R = \frac{9}{2} R$  га teng бўлиши керак. Тажрибалар эса металларнинг иссиқлик сифими металл бўлмаган кристалларнинг иссиқлик сифимидан сезиларли фарқ қилмаслигини кўрсатади (бу катталик  $\sim 3 R$  га teng). Бу мос келмасликни тушунтиришга ҳам классик назария ожизлик қилди.

### 5- §. Электроннинг металлдан чиқиш иши

Бирор идишдаги газ молекулаларининг идишдан ташқарига чиқишига шу идишнинг деворлари тўсқинлик қилади. Ер атмосфераси эса Ернинг тортиш майдони туфайли ушлаб турилади. Агар бир парча металл бўлакчаси билан иш тутадиган бўлсак, бу металдаги электронлар ўз-ўзидан металл ташқарисига чиқиб кета олмайди. Бунинг сабаби нимада?

5.4-расмда тасвирангган металл бўлакчасининг ён сиртларига перпендикуляр қилиб  $OX$  ўқни ўтказайлик. Металл ичида, яъни  $x$  нинг қийматлари  $a$  дан  $b$  гача ўзгарганда электронларга панжаранинг тугунларидағи мусбат ионлар томонидан тортишиш кучлари таъсир этади. Бу куч электронлар орасидаги ўзаро итаришиш кучлари билан мувозанатлашиб туради. Шунинг учун  $x$  ўқига перпендикуляр бўлган ихтиёрий қатламни текширасак, бу қатламдаги ионларнинг мусбат заряди айни вақтда шу қатламда жойлашган эркин электронларнинг манфий зарядларига миқдоран тенгdir. Яъни металл ичида ( $a < x < b$ ) қатламлар электроннейтралdir. Энди металл сиртига ниҳоят яқин бўлган ( $x = a$  ёки  $x = b$ ) қатламларни текширайлик. Агар сирт қатламдаги электронларнинг бир қисми металлдан ташқарига чиқса, бу сирт қатлам мусбат зарядланиб қолади. Металл ташқарисига чиқсан электронларни бу сирт қатлам узоқча қўйиб юбормайди, уларни ўзи томонга тортади. Натижада электронлар сирт қатламдан ташқарига чиқадилар, лекин ундан унчалик узоқлашмай яна ичкарига қайтади. Шунинг учун металл сирти



5.4- расм

доимо электронлар булуты билан қопланган бўлади. Демак, металдан ташқарига чиқаётган электронга сирт қатлам томонидан тортиш кучи таъсир қиласди. Бу иккала куч ҳам металл ичкарисига қараб йўналган бўлиб, электроннинг металдан чиқишига тўсиқ (баръер) бўлади. Шунинг учун металл ичидаги эркин электрон металл сиртларида ву жудга келган тўсиқлар (баръерлар) билан ўралган чукурликда (ўрада) жойлашган экан, дейиш мумкин. Одатда тўсиқ (баръер) нинг қалинлиги бир неча атомлараро масофадан (тажминан  $10^{-8}$  м) ортмайди. Бу тўсиқни енгиги металл ташқарисига чиқиши учун электрон бажариши лозим бўлган ишнинг миқдорига тенг катталикни электроннинг металдан чиқиш иши ( $A_e$ ) деб аталади.

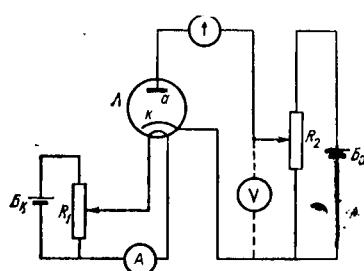
Чиқиш иши, одатда, электрон- вольт (эВ) ларда ўлчанади:

$$1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1\text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж.}$$

Металлардан электроннинг чиқиш иши металлнинг химия-вий табиатига, металл сиртининг тозалигига боғлиқ.

## 6- §. Термоэлектрон эмиссия ва унинг қўлланилиши

Қиздирилган металлардан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссия деб аталади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси билан схемаси 5.5- расмда тасвирланган қурилмадан фойдаланиб танишайлик. Ҳавоси сўриб олинган идиш ( $L$ ) ичига икки электрод киритилган. Электродларнинг бири  $B_a$  батареяning манфий қутби билан, иккинчиси эса батареяning мусбат қутби билан. Одатда, биринчи электродни катод ( $k$ ) деб, иккинчисини эса анод ( $a$ ) деб атала-ди. Катод ва анод оралиғи ҳавосиз бўшлиқ (вакуум) дан иборат бўлганлиги учун занжирга (бу занжирни анод занжирни дейилади) уланган гальванометр занжирдан электр ток ўтмаётганлигини кўрсатади. Бошқача айтганда, катод билан анод оралиғида электр занжир узилган. Шунинг учун катод билан анод оралиғига сунъий равишда заряд ташувчилар киритилса, анод занжирни ор-

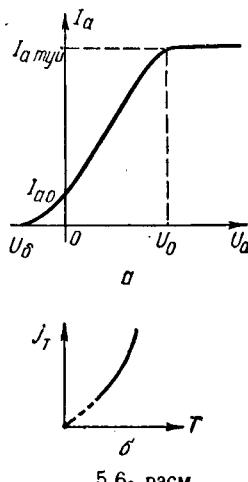


5.5- расм

қали электр ток оқа бошлади, яъни вакуумда электр ток кузатилади. Заряд ташувчиларни эса термоэлектрон эмиссия ҳодисасидан фойдаланиб вужудга келтириш мумкин. Бунинг учун катодни қиздириш керак, яъни катод остида жойлаштирилган қиздиргич спиралидан электр ток ўтказиш керак. Бу вазифани қиздиргич батареяси ( $B_k$ ), амперметр ( $A$ ) ва қиздиргич спиралидан иборат бўлган қиздиргич занжирни бажарди. Бу занжирдаги қаршилик ( $R_1$ ) ёрдамида қиздиргич спиралидан ўтаётган токни ўзгартириш мумкин. Натижада катод температурасини ўзгартириб туриш (бошқариш) имконияти тугилади. Катод қиздирilmagan вақтда (қиздиргич занжирдан электр ток ўтмаганда, яъни  $I_k = 0$ ) анод занжирни ҳеч қандай электр ток қайд қилинмайди. Бундан, хона температурасидаги металларда кинетик энергиялари чиқиш ишидан каттароқ бўлган электронлар деярли бўлмас экан, деган ху-лоса чиқарилади.

Катод температураси оширилган сари электронларнинг иессиқлик ҳаракат энергиялари ҳам ортади. Энергиялари чиқиши ишидан каттароқ бўлган электронлар катод материалидан ажралиб чиқа олади. Бир қисм электронларини йўқотган катод сирти эса мусбат зарядланиб қолади. Бу заряд катод сиртидан ажралиб чиқаётган электронларни узоққа қўйиб юбормайди. Натижада катод ва анод оралиғидаги ҳажмда электрон булат ҳосил бўлади. Бу электрон булатини ҳажмий зарядлар деб ҳам аталади. Ҳажмий зарядлар туфайли вужудга келган электр майдони  $E_{\text{ҳажм}}$  катоддан чиқиб келаётган электронларга тормозловчи таъсир кўрсатса, электрон булатини ёриб ўтиб анод томон ҳаракат қиласаётган электронларга эса тезлатувчи таъсир кўрсатади. Катоднинг муайян температурасида ажралиб чиқаётган термоэлектронлар ичидә аинча катта кинетик энергияга эга бўлганлари ҳам етарлича эканки, бу термоэлектронларнинг анодга етиб келиши туфайли катод ва анод орасидағи потенциаллар фарқи  $U_a = 0$  бўлганда ҳам анод занжирида бирор  $I_{a0}$  ток қайд қилинади.  $5.6 = a$  расмда анод токининг катод ва анод орасидағи потенциаллар фарқи  $U_a$  га боғлиқлик графиги (вольтампер характеристики) тасвирланган. Агар анодга анод батареясининг манфий қутбини, катодга эса мусбат қутбини улаб катод ва анод оралиғида электр майдон ( $E_{k-a}$ ) ни ҳосил қиласак, бу майдоннинг йўналиши ҳажмий электр майдоннинг йўналиши билан бир хил бўлади. Шунинг учун натижавий электр майдон ( $E_{k-a} + E_{\text{ҳажм}}$ ) нинг катоддан ажралиб чиқаётган термоэлектронларга тормозловчи таъсири янада кучаяди.  $U_a$  нинг бирор қийматида ҳатто энг катта кинетик энергияли термоэлектронлар ҳам анодга етиб кела олмайди. Шунинг учун  $I_a$  нолга тенг бўлади.  $U_a$  нинг бу қийматини беркитувчи потенциаллар фарқи ( $U_\delta$ ) дейилади. 5.6 - a расмдаги графикнинг  $U_\delta \geq U_a \geq 0$  интервалга тегишили қисмини вольтампер характеристиканинг беркитувчи қисми дейилади.

Энди анод батареясининг манфий қутбини катодга, мусбат қутбини эса анодга улайлик. Электродлар оралиғида вужудга келадиган электр майдон ( $E_{k-a}$ ) электронларнинг кўпроқ қисмини анодга етиб боришини таъминлайди. Бу эса катод яқинидаги электрон булатнинг сийраклашувига сабаб-



5.6- расм

чи бўлади. Демак, катод ва анод орасидаги потенциаллар фарқини оширганимиз сари ҳажмий электр майдон ( $E_{хажм}$ ) сусайиб боради, анод занжиридан оқаётган токнинг қиймати эса ортиб боради. Унчалик катта бўлмаган  $U_a$  лар учун

$$I_a = \alpha U_a^{3/4} \quad (5.15)$$

қонуният ўринли. Бу боғланиш Ленгмюр ва Богуславский формуласи деб юритилади. Бунда  $\alpha$  — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент.

Агар электродлар оралиғидаги потенциаллар фарқини янада ошириб борсак, потенциаллар фарқининг бирор ( $U_a = U_o$ ) қийматида катод яқинидаги натижавий электр майдон ( $E_{к-a} + E_{хажм.}$ ) нолга teng бўлиб қолади. Натижада катоддан ажralиб чиқаётган барча электронлар ҳеч қандай тўқсингликка учрамай анодга етиб боради. Шунинг учун анод токи максимал қийматга эришади.  $U_a$  нинг янада ошиши анод токига ҳеч қандай таъсир қилмайди, албатта. Анод токининг бу қийматини, одатда, тўйиниш токи деб аталади. Демак, тўйиниш токи катоддан бирлик вақтда ажralиб чиқаётган барча термоэлектронларнинг зарядига teng, дейиш мумкин. Юқоридаги мулоҳазалар катоднинг бирор ўзгармас температураси учун ўринли эди. Тажрибалар асосида, катод температураси ортиши натижасида тўйиниш токи қийматининг ниҳоят тез ўсиши аниқланди (5.6-б расмга к.). Тўйиниш токи зичлигининг температурага боғлиқлиги қўйидаги ифода билан аниқланади:

$$j_{түп.} = BT^2 e^{-\frac{A_q}{kT}}; \quad (5.16)$$

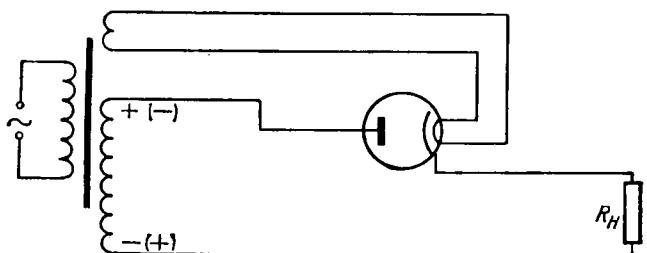
бу ифодада  $B$  — катод материалига боғлиқ бўлган константа,  $T$  — катоднинг абсолют температураси,  $A_q$  — катоддан электроннинг чиқиши иши,  $k$  — Больцман доимийси. (5.16) ифодани Ричардсон-Дэшман формуласи дейилади. Бу формуладан кўриниб турибдики, катод температураси қанчалик юқори бўлса ва катоддан электроннинг чиқиши иши қанчалик кичик бўлса, тўйиниш токининг зичлиги шунчалик катта бўлади. Ҳақиқатан, соғ вольфрамдан ясалган катод температурасини 1000 К дан 3000 К гача кўтарилиши натижасида тўйиниш токининг зичлиги деярли  $10^{16}$  марта ортади.

Агар вольфрам сиртини цезий билан қопласак, катоддан электроннинг чиқиши ишини уч марта камайтириш мумкин. Бу эса катод температураси 1000 K бўлган ҳолда тўйиниш

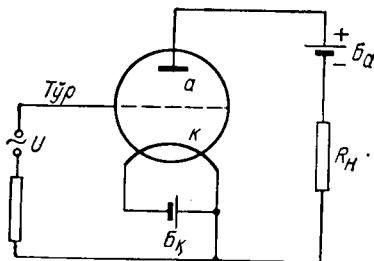
токи зичлигини таҳминан  $10^{14}$  марта ошириш имконини беради.

Баъзан, радиолампалар ёки кинескоплар катодларининг эмиссияси ёмонлашганлиги учун яроқсиз бўлиб қолади. Бу ҳолларда катод температурасини ошириш йўли билан термоэлектрон эмиссияни қайта тиклаш имконияти ҳам бор.

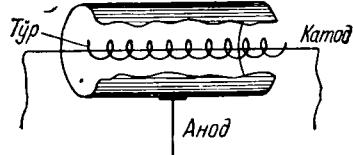
Термоэлектрон эмиссия радиоэлектроника қурилмаларининг энг асосий элементлари бўлмиш электрон лампаларда кенг қўлланилади. Электрон лампалар ҳавоси сўриб олинган колбадан иборат бўлиб, колбанинг ичига электродлар жойлаштирилади. Ҳар қандай электрон лампанинг асосий электродларидан бири — катодdir. Катодлар бевосита ва билвосита чўғланувчи катодларга бўлинади. 5.5-расмда схемаси тасвирланган электрон лампадаги катод билвосита чўғланувчи катодdir. Бевосита чўғланувчи катодларда эса катод бўлиб хизмат қилувчи симнинг ўзидан электр ток ўтиши натижасида у қизиди. Параграф бошида текширилган қурилма — энг оддий икки электродли электрон ламнадир. Одатда, уни д и о д деб аталади. Диоднинг асосий хусусияти — электр токни фақат бир йўналишда ўтказишидир. Диодда анод катодга нисбатан мусбат потенциалга эга бўлгандагина катоддан анод томон электронлар оқими ўтади. Токнинг йўналиши эса электронлар оқимининг йўналишига тескаридир (токнинг йўналиши сифатида мусбат заряд ташувчиларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинганлигини эсланг). Шунинг учун диоддан ўзгарувчан токларни тўғрилаш мақсадида фойдаланиш мумкин. 5.7-расмда диодли тўғрилагичнинг схемаси тасвирланган. Тоқ ярим даврларда аноднинг потенциали мусбат, катодники эса манфий бўлади. Шунинг учун лампа орқали электр ток ўтади. Жуфт ярим даврларда эса аноднинг потенциали манфий, катодники мусбат бўлганлиги учун лампа



5.7- расм



5.8- расм



5.9- расм

берк бўлади, яъни электр токни ўтказмайди. Демак, диод орқали фақат бир йўналишдаги электр ток ўтади.

Учта электроди бўлган лампани т р и о д деб аталади. Учинчи электрод (5.8- расм) катод билан анод орасида (катодга яқин масофада) жойлаштирилган тўрдан иборат бўлади. 5.9- расмда триоднинг энг кўп қўлланиладиган конструкцияси тасвирланган.

Бу лампада бевосита қиздирилладиган катод қўлланилган. Катод атрофидаги спирал тўр вазифасини ўтайди. Катод ва тўрни ўраб турган металл цилиндр эса анод бўлиб хизмат қилади.

Тўрга турли қийматли ўзгарувчан кучланиш бериш мумкин. Агар тўрга анча катта манфий кучланиш берилса, у катоддан ажralиб чиқаётган термоэлектронларни орқасига қайтариб юборади. Натижада лампанинг анод занжиридан ҳеч қандай ток ўтмайди, яъни  $I_a = 0$ . Агар тўрга берилган манфий кучланишни камайтирсак, катоддан ажralиб чиқсан термоэлектронларнинг бир қисми тўр оралиғидан ўтиб анодга етиб боради ва анод занжиридан электр ток оқишига сабаб бўлади. Тўрнинг кучланиши ноль бўлган вақтда эса тўрнинг ҳеч қандай аҳамияти қолмайди. Шунинг учун бу ҳолда лампа диод бўлиб хизмат қилади.

Энди тўрга мусбат кучланиш берайлик. Бу ҳолда тўр ва катод орасида вужудга келган электр майдон термоэлектронларга тезлатувчи таъсир кўрсатади. Тўр анодга қараганда катодга анча яқин бўлганлиги учун тўрдаги кучланишнинг озгина ўзгариши анод токининг анча ўзгаришига сабаби бўлади. Демак, турга берилладиган кучланишни ўзгартириш йўли билан триоднинг анод занжиридаги токни бошқариш мумкин.

Радиолампалардан ташқари термоэлектрон эмиссия элект-

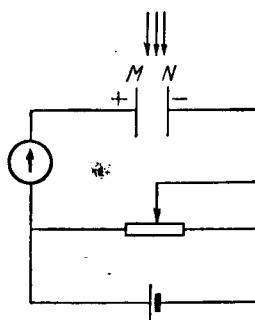
трон-нур трубкалар (кинескоплар) да ва, умуман, электронлар оқими ҳосил қилиш лозим бўлган қурилмаларда кенг қўлланилади.

### 7- §. Газлардан электр токнинг ўтиши

Газлар орқали электр токнинг ўтишини текшириш учун 5.10- расмда тасвирланган схема асосида электр занжир тузайлик. Бу занжирнинг бир қисми, яъни  $M$  ва  $N$  пластиналар (электродлар) орасидаги қисми бирор газдан иборат бўлсин. Схемадаги гальванометр занжир бўйлаб электр ток оқмаётганлигини кўрсатади, чунки оддий шароитларда газда заряд ташувчилар бўлмайди. Демак, занжир  $M$  ва  $N$  электродлар орасида узилган бўлади. Шунинг учун занжир орқали электр ток оқишини таъминламоқчи бўлсак, электродлар оравлигига заряд ташувчилар киритиш ёки бирор усул билан электродлар орасидаги газда заряд ташувчилар вужудга келтириш керак. Газда заряд ташувчилар вужудга келтиришнинг барча усуllibарини икки группага ажратиш мумкин:

- а) газдаги заряд ташувчилар ташқи факторлар туфайли вужудга келиши натижасида кузатиладиган электр токни номустақил газ разряд дейилади;
- б)  $M$  ва  $N$  электродлар орасидаги электр майдон таъсирида ву жудга келган заряд ташувчилар туфайли кузатиладиган электр токни мустақил газ разряд дейилади.

**Номустақил газ разряд.** Агар  $M$  ва  $N$  электродлар орасидаги газни қиздирсак ёки  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , рентген, ультрабинафша нурлар билан нурлантирасак, газ молекулаларининг ионлашуви содир бўлади. Ионлашув процессининг моҳияти қўйидагидан иборат. Ташқи факторлардан олган энергия туфайли газ молекуласидаги бир ёки бир неча электрон молекуладан ажralиб чиқади. Натижада молекула мусбат зарядланган ионга айланиб қолади. Ажralиб чиқсан электронларнинг бир қисми нейтрап молекулалар билан бирлашиб манғий зарядланган ионларни вужудга келтиради. Шунинг учун ҳам газдаги ионлашиш процессига сабабчи бўлган ташқи факторни ионизатор (ионлаштирувчи) деб аталади.



5.10- расм

Ионланиш процесси билан бир қаторда газда рекомбинация процесси ҳам содир бўлади. Рекомбинация ионланишга тескари процесс бўлиб, бунда мусбат ва манфий ионларнинг ёки электрон ва мусбат ионнинг тўқнашуви натижасида нейтрал молекулалар ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, газларда ионланиш процессида манфий заряд ташувчилар (электронлар ва манфий ионлар) ҳамда мусбат заряд ташувчилар (мусбат ионлар) тенг миқдорда ҳосил бўлади, рекомбинация процессида эса тенг миқдорда йўқолади.

Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда  $n_+$  дона мусбат ва  $n_-$  дона манфий заряд ташувчилар вужудга келаётган бўлсин. Одатда  $n_+ = n_-$  бўлганлиги учун, оддийгина қилиб,  $n$  жуфт заряд ташувчилар вужудга келяпти, дейлик.

Рекомбинация процесси туфайли  $\Delta n'$  жуфт ион камаяётган бўлсин. Электр майдон туфайли мусбат заряд ташувчилар манфий зарядланган  $N$  электродга, манфий заряд ташувчилар эса мусбат зарядланган  $M$  электродга тортилади ва уларда нейтралланади. Бунинг натижасида  $\Delta n''$  жуфт ионлар камаётган бўлсин. Ў ҳолда газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда камаётган ионларнинг умумий сони

$$\Delta n = \Delta n' + \Delta n'' \quad (5.17)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодадаги қўшилувчиларнинг ҳиссалари электр майдонга боғлиқ. Икки чегаравий ҳолни кўрайлик.

1. Электродларга берилган кучланишнинг анча кичик қийматларида, яъни кучсиз электр майдонларда ионлар асосан рекомбинация туфайли камаяди ( $\Delta n' \gg \Delta n''$ ). Лекин бир қисм ионлар электр майдон туфайли қарама-қарши зарядланган электродларга етиб боради ва кучсиз электр токни вужудга келишига сабабчи бўлади. Электр майдон таъсирида мусбат ва манфий заряд ташувчилар мос равишда қўйидаги тезликлар билан ҳаракат қиласи:

$$\begin{cases} v_+ = u_+ E, \\ v_- = u_- E, \end{cases} \quad (5.18)$$

бу ифодаларда  $E$  — электр майдон кучланганлиги,  $u_+$  ва  $u_-$  лар эса мос равишда мусбат ва манфий заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанликлари. Ионнинг ҳаракатчанлиги — кучланганлиги  $1 \text{ В}$  бўлган электр майдон таъсирида ион ғаршган тезлик билан ҳарактерланиб, турли газлар учун турлича қийматларга эга бўлади.

(5.18) ифода билан аниқланувчи тезлікклар билан тартиб-ли ҳаракат қилувчи ионлар  $\Delta t$  вақт ичиде пластиналарга қүйидеги зарядларни етказади:

$$Q_+ = qnv_+ S\Delta t = qnu_+ ES\Delta t, \quad (5.19)$$

$$Q_- = qnv - S\Delta t = qnu_- ES\Delta t,$$

бунда  $Q_+$  ва  $Q_-$  — мос равишида манфий ва мусбат заряд-ланган электродларга ионлар ташиб етказаётган заряд миқдорлари,  $q$  — ионнинг заряди,  $S$  — электроднинг юзи. Электр майдон томонидан кўчирилган умумий заряд миқдори

$$Q = |Q_+| + |Q_-| = qn(u_+ + u_-)ES\Delta t \quad (5.20)$$

ифода билан аниқланади. Бирлик юз орқали бирлик вақтда кўчирилган заряд ток зичлиги  $j$  ни ифодалар эди. Шунинг учун

$$j = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qn(u_+ + u_-) E, \quad (5.21)$$

бу ифодадаги  $q$ ,  $u_+$ ,  $u_-$  — лар айни тажриба шароити учун доимий катталиклардир.  $n$  эса унчалик катта бўлмаган электр майдонлар учун ўзгармас ҳисобланади. Демак, кучсиз электр майдонларда (5.21) ифодадаги  $qn(u_+ + u_-) = \sigma$  кўпайтувчини ўзгармас катталик деб ҳисоблаш мумкин. Ўз ҳолда (5.21) ифода газлар орқали ўтувчи электр ток учун Ом қонунини ифодалайди:

$$j = \sigma E. \quad (5.22)$$

2. Энди  $M$  ва  $N$  электродларга берилган кучланиш етарлича катта бўлган ҳолни кўрайлик. Бу ҳолда электр майдон таъсирида ионлар анча катта тезліккларга эришади. Шунинг учун ионизатор таъсирида вужудга келаётган ионларнинг деярли ҳаммаси рекомбинациялашишга улгурмасданоқ электродларга етиб олади.

Ионизатор таъсирида газнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда  $n$  жуфт ион вужудга келади, деб ҳисобланган эди. У ҳолда бир-биридан  $l$  узоқликда жойлашган  $S$  юзли икки электрод орасидаги ҳажм  $S \cdot l$  га тенг бўлганлиги учун, бу икки электрод оралиғида  $\Delta t$  вақт ичиде умумий заряди

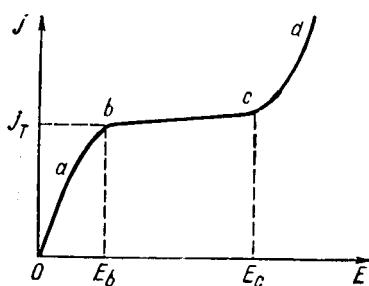
$$Q = qnSl \Delta t \quad (5.23)$$

бўлган ионлар вужудга келади. Бу ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашаётганлиги учун газ орқали ўтаётган электр

токнинг қиймати түйиниш токи дейилади ва бу түйиниш токининг зичлиги учун қуидаги ифода ўринлидир:

$$j_{\text{түй}} = \frac{Q}{S \cdot \Delta t} = qnl. \quad (5.24)$$

5.11- расмда номустақил газ разрядда электр майдон кучланганлиги қийматига боғлиқ равища ток зичлигининг ўзгаришини тасвирловчи график чизилган. Графикнинг *Oa* қисми күчсиз электр майдонга мос келади. Бундай майдонларда заряд ташувчилар кичик тезликлар билан ҳаракатланиб, кўпинча электродларга етиб бормасданоқ, рекомбинациялашади. Лекин электр майдон кучайган сари ионлар тезли-



5.11- расм

$E_b < E \leq E_c$  бўлганда ионизатор таъсирида вужудга келган ионларнинг ҳаммаси ток ташишда қатнашади. Лекин майдон кучланганлиги  $E_c$  дан ортганда зарбдан ионланиш туфайли ток кескин ортиб кетади (расмдаги *cd* қисм).

**Мустақил газ разряд.** Таъки ионизатор таъсири қилмаса ҳам, ниҳоят кучли электр майдонлар таъсирида заряд ташувчилар вужудга келиши мумкин. Заряд ташувчиларнинг вужудга келишини таъминловчи асосий процесслар қуидагилардан иборат.

**1. Зарбдан ионланиши.** Оддий шароитлардаги газда турли сабаблар туфайли вужудга келган электронлар ва ионлар мавжуд. Лекин уларнинг сони ниҳоят даражада кам бўлганлиги учун оддий шароитлардаги газ амалда электр токни ўтказмайди, дейиш мумкин. Кучланганлиги  $E$  бўлган электр майдонга  $q$  зарядли ток ташувчи (ион ёки электрон) га  $E$  куч таъсири этади. Бу куч таъсирида ток ташувчи икки кетма-кет тўқнашув орасида эркин босиб ўтилган  $l$  йўлда

ги ортиб уларнинг рекомбинациялашув ўзимоллиги камайиб боради. Бу эса токнинг ортишига сабаб бўлади. Бу соҳада  $j$  ва  $E$  орасидаги боғланиш Ом қонунига бўйсунади. *ab* қисмда эса  $j$  нинг  $E$  га чизиқли боғлиқлиги бузилади. Графикнинг бу қисмини оралиқ соҳа ёки ўтиш соҳаси дейилади. *bs* қисми түйиниш токига мос келади. Майдон кучланганлиги

$$W_k = qEl \quad (5.25)$$

кинетик энергияга эришади. Агар бу энергия газ молекуласининг ионланиши учун бажарилиши лозим бўлган  $A_u$  ишдан катта бўлса, яъни

$$W_k \geq A_u \quad (5.26)$$

шарт бажарилса, ток ташувчининг нейтрапал молекула билан тўқнашиши натижасида молекула икки қисмга — эркин электронга ва мусбат зарядланган ионга ажralади. Бу процесси зарбдан ионланиши дейилади. Янги вужудга келган ток ташувчилар ҳам ўз навбатида электр майдон томонидан тезлатилади. Шунинг учун улар яна ионланишига сабабчи бўлиши мумкин. Шу тариқа газда ионланиши ниҳоят катта қийматларга эришади. Бу ҳодиса тоғлардаги қор кўчкисини эслатади. Маълумки, қор кўчкисининг вужудга келишига бир сиқимгина қор сабабчи бўла олади. Шунинг учун юқорида баён этилган процесс ионлар кўчкиси (куюн) дейилади.

2. *Иккиламчи электрон эмиссия*. Газдаги мусбат зарядли ионлар электр майдон таъсирида анча катта энергияларга эришгач, манфий электродга урилиши натижасида электроддан электронлар ажralиб чиқади. Бу ҳодисани иккиламчи электрон эмиссия дейилади.

3. *Автоэлектрон эмиссия*. Бу ҳодиса ниҳоят кучли электр майдонларда ( $E \sim 10^8$  В/м) содир бўлади. Бунда ниҳоят кучли электр майдон металлардан электронларни юлиб (тортиб) олади, дейиш мумкин.

4. *Фотоионланиши*. Зарбдан ионланиши натижасида вужудга келган ион уйғотилган ҳолатда бўлиши мумкин (уйғотилган ҳолатдаги системанинг энергияси асосий ҳолатдагига қараганда каттароқ бўлади). Бу ион уйғотилган ҳолатдан асосий ҳолатга ўтаётганда қисқа тўлқин узунликли нур чиқаради. Бундай нур энергияси молекуланинг ионланишига етарли бўлиб қолганда фотоионланиш ҳодисаси рўй беради.

5. *Термоэлектрон эмиссия*. Манфий электрод температураси етарлича юқори бўлган ҳолларда термоэлектрон эмиссия туфайли анчагина электронлар вужудга келади (олдинги § га қ.).

Мустақил газ разрядларнинг баъзи турлари билан танишайлик. Олдин оддий атмосфера босимларида газларда рўй берадиган разрядларни текширамиз.

1. *Тож разряд*. Разряднинг бу тури вужудга келганда электродлар яқинида худди қуёш тожига ўхшаган нурланиш

кузатилади. Тож разряд вужудга келиши учун ниҳоят кучли нотекис электр майдон мавжуд бўлиши шарт. Масалан, катта кучланишلى электр токларни ўтказувчи симларни кўрайлик. Сим ва ерни конденсаторнинг икки қопламаси деб қараш мумкин. Бу конденсатордаги электр майдон нотекис бўлиб, майдон кучланганлиги сим яқинида жуда катта қийматга эришади. Бу соҳадаги газ электр майдон таъсирида ниҳоят интенсив равишда ионлашади. Шунинг учун бу соҳада симни ҳар томондан ўраб олган нурланиш, яъни мустақил газ разряд кузатилади. Бу эса электр энергиянинг истроф бўлишига сабаб бўлади. Тож разряд фақат симлар атрофидагина эмас, балки қучли ва нотекис электр майдон вужудга келган электродлар атрофида ҳам вужудга келади. Масалан, электроднинг бирор қисми эгрилик радиуси кичик бўлган учликка эга бўлса, бу соҳада (учликда) электр заряднинг концентрацияси жуда ортиб кетади. Шунинг учун бу учлик атрофида нурланиш кузатилади. Тож разряд кема маҷталарининг, дараҳтларнинг учларида ҳам кузатилади. Қадим вақтларда бу ҳодисаларни «авлиё Эльма чироқлари» деб аташган.

2. Учқунли разряд (учқун). Конденсатор қопламалари ёки индукцион ғалтак чулғамининг икки учи орасидаги кучланиш ниҳоят катта  $(3 \cdot 10^6 \frac{B}{m})$  бўлганда газнинг туртки равишда зарбдан ионланиши натижасида қисқа вақтли разряд — учқун вужудга келади. Энг улкан учқун разряд — яшиндир. Яшин булатлар орасида ёки булат билан Ер оралиғида катта потенциаллар фарқи вужудга келиши натижасида пайдо бўлади. Учқун яқинидаги газ юқори температураларгача қизийди ва кескин кенгаяди. Бу эса ўз навбатида товуш тўлқинларининг вужудга келишига сабабчи бўлади. Яшиннинг узунлиги 50 километргача, ток кучи 20000 А гача етади. Шунинг учун ҳам яшин туфайли вужудга келадиган товуш, яъни момақалдироқ жуда қучли бўлади.

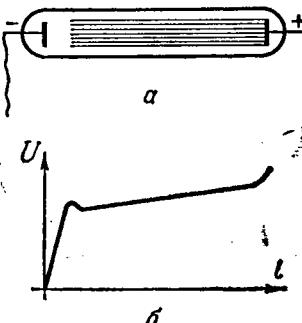


5.12- расм

3. Ёй разряд (электр ёйи). Агар 5.12-расмда тасвирланган электродларни бир-бирига тегизсак ва электр ток ўтказсак, электродларнинг бир-бирига тегиб турган учлари қизийди. Сўнг уларни бир-биридан бир оз узоқлаштирайлик. Катод бўлиб хизмат қилувчи электрод жуда кўп термоэлектронлар чиқаради. Бу тер-

моэлектронлар электродлар оралиғидаги газни ионлаштиради. Натижада электродлар орасида ёй шаклидаги кучли (күэнси қамаштирадиган даражада ёруғ) шуъла пайдо бўлади. Буни электр ёйи ёки Петров ёйи дейилади. Электр ёйи учқундан фарқли ўлароқ, узлуксиз давом этади. Тажрибалар асосида ёй разряд унчалик катта бўлмаган кучланишларда ( $\sim 40$  В) содир бўлиши аниқланди. Лекин ток кучи катта ( $\sim 3000$  А) бўлиши мумкин. Электрородларнинг температуралари ( $2500 - 4000$ ) $^{\circ}$ С гача кўтарилади. Температуранинг бу қадар кўтарилиши металларни электр пайвандлашда, кучли ёруғлик тарқатилиши эса ёй лампаларда фойдаланилади.

Энди сийраклаштирилган газларда кузатиладиган разряд билан танишайлик. 5.13- а расмда тасвиirlанган шиша найчанинг икки томонига металл электродлар кавшарланган. Бу найча ичидағи газ босими 0,1 мм симоб устунига, электродларга берилган кучланиш бир неча юз вольтга тенг бўлганда найчадаги газда мустақил разряд кузатилади. Разряд тузилишининг майда тафсилотлари билан қизиқмай, уни икки қисмдан иборат деб кўришимиз мумкин. Катодга яқин жойлашган нурланиш содир бўлмаётган соҳани катод қоронғи фазоси дейилади. Разряднинг қолган (анодгача давом этган) қисмida мильтилаган нурланиш кузатилади. Разряднинг бу қисмини нурланувчи анод устуни дейилади. Ёлқин разряд деб номланган бу разрядда катод ҳамма вақт совуқлигича қолади. У ҳолда ионлар қандай вужудга келади? Бу саволга жавоб бериш учун катод билан анод оралиғидаги нуқталарда потенциалнинг ўзгариши билан танишайлик. 5.13- б расмда катод ва найча ичидағи текширилаётган нуқта орасидаги кучланиш  $U$  ни катоддан ушбу нуқтагача бўлган масофа  $l$  га боғлиқлик графиги тасвиirlанган. Бу графикдан кўринишича, потенциалнинг асосий тушви катод қоронғи фазосига тўғри келади. Шунинг учун ҳам уни катод потенциал тушви деб аталади. Катод томон тортилаётган мусбат ионлар бу соҳада катта энергияларга эришади ва катодга урилгач, ундан бир неча электрон ажалиб чиқишига сабабчи бўлади. Бу электронлар ўз навба-



5.13- расм

тида катод потенциали таъсирида тезлашиб газ молекулалари билан түқнашганда зарбдан ионланишни вужудга келтиради. Вужудга келган янги ионлар яна катод томон интилади, катод потенциали таъсирида яна тезлашади, катоддан электронларни уриб чиқаради ва ҳоказо. Демак, электродлар оралығыда күчланиш мавжуд бўлса, разряд узлуксиз давом этаверади. Шунни ҳам қайд қилиб ўттайлики, фанда электронлар билан биринчи танишув юқорида баён этилган тажрибадаги катоддан ажралиб чиқаётган электронлар оқимини текшириш натижасида рўй берган. Шунинг учун бу электронлар оқими катод нурлари деб аталаған. Катоддан электронларни уриб чиқараётган мусбат ионлар эса апод нурлари деб аталган.

Найчадаги газни ўзгартирганда нурланишининг ранги ҳам ўзгаради. Масалан, неон—қизил, аргон—кўкиш, гелий—сағриқ рангдаги нурланиши беради. Ёлқин разряднинг бу хусусиятларидан кундузги ёруғлик лампаларида, витриналарни ёритиш, безаш мақсадларида фойдаланилади.

## 8- §. Плазма

Юқори даражада ионлашган, лекин кичик макроскопик ҳажмда электронейтрап бўлган газ *плазма* деб аталади. Агар газнинг барча молекулалари ионлашган бўлса, яъни ионлашганлик даражаси бирга тенг бўлса, тўлиқ ионлашган плазма дейилади. Бошқа ҳолларда қисман ионлашган плазма билан иш кўрилаётган бўлади. Плазмани икки усул билан ҳосил қилиш мумкин:

1. Ўта юқори температураларгача қиздирилган газ молекулалари ( $W \sim T$  эди!) ўзаро түқнашуви туфайли ионланиш содир бўлади. Масалан,  $T > 10000$  К да ҳар қандай жисм плазма ҳолатида бўлади. Барча юлдузлар, хусусан Қуёш ҳам, ана шундай юқори температурали плазмадан иборатdir.

2. Газдан электр ток ўтиши (электр разряд) жараёнида ҳам плазма ҳосил бўлади. Газ разрядли плазма электронлар ва ионлар газ разрядни вужудга келтираётган электр ток манбаидан доимо энергия олиб туради. Натижада ионлар ва электронларнинг температуралари кескин фарқ қиласи, чунки электронлар электр майдонда кўпроқ тезлашади. Масалан, ёлқин разрядда электронлар температураси  $\sim 10000$  К бўлса, ионлар температураси  $\sim 2000$  К дан ортмайди.

Ернинг ионосферасидаги плазма Қуёш нурланиши туфайли атмосферадаги газ молекулаларининг фотопионлашуви на-

тижасида вужудга келади. Шунинг учун плазманинг бу тури газ разрядли плазмадан фарқ қиласи.

Плазма зарралари, худди оддий газ молекулаларига ўхшаш бетартиб ҳаракатда бўлади. Лекин нейтрал молекулалардан ташкил топган оддий газдан фарқли равишда плазма радиотўлқинларни қайтаради. Бунинг сабаби плазманинг электромагнит майдон билан таъсирашувидир.

Плазманинг энг асосий хусусияти—унинг квазинейтраллигидир. Квазинейтраллик тушунчаси билан электронлар ва бир хил ионлардан иборат бўлган плазма мисолида танишайлик. Бундай плазмада электронларнинг иссиқлик ҳаракати тезликлари ионларникидан каттароқ бўлади. Шунинг учун электронлар плазмадан тезроқ чиқиб кетиши ва натижада плазмада ионлар миқдорининг ортиб кетиши туфайли электр майдон вужудга келиши лозим эди. Лекин плазмада катта электр майдонлар вужудга келмас экан. Бунинг сабаби қуйидагида: плазманинг бирор қисмида ионларнинг тўпланиб қолиши натижасида вужудга келган электр майдон чиқиб кетаётган электронларга тормозловчи таъсир кўрсатади, сўнг уларни орқасига қайтаради. Шу тарзда электронларнинг тебранма ҳаракати вужудга келади. Бу тебраннин частотаси ва амплитудасини топайлик.

Зичлиги  $n_e$  бўлган электронларнинг  $x$  масофага силжиши натижасида вужудга келган электр майдон (бу майдонни биринчи яқинлашувда ясси конденсатор пластинкалари оралиғидаги электр майдонга ўхшатса бўлади) кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = -\frac{en_ex}{\epsilon_0} \quad (5.27)$$

га тенг бўлади. Бу майдонда электронга

$$F = eE = -\frac{e^2n_e}{\epsilon_0} x \quad (5.28)$$

куч таъсир этади. Бу куч миқдоран силжишга пропорционал ва силжиш йўналишига қарама-қарши йўналган. У гармоник тебранишларни вужудга келтирувчи квазиэластик куч ( $F = -kx$ ) га ўхшашdir. Шунинг учун бу куч таъсирида электрон олдинга ва орқага

$$\omega_{пл.} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (5.29)$$

частота билан ҳаракат қиласи. Бу ҳаракатни *плазма тебраннинлари*,  $\omega_{пл.}$  ни эса *плазма частотаси* ёки *ленгмюр частотаси* дейилади. Албатта, электронлар билан ионлар

тўқнашуви натижасида электронларнинг тебранма ҳаракати сўнади.

Плазма тебранишлари содир бўладиган масофани қўйи-даги мулоҳазалар асосида топамиз: электр майдонда  $x$  масофага силжиган электрон

$$A = F \cdot x = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 \quad (5.30)$$

иш бажаради. Бу иш шу электрон кинетик энергиясининг ўртача ўзгариши (таксминан  $kT_e$  га teng) ҳисобига бажарилади. Шунинг учун

$$\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x^2 = kT_e.$$

Бундан

$$x^2 = \frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}. \quad (5.31)$$

Бу ифода иссиқлик ҳаракати туфайли плазмада зарядлар фазовий ажраладиган масофанинг максимал қийматини аниқлайди. Одатда, уни дебай радиуси ( $\lambda_D$ ) деб аталади:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}. \quad (5.32)$$

Шундай қилиб, дебай радиуси зарядларнинг фазовий ажралиш масштабини, плазма частотаси эса зарядларнинг ажралмаган ҳолатга қайтиш даврини, яъни плазманинг заряд жиҳатдан нейтраллигини тиклаш даврини характерлайди. Бу икки катталик плазманинг асосий характеристикалари ҳисобланади.

Ҳулоса қилиб айтганда, электронлар ва ионлардан иборат газни, бу газ эгаллаган ҳажмнинг чизиқли ўлчамлари дебай радиусидан катта бўлгандагина (фақат шу ҳолдагина квазинейтраллик шарти бажарилади) плазма деб аташ мумкин.

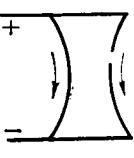
Ҳозирги вақтда плазмадан икки йўналишда фойдаланиш мўлжалланяпти: 1) бошқарилувчи термоядро реакцияларида; 2) магнитогидродинамик генераторларда (МГДГ).

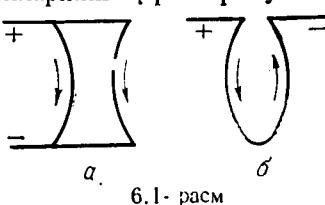
## VI БОБ

### ВАКУУМДАГИ МАГНИТ МАЙДОН

#### 1-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси

Оддий магнит ҳодисалар бизнинг эрамиздан илгари ҳам маълум бўлган. Лекин электр ток ва магнит ҳодисалар орасида боғланиш борлиги тўғрисидаги фактлар XVIII асрга таалуқлицидир. Француз физиги Араго «Момақалдириқ ва яшин» деб номланган китобда яшин урган кемадаги магнит компасларнинг ишдан чиққанлигини, яъки бу компаслардан иккитаси шимол ўрнига жанубни, биттаси эса ғарбни кўрсатадиган бўлиб қолганлигини ёзди. Шу китобда яшин урган уйдаги пўлатда ясалган пичоқ, вилка каби буюмларнинг магнитланиб қолганлиги тўғрисида ҳам ахборотлар бор. Ҳозирги вақтда ўрта мактаб физика курси ҳажмида маълумоти бўлган ҳар бир одам Арагонинг китобида баён этилган бу ҳодисаларни оддийгина тушунтира олади: яшин—газ орқали ўтувчи электр ток, юқорида баён этилган ҳодисалар эса электр токнинг магнит таъсиридир.

Лекин электр токнинг бу хусусияти фақат 1820 йилда даниялик физик Эрстед томонидан аниқланди ва ўрганилди. Эрстеднинг бу қашфиёти физика фанининг ривожланишида катта турткилардан бири бўлди. Натижада Ампер, Био, Савар, Лаплас, Фарадей каби олимлар электромагнетизм ҳодисаларини ўрганиб, муҳим қашфиётлар қилдилар. Биз электромагнетизм ҳодисаларини ўрганишни биринчи марта Ампер томонидан аниқланган параллел токларнинг ўзаро таъсиридан бошлаймиз. Агар икки параллел узун ўтказгичлардан ўтувчи токларнинг йўналишлари бир хил бўлса (6.1-а расм), бу ўтказгичлар бир-бири томон тортиласи. Аксинча, ўтказгичлардаги токларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлса (6.1-б расм), бу токли ўтказгичлар бир-биридан қочади. Токларнинг ўзаро таъсирига сабаб—токлар атрофидаги фазода алоҳида табиатли *магнит майдоннинг* пайдо бўлишидир. Бошқача айтганда, токларнинг ҳар бири ўз атрофидаги фазода магнит майдон  ҳосил қиласи ва бу майдон иккинчи токка таъсир кўрсатади. Иккинчи томондан, ҳар қандай электр ток электр зарядларнинг тартиби ҳаракати деб қаралмоғи лозим. Шунинг учун электр ток-



6.1- расм

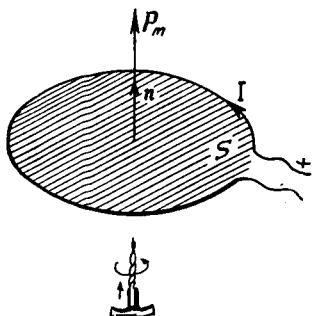
нинг барча турлари, яъни ўтказгич орқали электр ток, электролит ва газлардаги электр ток, вакуумдаги электр ток, конвекцион токлар атрофидаги фазода магнит майдон вужудга келади. Ҳақиқатан, 1901 йилда Эйхенвальд ўз тажрибасида зарядланган жисмларнинг ҳаракати туфайли содир бўладиган конвекцион токнинг магнит таъсири ўтказгич орқали ўтувчи электр токнинг магнит таъсирига эквивалент эканлигини тасдиқлади. 1911 йилда Иоффе вакуумда ҳаракатланаётган электронлар оқими устида тажриба ўтказиб, электронлар оқими ва ўтказгич орқали ўтувчи электр токнинг магнит таъсири бир хил эканлигини тасдиқлади. Магнит майдон, шунингдек, доимий магнитлар туфайли ҳам вужудга келади.

Магнит майдон, худди электр майдон каби, фазонинг қандайдир модда ёки майдон ишғол этган қисмларида ҳам мавжуд бўлаверади. Олдин ҳавосиз бўшлиқ — вакуумдаги магнит майдон билан шуғулланайлик.

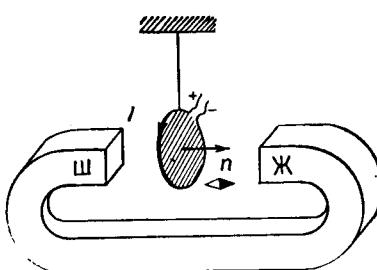
Электростатик майдонни текширганимизда, майдоннинг бирор текширилиши лозим бўлган нуқтасига киритилган нуқтавий «синов заряд» дан фойдаланган эдик. Бу зарядга майдон томонидан таъсир этувчи куч майдоннинг ушбу нуқтасининг характеристикиси сифатида қабул қилинган эди. Магнит майдонни текширища синовчилик вазифасини магнит стрелка (стрелка шаклидаги кичкина доимий магнит) ёки «синов контур» деб аталадиган токли берк контур (6.2-расм) бажаради. Синов контурнинг ўлчамлари мумкин қадар кичик бўлиши, ундан ўтаётган ток кучи ҳам етарлича заиф бўлиши керак, чунки синов контур текширилаётган магнит майдон хусусиятларини сезиларли даражада ўзгартирмаслиги лозим. Синов контурнинг фазодаги вазияти унинг сиртига ўтказилган нормал билан аниқланади. Нормалнинг мусбат йўналиши тарзида контурдаги ток йўналиши билан ўнг винт қоидаси асосида боғланган йўналиш қабул қилинади. Бунинг учун контур сиртига ўтказилган нормал бўйлаб ўнг винтни жойлаштириш ва уни контурдаги ток йўналишида бураш керак. Винтнинг илгирilanma ҳаракати мусбат нормал йўналишини кўрсатади.

Контурнинг характеристикиси сифатида (худди синов заряднинг характеристикиси — унинг заряд миқдори  $q$  каби) контурдан ўтувчи ток кучи  $I$  билан контур юзи  $S$  кўпайтмасига миқдоран тенг бўлган ва контурнинг мусбат нормали бўйлаб йўналган

$$p_m = I \cdot S \cdot n \quad (6.1)$$



6.2- расм



6.3- расм

вектордан фойдаланилади.  $P_m$  ни контурнинг магнит моменти деб аталади. (6.1) даги  $n$  — мусбат нормаль йўналишидаги бирлик вектор.

Магнит майдон, масалан, доимий магнит қутблари орасида мавжуд бўлган магнит майдон (6.3- расм) бирор нуқтасини танлайлик. Бу нуқтага магнит моментлари турлича бўлган синов контурларни навбатма-навбат киритиб ўтказилган кузатувлар асосида қўйидаги хуносаларга келинди:

1) синов контур магнит майдонда шундай мувозанат вазияти эгаллайдики, бунда унинг мусбат нормалининг йўналиши магнит майдонга киритилган магнит стрелка йўналиши га мос бўлади. Бу йўналиши магнит майдоннинг текширилаётган нуқтадаги йўналиши деб қабул қилинади;

2) мувозанат вазиятидан чиқарилган синов контурга магнит майдон томонидан айлантирувчи момент  $M$  таъсир этадики, натижада контур мувозанат вазиятига қайтади. Майдон йўналиши ва контурнинг мусбат нормали орасидаги бурчак  $\frac{\pi}{2}$  га teng бўлган вазиятдаги контурга магнит майдон томонидан таъсир этувчи айланма момент модули максимал қиймат  $|M|_{\max}$  га эришади;

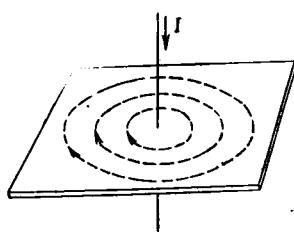
3) магнит майдоннинг ихтиёрий танлаб олинган нуқтасига магнит моментларининг қийматлари  $|P_m|$  турлича бўлган синов контурларни навбатма-навбат киритсак, уларга таъсир этадиган айлантирувчи моментларнинг максимал қийматлари  $|M|_{\max}$  ҳам турлича бўлади. Лекин, ҳар бир синов контурга таъсир этувчи  $|M|_{\max}$  нинг  $|P_m|$  га нисбати магнит майдоннинг айни нуқтаси учун ўзгармас катталик бўлади. Магнит майдоннинг миқдорий характеристикиси ва-

зифасини бажарадиган бу нисбат магнит индукцияси  $B$  деб аталадиган вектор катталиктининг қийматидир:

$$|B| = \frac{|M|_{\max}}{|\rho_m|}. \quad (6.2)$$

Магнит индукция вектори  $B$  нинг йўналиши эса  $M$  ва  $\rho_m$  йўналишлари билан қўйидагича боғланган:

$$M = [\rho_m B]. \quad (6.3)$$



6.4- расм

Демак, магнит индукция вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши майдоннинг текширилаётган нуқтасига киритилган синов контурнинг мувозанат вазиятидаги мусбат нормалининг йўналиши билан, қиймати эса синов контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлантирувчи момент максимал қийматининг синов контур магнит моментининг қийматига нисбати билан аниқланади.

СИ да контур магнит моментининг бирлиги — амперметр квадрат ( $A \cdot m^2$ ). айланма момент бирлиги эса ньютонметр ( $N \cdot m$ ). Шунинг учун, (6.2) га асосан, магнит индукция бирлиги сифатида магнит майдон шундай нуқтасининг магнит индукцияси қабул қилиниши керакки, бу нуқтага киритилган магнит моменти  $1 A \cdot m^2$  бўлган ясси контурга магнит майдон томонидан таъсир этадиган айлантирувчи моментнинг максимал қиймати  $1 N \cdot m$  га teng бўлиши лозим. Бу бирлик тесла ( $Tl$ ) деб аталади:

$$1 Tl = \frac{1 N \cdot m}{1 A \cdot m^2} = 1 \frac{N}{A \cdot m}.$$

Магнит индукциянинг ўлчамлиги —  $MT^{-2} I^{-3}$ . Магнит индукциянинг гаусс ( $Gc$ ) деб аталувчи истеъмолдан чиққан бирлиги ва  $Tl$  орасида қўйидаги муносабат ўринли:

$$1 Gc = 10^{-4} Tl.$$

## 2-§. Магнит майдонни график усулда тасвирлаш

Магнит майдонни график усулда тасвирлаш учун *магнит индукция чизиқларидан* фойдаланилади. Магнит индукция чизиқларини ўтказишда қўйидаги икки шарт бажарагиши керак:

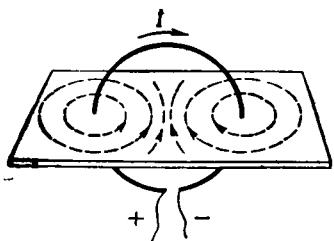
1. Магнит индукция чизигининг ҳар бир нүктасига ўтказилган уринма шу нүктадаги магнит индукция векторининг йўналиши билан устма-уст тушиши лозим;

2. Магнит индукция чизиқларининг зичлиги (магнит индукция векторига нормаль бўлган сиртнинг бирлик юзи орқали ўтувчи магнит индукция чизиқларининг сони) майдоннинг ушбу соҳасидаги магнит индукция векторининг қийматига пропорционал бўлиши лозим.

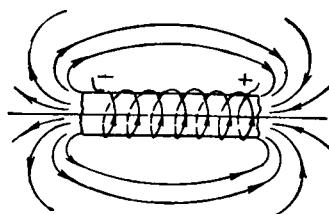
Тўғри ўтказгичдан ўтаётган ток (бундан кейин бу токни оддийгина қилиб тўғри ток деб атамиз) туфайли вужудга келаётган магнит майдоннинг график тасвирини қуйидаги тажрибада кузатиш мумкин. Горизонтал текислик шаклидаги картондан вертикал ўтказгич ўтказайларик (6.4- расм) ва картонга юпқа қатлам қилиб темир қипиқларини сепайлик. Агар ўтказгичдан электр ток ўтказсак, картондаги темир қипиқлари ўтказгич атрофидаги берк чизиқлар бўйлаб жойлашади. Агар картонни юқорига ёки пастга силжитсак, магнит индукция чизиқларининг шакли ўзгармайди. Магнит индукция чизиқларидан бирини танлаб олайлик ва бу чизиқнинг турли нүқталарида синов контурнинг мувозанат вазиятини кузатсак, ихтиёрий нүқтада контурнинг мусбат нормали магнит индукция чизигига ўтказилган уринма билан устма-уст тушади. Щундай қилиб, тўғри токнинг магнит индукция чизиқлари марказлари ўтказгич устида ётган концентрик айланалардан иборатdir. Магнит индукция чизиқларининг йўналишини аниқлашда ўнг винт қоидасидан фойдаланиш керак: агар ўнг винтнинг илгариланма ҳаракати токнинг йўналиши билан мос тушса, винт дастасининг айланиш йўналиши магнит индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади.

Айлана шаклидаги ўтказгичдан ўтаётган ток (бундай токни *айланма ток* деб атамиз) туфайли вужудга келаётган магнит майдоннинг график тасвири 6.5- расмда кўрсатилган. Расмдан кўринишича, магнит индукция чизиқлари концентрик айланалар бўлмаса-да, лекин берк чизиқлардан иборат. Бу ҳолда ўнг винт қоидасидан қийидагича фойдаланиш керак: агар ўнг винт дастасини айланма ток йўналишида айлантиреак, винтнинг илгариланма ҳаракати айланма ток ичидаги магнит индукция чизиқларининг йўналишини кўрсатади.

Энди, бир неча ўрам изоляцияланган симдан иборат фалтакни кўрайлик. Бундай фалтакни *соленоид* деб аталади. Соленоиддан ўтаётган токни умумий ўққа эга бўлган айланма токлар системаси деб қараш мумкин. Соленoidнинг



6.5- расм



6.6- расм

магнит майдони 6.6- расмда тасвирланган манзарани беради. Соленоиднинг ички қисмида магнит индукция чизиклари соленоид ўқига параллел бўлган тўғри чизиқлар системасини ташкил этади. Бу тўғри чизиқлар соленоид учларига яқинлашган сари эгри чизиқларга айланаб, соленоиднинг ташқарисида туташади. Соленоиднинг ички қисмидаги магнит майдон бир жинсли майдондир. Бу ҳолда магнит индукция чизиқларининг йўналишини, худди айланма токдаги каби ўнг винт қоидаси асосида аниқланади.

Хулоса қилиб айтганда, *магнит индукция чизиқлари магнит майдонни вужудга келтирувчи токли ўтказгичларнинг шаклидан қатъи назар берк чизиқлардир.*

### 3-§. Био — Савар — Лаплас қонуни

Био ва Савар турли шаклдаги токли ўтказгичлар атрофидаги магнит майдонларни текшириш натижасида токли ўтказгичдан  $r$  масофа узоқликдаги нуқтанинг магнит индукцияси ўтказгичдаги ток куч  $I$  га тўғри пропорционал,  $r$  га эса тескари пропорционал эканлигини аниқладилар. Кейинчалик, Лаплас ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич атрофидаги нуқталар учун магнит индукцияни аниқлаш имконини берадиган формулани таклиф этди. Бунда Лаплас майдонлар суперпозицияси принципидан фойдаланди. Бу принцип умумий ҳолда қуйидагича таърифланади: бир неча токлар туфайли вужудга келаётган майдоннинг ихтиёрий нуқтадаги магнит индукцияси ( $B$ ) алоҳида токлар вужудга келтираётган майдонларнинг айни нуқтадаги магнит индукциялари ( $B_i$ ) нинг вектор йигиндисига teng бўлади, яъни

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \dots + B_n = \sum_{i=1}^n B_i, \quad (6.4)$$

Ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгични  $dl$  узунликдаги элементар бўлакчалардан иборат дейиш мумкин. Бу бўлакча узунлигининг ундан ўтаётган ток кучи  $I$  га кўпайтмасини, яъни ток оқаётган томонга йўналган вектор  $Idl$  ни «ток элементи» деб аташ одат бўлган. Шунинг учун ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич ҳосил қилаётган майдоннинг бирор нуқтадаги магнит индукцияси ушбу токли ўтказгичнинг таркибий қисмлари деб қаралаётган ток элементлари туфайли вужудга келиши лозим бўлган майдонлар магнит индукцияларининг вектор йигиндисидан иборат бўлиши керак, яъни

$$B = \sum_{i=1}^n dB_i. \quad (6.5)$$

Ҳар бир ток элементи (6.7-расм) вужудга келтирадиган майдоннинг магнит индукцияси

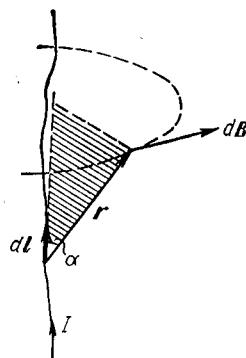
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[dlr]}{r^3} \quad (6.6)$$

муносабат билан аниқланади.  $dB$  нинг модули учун қўйидаги ифода ўринли:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idlsin\alpha}{r^2}. \quad (6.7)$$

Мазкур муносабатлар Био — Савар — Лаплас қонунини ифодалайди. (6.6) ва (6.7) да  $r$  — ток элементидан магнит индукцияси аниқланётган нуқтага ўтказилган радиус-вектор;  $r$  — шу радиус-вектор модули;  $\alpha$  — ўтказгич элементар бўлакчasi  $dl$  билан  $r$  орасидаги бурчак;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$   $\frac{H}{A^2}$  эса магнит доимииси деб аталади.

$dB$  нинг йўналиши  $dl$  ва  $r$  векторлардан ўтувчи текисликка перпендикуляр бўлади: ўнг винт  $dl$  йўналишида илгариланма ҳаракатланиши учун винт дастаси буралиши лозим бўлган томон  $dB$  нинг йўналишини кўрсатади.

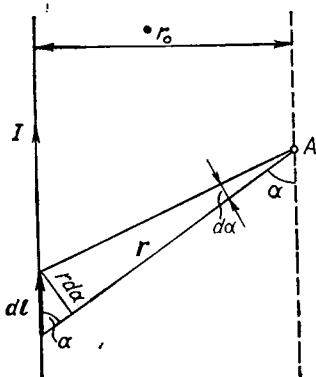


6.7- расм

#### 4-§. Түрли шаклдаги токлы ўтказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш

Био—Савар—Лаплас қонунидан фойдаланиб түрли шаклдаги токлы ўтказгичлар майдонларининг магнит индукциясини ҳисоблаш мумкин. Мисол тариқасида бир неча хусусий ҳолларни күрайлик:

1. Чексиз узун түғри чизиқ шаклдаги ўтказгичдан ўтаётган  $I$  ток (түғри ток) туфайли вужудга келган майдоннинг ихтиёрий  $A$  нүктадаги магнит индукциясини ҳисоблайлик (6.8-расм). Танлаб солинган  $A$  нүктанинг түғри токдан узоқлиги  $r_0$  бўлсин.



6.8- расм

Ток элементи вужудга келтирган магнит майдон индукциясининг модули (6.7) формула асосида топилиши лозим бўлганилиги учун  $B$  нинг модулини ҳисоблаш операцияси қўйидаги интеграллашга келтирилади:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{dl}{r^2} \sin \alpha. \quad (6.8)$$

6.8-расмдан фойдалансак, бу формулага кирувчи  $r$  ва  $dl$ -ларнинг қийматлари

$$r = \frac{r_0}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

Эканлигини топамиз. Шунинг учун

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^\pi \frac{r_0 d\alpha \cdot \sin \alpha}{\sin^2 \alpha \cdot \frac{r_0^2}{\sin^2 \alpha}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \quad (6.9)$$

бўлади. Бу ифодада интеграллаш чегараларини 0 ва  $\pi$  деб олинди, чунки чексиз узун тўғри токнинг барча элеменлари учун  $\alpha$  бурчак шу интервалда ўзгарили. Шундай қилиб, чексиз узун тўғри ток туфайли вужудга келаётган майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги магнит индукцияси ўтказгичдан ўтаётган ток кучига тўғри пропорционал ва индукцияси ўлчанатган нуқтанинг ўтказгичдан узоқлигига тескари пропорционалдир,

2. Радиуси  $R$  бўлган айланана шаклидаги ўтказгичдан  $I$  ток ўтаётган бўлсин (6.9-расм). Шу айлананинг марказидаги магнит майдон индукциясини аниқлайлик. Айлананинг ҳар бир  $dl$  элементи ва радиуси  $R$  орасидаги бурчак  $\pi/2$  га teng бўлганлиги учун Био — Савар — Лаплас қонунига асосан:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{R^2}. \quad (6.10)$$

Барча  $dB$  лар айнан бир хил йўналища, яъни айланана марказидан ўтувчи мусбат нормаль бўйлаб йўналган. Шунинг учун натижавий майдоннинг айланана марказидаги магнит индукцияси:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (6.11)$$

бўлади. Айланана шаклидаги токли контурнинг магнит моменти

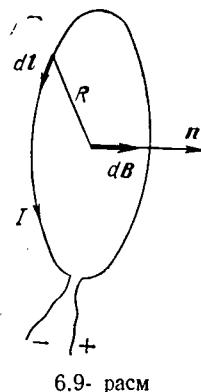
$$p_m = I \cdot S = I \pi R^2 \quad (6.12)$$

бўлганлиги учун (6.11) ни қўйидагича ўзгартириб ёзиш мумкин:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2R} \cdot \frac{\pi R^2}{\pi R^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p_m}{R^3}. \quad (6.13)$$

$B$  ва  $p_m$  векторлар контурга ўтказилган мусбат нормаль  $n$  бўйлаб йўналгани учун қўйидаги мусбат ўринли бўлади:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p_m}{R^3}. \quad (6.14)$$



6.9- расм

## 5- §. Магнит индукция векторининг контур бўйича циркуляцияси

Маълумки,  $\mathbf{E}$  векторнинг чизиқлари (яъни электростатик майдон кучланганлик чизиқлари) ёхуд заряддан бошланар (заряд мусбат бўлганда), ёхуд зарядда тугалланар (аряд манфиий бўлганда) эди. Ҳеч вақт кучланганлик чизиқлари берк бўлмас эди. Электр зарядлар электр майдонни вужудга келтирувчи манбалар бўлиб, хизмат қиласи. Шунинг учун ҳам зарядларни, баъзан, манбалар деб аталади.

Магнит майдонни график тасвирлашда фойдаланиладиган магнит индукция чизиқлари эса доимо берк бўлади. Берк чизиқлар ҳеч қаерда бошланмайди ва ҳеч қаерда тугалланмайди. Ўзларининг бу хусусияти билан  $\mathbf{B}$  векторнинг чизиқлари  $\mathbf{E}$  векторнинг чизиқларидан бутунлай фарқ қиласи. Шунинг учун ҳам табиатда электр зарядларга ўхаш магнит зарядлар бўлмайди. Демак, магнит майдонни вужудга келтирувчи электр токлар уюрмасимон берк магнит индукция чизиқлари билан ўралган бўлади. Шунинг учун, магнит майдонни уюрмавий майдон ёки уюрмалар майдони деб, бу майдонни вужудга келтирувчи электр токни эса уюрма деб аташ мумкин.

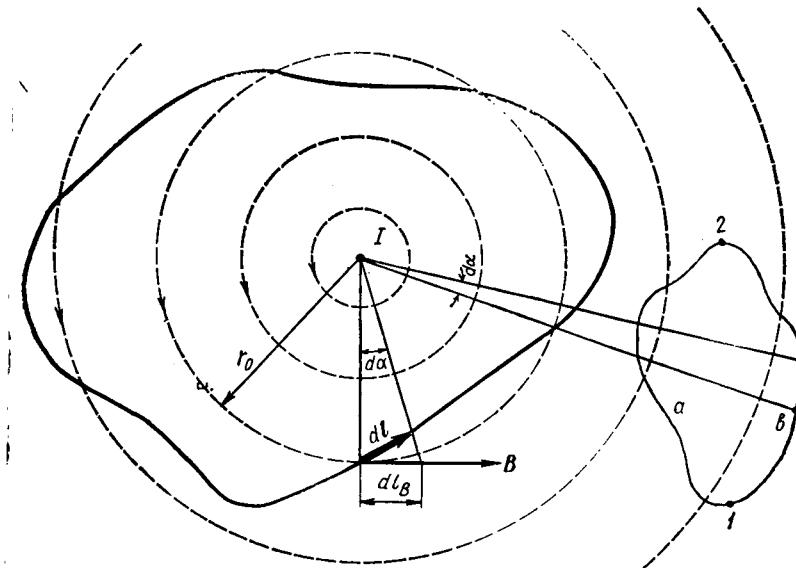
Электростатик майдон потенциал майдон эди. Шунинг учун, кучланганлик векторининг берк контур бўйича циркуляцияси нолга teng эди:

$$\oint \mathbf{E}_l dl = 0. \quad (1.19)$$

Магнит майдон бу хусусиятга эгами? Бу саволга жавоб бериш учун чексиз узун тўғри ток майдонидаги ихтиёрий ясси берк контур бўйича  $\mathbf{B}$  векторнинг циркуляциясини, яъни  $\oint \mathbf{B}_l dl$  нинг қийматини ҳисоблайлик. Тўғри ток  $6 \cdot 10^{-10}$  расмда чизма текислигига перпендикуляр, зеро чизмада у нуқта билан тасвирланган. Бу ток туфайли вужудга келган магнит майдонни тасвирловчи  $\mathbf{B}$  чизиқлари — марказлари контур текислиги ва ток кесишган нуқтада жойлашган концентрик айланалардир. Контури хаёлан  $dl$  элементларга ажратайлик. Шу элементлардан бири жойлашган нуқтадаги  $\mathbf{B}$  векторнинг  $dl$  йўналишига проекциясини  $B_l$  деб белгилаймиз ва векторларнинг скаляр кўпайтмасининг хусусиятидан фойдаланамиз:

$$B_l dl = \mathbf{B} dl = B dl \cos(\hat{\mathbf{B}} \hat{dl}) = B dl, \quad (6.15)$$

бунда  $dl$  — контур элементи ( $dl$ ) нинг  $\mathbf{B}$  йўналишига проекцияси,  $u$  —  $r_o$  радиусли айланага уринма равишда йўналган.



6.10- расм

Лекин 6.10- расмдан күринишича, унинг қийматини шу айлананинг ёни билан алмаштырса ҳам бўлади, яъни:

$$dl_\theta = r_0 d\alpha, \quad (6.16)$$

бунда  $d\alpha$  — контур элементи ( $dl$ ) га тирадган ва учи тўғри ток билан контур текислиги кесишган нуқтада жойлашган марказий бурчак. (6.15) ва (6.16) лардан фойдаланиб ҳамда тўғри токнинг магнит майдон индукцияси  $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}$  эканлигини ҳисобга олсак,

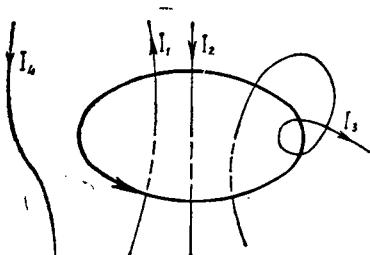
$$\oint B_I dl = \oint BdI_\theta = \oint \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} r_0 d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint d\alpha \quad (6.17)$$

бўлади. Биз кўраётган хусусий ҳолда, яъни контур токни қамраб олган ҳолда, (6.17) даги интеграл  $2\pi$  га teng бўлади. 6.10 расмда токни қамраб олмаган контур ҳам тасвирланган. Бу ҳолда контурнинг  $1a2$  қисмидаги контур элементларига тирадган марказий бурчакларни мусбат десак,  $2\theta 1$  қисмидаги контур элементларига тирадган марказий бурчаклар манфий деб ҳисобланishi керак. Шунинг учун бу контур учун (6.17)

даги интеграл нолга тенг бўлади. Демак,  $\mathbf{B}$  векторнинг тўғри токни қамраб олган ихтиёрий шаклдаги ясси контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли бўлиб, у ўтказгичдан ўтаётган ток кучига боғлиқ, яъни  $\oint B_l dl = \mu_o I$ . Бу ифода турли шаклдаги токлар ва контур бир текисликда ётмаган ҳоллар учун ҳам ўринили эканлигини исботлаш мумкин. Бу исботларни тафсилоти устида тўхтамаймиз.

Агар контур бир неча токни қамраб олган бўлса,  $\mathbf{B}$  нинг шу контур бўйича циркуляцияси контур ичидаги барча токлар алгебраик йиғиндинсинг магнит доимийси  $\mu_o$  га кўпайтмасига тенг бўлади:

$$\oint B_l dl = \mu_o \sum I. \quad (6.18)$$



6.11- расм

Вакуумдаги магнит майдон учун тўлиқ ток қонунини ифодаловчи мазкур муносабатдаги токнинг ишорасини аниқлашада ўнг винт қоидасидан фойдаланилади, яъни ўнг винт дастасини контурни айланиш йўналишида бураганимизда винтнинг илгариланма ҳаракати мусбат токларнинг йўналишини кўрсатади. Тескари йўналишдаги ток эса манфий ишора билан олинади. Хусусан, 6.11-

расмда тасвирланган бир неча токлар туфайли вужудга келган магнит майдон индукцияси векторининг  $I$  контур (расмда қалин чизиқ билан тасвирланган) бўйича циркуляциясини ҳисоблашда токларнинг алгебраик йиғиндиси қуидагича ёзилади:

$$\sum I = I_1 - I_2 + 2I_3,$$

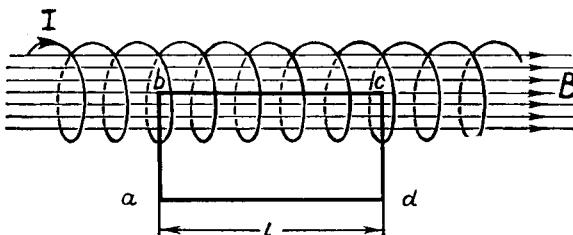
бунда  $I_3$  ток кучи 2 га кўпайтирганлигини сабаби шундаки,  $I_3$  ни контур икки марта қамраб олган.  $I_4$  токни эса контур мутлақо қамрамаган. Шунинг учун  $I_4$  токлар алгебраик йиғиндисида ҳисобга олинмади.

Юқорида қайд қилинган фикр ва мулоҳазалардан магнит майдонни, электростатик майдондагига ўхшашиб, потенциал орқали характерлаб бўлмайди, деган холосага келамиз: агар магнит майдонни характерловчи потенциал тушунчасидан фойдаланмоқчи бўлсак, майдоннинг ихтиёрий нуқтасининг потенциали токни ўраб турувчи контур бўйлаб бир марта тўлиқ

айланиб яна шу нүктага қайтиб келинганды  $\mu_0 \Sigma I$  қийматга ортиб қолади. Бошқача қилиб айтганда, бундай потенциал бир қийматли бўлмайди.

## 6- §. Соленоид ва тороиднинг магнит майдони

Соленоид — марказлари умумий ўқда ётувчи бир- бири билан кетма-кет уланган айланма токлар йифиндисидир (6.12-расм). Шу соленоид ичидаги магнит майдоннинг индукцияси  $B$  ни ҳисоблаш керак.  $B$  нинг йўналиши ўнг винт қоидаси асосида топилади, текширилаётган ҳолда соленоид ичидаги соҳада  $B$  чизиқлари чапдан ўнг томон йўналган ўзаро параллел тўғри чизиқлар бўлади.  $B$  нинг қийматини магнит индукция векторининг берк контур бўйича циркуляциясини ифодаловчи (6.18) муносабатдан фойдаланиб топамиз. Бунинг



6.12- расм

учун чексиз узун соленоиднинг  $n$  дона ўрамни ўз ичига олган  $l$  узунлигини хаёлан ажратиб, унда  $abcd$  берк контурни 6.12-расмда тасвирланганидек ўтказайлик. Мазкур берк контур бўйича  $B$  векторнинг циркуляцияси учун қуйидаги муносабат ўринли:

$$\oint_{abcd} B_I dl = \int_a^b B_I dl + \int_b^c B_I dl + \int_c^d B_I dl + \int_d^a B_I dl = \mu_0 n I, \quad (6.19)$$

бундаги  $I$  — соленоиддан ўтаётган ток кучи, зеро  $abcd$  контур қамраб олган токларнинг алгебраик йифиндиси  $nI$  га тенг. Берк контурнинг  $ab$  ва  $cd$  қисмлари  $B$  чизиқларига перпендикуляр бўлганлиги учун мазкур қисмларда  $B_I = 0$ . Контурнинг  $dc$  қисми жойлашган соҳада эса  $B = 0$  бўлганлиги учун  $B_I$  ҳам нолга тенг. Шунинг учун (6.19) даги тўртта интегралдан фақат биттаси нолдан фарқли. Натижада (6.19) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint_b B_t dl = \mu_0 n I. \quad (6.20)$$

Контурнинг *b* қисми *B* га параллел бўлганлиги туфайли бу соҳада  $B_t = [B] = B$  бўлади. Зоро (6.20) даги интеграл

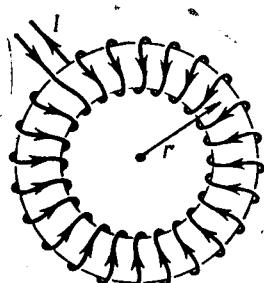
$$\oint_b B_t dl = \oint_b B dl = B \oint_b dl = BI \quad (6.21)$$

бўлади. (6.20) ва (6.21) ларни таққосласак,

$$BI = \mu_0 n I$$

ёки

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_o I, \quad (6.22)$$



6.13- расм

(6.13-расм). Натижада тороид деб аталадиган ҳалқасимон ғалтак вужудга келади. Магнит майдон фақат тороид ичда мужассамлашган, *B* ни (6.22) формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I. \quad (6.23)$$

Тороид узунлиги ( $l = 2\pi r$ ) ҳалқанинг ўрта чизиги (6.13-расмдаги пунктир чизик) бўйича ҳисобланади, яъни ҳалқанинг ички ва ташқи айланалари орасидаги фарқ эътиборга олинмайди.

## 7- §. Магнит индукция векторининг сирт орқали оқими

*B* векторнинг  $dS$  сирт орқали оқими ёки магнит оқим деганда

$$d\Phi_s = B_n dS \quad (6.24)$$

катталик түшүнүләди. Бу ифодадаги  $B_n = B \cos\alpha$ , у  $\mathbf{B}$  векторнинг  $dS$  сиртга ўтказилган мусбат нормаль  $n$  йұналишига проекциясини ифодалайди.  $\alpha$  — сиртга ўтказилган мусбат нормаль ва  $\mathbf{B}$  вектор орасидаги бурчак (6.14- расм).  $\mathbf{B}$  нинг сирт орқали оқими мусбат ( $\cos\alpha > 0$  бўлганда) ва манғий ( $\cos\alpha < 0$  бўлганда) қийматларга эга бўйла олади.

Магнит индукция векторининг ихтиёрий  $S$  сирт орқали оқими эса

$$\Phi_s = \oint_s B_n dS \quad (6.25)$$

ифода ёрдамида аниқланади.

Бир жинсли магнит майдонда ясси сирт  $\mathbf{B}$  векторга перпендикуляр тарзда жойлашган бўлса (яъни  $B_n = B = \text{const}$  бўлган ҳолда), (6.25) қуидаги кўринишга эга бўлади:

$$\Phi_s = B \cdot S. \quad (6.26)$$

Мазкур муносабатдан фойдаланиб магнит оқимнинг СИ даги бирлиги—вебер (Вб) ни аниқлаш мумкин: 1 Вб — магнит индукцияси 1 Тл бўлган бир жинсли магнит майдонда майдон йұналишига перпендикуляр равишда жойлашган  $1 \text{ m}^2$  юзли ясси сиртни тешиб ўтадиган магнит оқимdir.

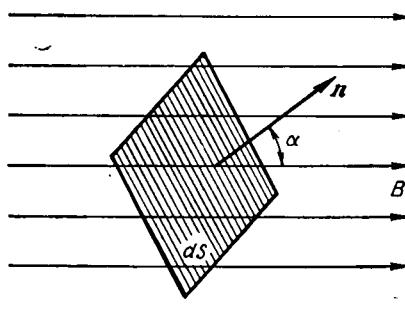
Магнит оқимнинг ўлчамлиги —  $L^2 MT^{-2} I^{-1}$ .

Магнит оқимнинг максвелл (Мкс) деб аталган, СТ СЭВ 1052 — 78 га асосан, фойдаланилмаётган бирлиги ва В бора-сида қуидаги муносабат ўрнили:

$$1 \text{ Мкс} = 10^{-8} \text{ Вб}.$$

$\mathbf{B}$  учун Гаусс теоремаси қуидагича таърифланади: Магнит майдон индукцияси векторининг ихтиёрий шаклдаги берк сирт орқали оқими нолга teng:

$$\oint B_n dS = 0. \quad (6.27)$$



6.14- расм

Мазкур теорема магнит индукция чизиқларининг берк эканлигини, яъни берк сирт ичига кираётган  $\mathbf{B}$  чизиқларининг сони сиртдан чиқаётган  $\mathbf{B}$  чизиқларининг сонига айнан тенглигини ифодалайди.

## V II БОБ МАГНИТ МАЙДОННИНГ ТАЪСИРЛАРИ

### 1-§. Ампер қонуни ва унинг баъзи татбиқлари

Магнит майдонда жойлашган токли ўтказгичга майдон томонидан таъсир этувчи куч шу майдоннинг магнит индукцияси  $\mathbf{B}$  га, ўтказгичнинг геометрик ўлчамларига ва ундан ўтаётган ток кучи  $I$  га боғлиқ. Умумий ҳолда, яъни ихтиёрий шаклдаги токли ўтказгич бир жинсли бўлмаган магнит майдон ( $\mathbf{B}$  вектор ўзгармас бўлмаган) да жойлашган бўлса, ўтказгични хаёлан кичик элемент ( $dl$ ) ларга ажратамиз. Ҳар бир элемент жойлашган соҳадаги магнит майдон индукциясини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда ўтказгичнинг  $dl$  элементига таъсир этувчи кучни

$$dF = I[dl\mathbf{B}] \quad (7.1)$$

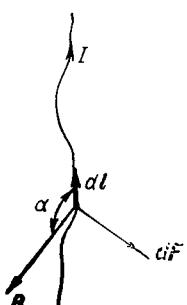
ифода билан, унинг модулини эса

$$dF = IBdl\sin\alpha \quad (7.2)$$

ифода билан аниқланади. Бу ифодалар Ампер қонунини характерлайди. (7.1) ва (7.2) ларда  $\mathbf{B}$  — майдоннинг  $dl$  элемент жойлашган соҳасидаги магнит индукцияси,  $\alpha$  —  $dl$  ва  $\mathbf{B}$  векторлар орасидаги бурчак (7.1- расм).

Таъсир этувчи кучнинг (одатда бу кучни Ампер кучи деб ҳам аталади) йўналиши чап қўйл қоидаси бўйича топилади. Бунинг учун чап қўлимизни шундай жойлаштиришимиз керакки, бунда  $\mathbf{B}$  вектор кафтишимизга кирсинг, узатилган тўртта бармоғимиз токнинг йўналиши билан мос тушсин. У ҳолда очилган бош бармоғимиз Ампер кучининг йўналишини кўрсатади.

Магнит майдоннинг характеристикаси бўлмиш  $\mathbf{B}$  ни аниқлашда майдоннинг текширилаётган нуқтасига киритилган ток-



7.1- расм

ли синов контурдан фойдаланган эдик ва майдон томонидан унга таъсир этувчи айланма моментларнинг қийматлари түғрисида мулоҳазалар юритган эдик. Энди Ампер қонунига асосланиб, магнит майдонга турли вазиятларда жойлаштирилган токли контурларга майдоннинг таъсири билан батафсилроқ танишишимиз мумкин. Томонларининг узунликлари  $a$  ва  $b$  бўлган тўғри тўртбурчак шаклидаги токли контур билан иш кўрайлик. Контур  $xOy$  текисликда ётган бўлсин (7.2-*a* расм) **B** вектор контур текислигига перпендикуляр равиша йўналган хусусий ҳолни кўрайлик (7.2-*b* расм). Бу ҳолда, Ампер қонунига асосан, контурнинг қарама-қарши томонларига ўзаро тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган  $|F_1| = |F_3| = |Ba|$  ва  $|F_2| = |F_4| = IBb$  кучлар таъсир этади. Бу кучларнинг барчаси  $xOy$  текислигига ётибди. Шунинг учун улар контурни чўзишга (кенгайтиришга) ҳаракат қиласди, холос. Агар магнит майдоннинг йўналиши тескарисига ўзгарса ёки контур орқали ўтувчи ток йўналиши тескарисига ўзгарса, контур томонларига таъсир этувчи кучлар ҳам ўз йўналишларини тескарисига ўзгартиради. Демак, бу ҳолда кучларнинг таъсири контурни сиқишга (торайтиришга) ҳара кат қилишдан иборат бўлади.

Иккинчи хусусий ҳолни кўрайлик (7.2-*b* расм). Магнит майдоннинг йўналиши  $Oy$  га параллел бўлсин. Бу ҳолда контурнинг  $a$  узунликдаги томонларига майдон томонидан таъсир этувчи куч, (7.2) га асосан, нолга тенг, чунки бу томонлар ва **B** орасидаги бурчак синуси нолга тенгdir. Контурнинг  $b$  узунликдаги томонларига эса  $|F| = |F'| = IBb$  кучлар таъсир этади. Бу кучлар контур текислигига перпендикуляр; улардан бири  $Oz$  билан бир ҳил йўналган, иккинчиси унга тескари йўналган. Бу кучлар — бир-биридан  $a$  масофа узоқликда ўтувчи нуқталарга қўйилган жуфт кучлардир. Мазкур жуфт куч моментининг модули

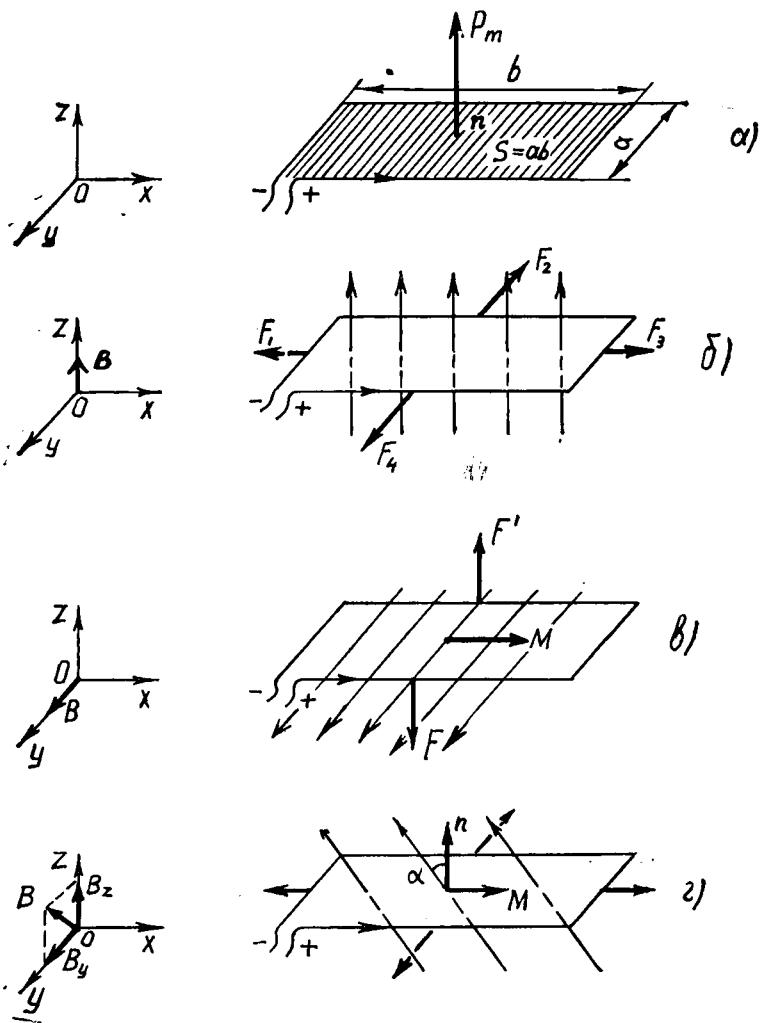
$$M = F \cdot a = IBba \quad (7.3)$$

бўлади. Лекин  $|P_m| = IS = Iba$  эканлигини ҳисобга олиб, (7.3) ни қуидагича ёза оламиш:

$$M = p_m B. \quad (7.4)$$

Бу момент токли контурни  $Oz$  ўки атрофида буришга ҳаракат қиласди.

Юқорида икки чегаравий хусусий ҳолларни кўриб ўтдик. Энди, умумий ҳолда (7.2-*g* расм) **B** вектор  $Oz$  ва  $Oy$  ўқла-рига параллел ҳам эмас, перпендикуляр ҳам эмас. Магнит индукция чизиқлари ва контурга ўтказилган мусбат нормаль



7.2- расм

(биз тасвирлаётган расмларда  $Oz$  ўқقا параллел) орасидаги бурчакни  $\alpha$  деб белгилайлик.  $B$  ни  $Oz$  ва  $Oy$  ўқлар бүйлаб йўналган ташкил этувчиларга ажратайлик.  $B_z$  ташкил этувчининг токли контурга таъсири уни кенгайтириш ёки тойрайтиришга ҳаракат қилишидан иборат бўлади.  $B$  векторнинг  $B_y$  ташкил этувчиси токли контурга модули

$$M = p_m B_y = p_m B \sin \alpha \quad (7.5)$$

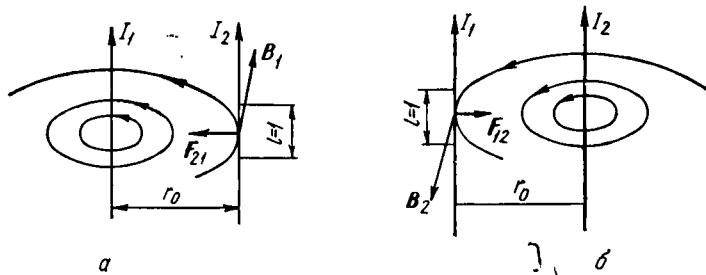
бўлган айлантирувчи момент билан таъсир этади.  $M$ ,  $p_m$ ,  $B$  векторларнинг йўналишларини ҳисобга олиб (7.5) ифодани вектор кўринишда ёзамиш.

$$M = [p_m \cdot B]. \quad (7.6)$$

$p_m$  ва  $B$  векторлар параллел бўлганда айлантирувчи моментнинг қиймати нолга тенг бўлади. Агар  $p_m$  ва  $B$  ўзаро перпендикуляр бўлса, айлантирувчи момент максимал қийматга эришади. (7.6) ифода ихтиёрий шаклдаги токли контурлар учун ҳам ўринли.

## 2- §. Параллел токларнинг ўзаро таъсири. Ток кучининг ўлчов бирлиги

Иккита ўзаро параллел токлар бир- бири билан таъсирилашади. Бу таъсирилашувнинг сабабини қўйидагича талқин қилиш мумкин: ҳар бир ток ўз атрофидаги фазода магнит майдони вужудга келтиради. Шунинг учун токлардан бирининг майдонида жойлашган иккинчи токка Ампер кучи таъсир этади.



7.3- расм

Ҳақиқатан,  $I_1$  ток туфайли вужудга келган майдоннинг токдан  $r_0$  масофа узоқликда жойлашган нуқталардаги магнит индукцияси (7.3- a расм) нинг қиймати

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r_0} \quad (7.7)$$

ифода билан аниқланади.  $I_2$  токнинг барча  $dl$  элементлари га индукцияси  $B_1$  бўлган биринчи токнинг магнит майдони таъсир этади. Шунинг учун бундай майдонда жойлашган  $I_2$  токнинг узунлиги  $l$  бўлган қисмига таъсир этиувчи кучнинг

қиймати, (7.2) га асосан, қуйидәгіча ёзилиши мүмкін ( $B_1$  ва  $I_2$  токнинг йұналиши орасидаги бурчак  $\alpha = \pi/2$  әканлыгини ҳисобға олайлык):

$$F_{21} = B_1 I_2 l \sin\alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (7.8)$$

Худди шундай миқдордаги күч билан  $I_2$  ток туфайли вұжудға келған магнит майдон (мазкур майдон индукцияси  $B_2$ ) ҳам  $I_1$  токнинг узунлиғи  $l$  бўлган қисмiga таъсир этади (7.3-б расм):

$$F_{12} = B_2 I_1 l \sin\alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (7.9)$$

Демак, икки параллел чексиз узун түғри токлар орасидаги ўзаро таъсир күчининг ўтказгичнинг  $l$  узунлигига түғри келувчи қиймати ўтказгичлар орқали ўтувчи ток күчларининг кўпайтмасига түғри пропорционал ва токлар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлади:

$$F = F_{21} = F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r_0} l. \quad (7.10)$$

Бу ифодага асосланиб СИ даги асосий бирликлардан бири—ток күчининг бирлиги қабул қылғанған: 1 ампер (A) — вакуумда бир-бираидан 1 м масоға узоқликда жойлашған, чексиз узун ва ўта кичик кўндаланг кесимга параллел ўтказгичдан ўтганида ўтказгичнинг ҳар 1 м узунлигига  $2 \cdot 10^{-7}$  Н га тенг ўзаро таъсир күч ҳосил қиласидан ўзгармас ток күчидир.

Ампернинг бу таърифидан фойдаланиб магнит доимий  $\mu_0$  нинг қийматини аниқлаш мүмкін. Ҳақиқатан,  $I_1 = I_2 = 1$  А ва  $r_0 = 1$  м бўлса, (7.10) га асосан, ўтказгичнинг бирлик узунлиғи ( $l = 1$  м) га таъсир қилувчи күч  $2 \cdot 10^{-7}$  Н бўлиши керак:

$$2 \cdot 10^{-7} \text{Н} = \mu_0 \frac{1\text{А} \cdot 1\text{А}}{2\pi \cdot 1\text{м}} \cdot 1\text{м},$$

бундан

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}, \quad (7.11)$$

### 3- §. Лорентц кучи

Юқорида магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир этувчи күч (Ампер күчи) билан танишдик. Бу күчининг вужудға келишини Лорентц қуйидаги тушунтириди: ўтказгичда ток

ташишда қатнашиб тартибли ҳаракат қилаётган зарядларга магнит майдон таъсир этади. Лекин бу зарядлар ўтказгич сирти билан чегараланган ҳажм ичиде ҳаракат қилаётганликла-ри учун уларга магнит майдон томонидан таъсир қилгётган кучларнинг йигиндиси токли ўтказгичга таъсир этувчи куч си-фатида намоён бўлади. Шунинг учун Ампер қонунини ифодаловчи (7.1) дан фойдаланиб магнит майдонда ҳаракатла-нувчи зарядга таъсир этувчи кучни топиш мумкин. Бунинг учун ўтказгичдан ўтаётган ток кучининг қиймати

$$I = j \cdot S = q n u S \quad (7.12)$$

эканлигидан фойдаланиб, ток кучи  $I$  нинг ўтказгич элемен-ти  $dl$  га кўпайтмасини қўйидаги кўринишда ёзамиш:

$$Idl = gnuSdl = gundV. \quad (7.13)$$

(7.12) ва (7.13) ларда  $j$  — ток зичлиги,  $S$  — ўтказгичнинг кўн-даланг кесими,  $n$  — ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги заряд-ташувчиларнинг сони,  $u$  — заряд ташувчининг тартибли ҳа-ракат тезлиги,  $q$  — унинг заряди,  $dV = Sdl$  ўтказгич эле-ментининг ҳажми. Агар  $n \cdot dV$  ни, яъни ўтказгичнинг  $dV$  ҳаж-мидаги заряд ташувчиларнинг сонини  $dn$  деб белгиласак, (7.13) қўйидаги кўринишга келади:

$$Idl = qudn. \quad (7.14)$$

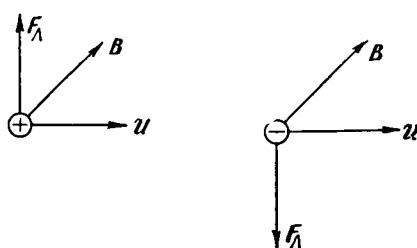
Бу ифодани (7.1) га қўйсанак:

$$dF = [uB]qdn. \quad (7.15)$$

Мазкур ифода  $dn$  дона ҳаракатланувчи заряд ташувчига маг-нит майдон томонидан таъсир этувчи кучни характерлайди. Шунинг учун бир дона заряд ташувчига таъсир этувчи куч (бу кучни, одатда, *Лорентц кучи* деб аталади):

$$F_u = \frac{dF}{dn} = q[uB]. \quad (7.16)$$

Лорентц кучининг йў-налиши ҳам чап қўл қоин-даси асосида топилади. Лекин бу йўналиш мус-бат зарядли ( $q > 0$ ) зар-раларга магнит майдонда таъсир этувчи кучнинг йўналиши бўлади. Ман-фий зарядли ( $q < 0$ ) зар-рага таъсир этувчи куч-



7.4- расм

нинг йўналиши эса қарама-қарши бўлади (7.4-расм). Лорентц кучи зарранинг ҳаракат йўналишига перпендикулярdir. Шунинг учун Лорентц кучи таъсирида зарядли зарра нормал тезланиш олади. Бошқача қилиб айтганда, Лорентц кучи таъсирида зарра тезлигининг абсолют қиймати ўзгармайди, фақат унинг йўналиши ўзгаради, холос. Демак, Лорентц кучи иш бажармайди. Бошқача айтганда, ҳаракатлаётган зарядли зарранинг кинетик энергиясини доимий магнит майдон таъсирида ўзгартириб бўлмайди.

#### 4-§. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати

Бир жинсли магнит майдонга *и* тезлик билан кирган зарядли зарранинг ҳаракати қандай бўлади? Мазкур саволга жавоб бериш учун, (7.16) муносабатга асосланниб, қўйидаги ҳолларни муҳокама этайлик.

1. Зарядли зарранинг ҳаракати магнит майдон индукцияси чизиқлари бўйлаб содир бўлаётган ҳолда *и* ва *B* векторлар орасидаги бурчак 0 ёки  $\pi$  га тенг. Зоро, (7.16) формулага асосан,  $F_i = 0$ . Демак, мазкур ҳолда магнит майдон зарядли заррага таъсир этмайди, зарра магнит майдонда тўғри чизиқли текис ҳаракатини давом эттираверади.

2. Зарядли зарра *B* чизиқларига перпендикуляр равишда магнит майдонга кирган ҳолда *и* ва *B* орасидаги бурчак  $\frac{\pi}{2}$  ёки  $\frac{3\pi}{2}$  га тенг. Шунинг учун заррага таъсир этадиган

Лорентц кучининг йўналиши доимо тезликка перпендикуляр, модули ( $F_i = quB$ ) ўзгармайди. Бундай куч таъсирида зарра айлана бўйлаб ҳаракатланади. Айлана радиуси *R* ни

$$quB = \frac{mu^2}{R} \quad (7.17)$$

тengлигини ечиб топиш мумкин:

$$R = \frac{mu}{qB} \quad (7.18)$$

бундаги *m* — зарранинг массаси, *q* — зарранинг заряди.

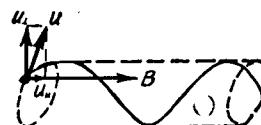
Зарранинг бир марта тўлиқ айланиши учун кетган вақт

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u} \cdot \frac{mu}{qB} = \frac{2\pi}{(q/m)B} \quad (7.19)$$

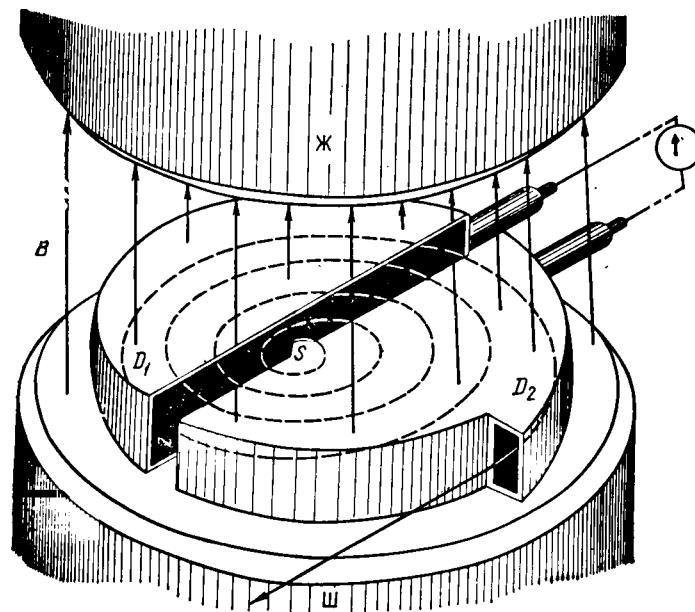
зарранинг айланиш даври деб аталади, у зарранинг солишимда заряди ( $q/m$ ) ва майдоннинг магнит индукциясига боғлиқ, заряднинг тезлигига эса мутлақо боғлиқ эмас.

3. Зарра тезлиги магнит майдон йұналиши билан иктиёрий  $\alpha$  бурчак ташкил этсін (7.5-расм). Бу ҳолда тезлик вектори  $u$  ни иккі ташкил әтувчига— $B$  бүйлаб йўналған  $u_{\parallel}$  ва  $B$  га перпендикуляр равища да йўналған  $u_{\perp}$  га ажратиш мүмкін. Зеро, зарядлы зарра  $u_{\parallel}$  туфайли магнит индукция чизиқлари бүйлаб түғри чизиқли текис ҳаракатда,  $u_{\perp}$  туфайли эса майдонға перпендикуляр текисликда айланада бүйлаб текис ҳаракатда қатнашади. Бу иккі ҳаракаттинг суперпозициясы (күшилиши) зарра ҳаракатини тасвирлайды: ўқи магнит майдонға параллел бўлган винтсимон спирал чизиқ бўйича зарра ҳаракатланади.

Ҳаракатланадиган зарраларга магнит майдон кўрсатадиган таъсиридан циклик тезлаткичлар (циклотрон, синхротрон, синхрофазотрон), магнитогидродинамик генераторларда фойдаланилади. Циклотроннинг тузилиши ва ишлаш принципи билан таништайлик. Циклотроннинг асосий қисми — кучли электромагнитнинг қутб-



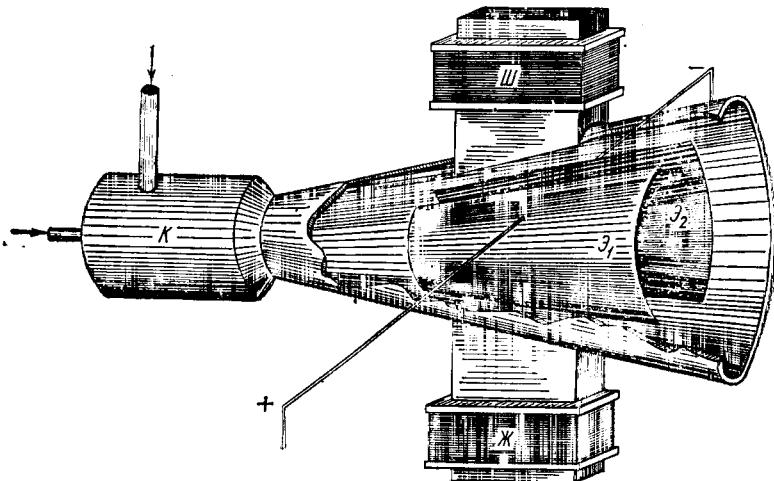
7.5- расм



7.6- расм

лари орасида ясси цилиндрик вакуум камера жойлашган. Камера дуант деб аталадиган  $D$ -симон икки бўлак  $D_1$  ва  $D_2$  дан иборат. Дуантлар электродлар вазифасини ҳам ўтайди. Улар ўзгарувчан кучланиши юқори частотавий генераторнинг қутбларига уланган. Шунинг учун дуантлар навбатма-навбат гоҳ мусбат, гоҳ манфий зарядланиб туради. Электр майдон фақат дуантлар оралигидаги тирқишидагина мавжуд бўлади. Тезлатилиши лозим бўлган зарядли зарралар камерага махсус қурилма (расмда  $S$  деб белгиланган) орқали киритилади.

Камерага киритилган мусбат зарядли зарралардан бирининг ҳаракатини кузатайлик. Зарра дарҳол манфий зарядланиган дуант томон тортилади. Дуант ичида зарранинг ҳаракати йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдон заррани айланавий орбита бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қиласди (чунки бу ерда заррага Лорентц кучи таъсир қиласди). Зарра ярим айланани босиб ўтгач, яна дуантлар оралигидаги тирқишига етиб келади. Лекин ўтган вақт ичида электр майдон йўналишини ўзgartирган бўлади. Шунинг учун зарра иккинчи дуант томон тортилиб тезлашади. Иккичи дуант ичида ярим айланани босиб ўтади ва яна тирқишига етиб келади. Бу ерда учинчи марта тезлашади ва ҳоказо. Ҳар сафардан сўнг зарранинг тезлиги ва орбитасининг радиуси ортиб боради. Зарранинг траекторияси (расм-



7.7- расм

вужудга келади. Бу эса ўз навбатида пластинканинг чап қиррасида манфий заряд етишмаслигига, яъни унда мусбат заряднинг вужудга келишига сабабчи бўлади. Агар ток ташувчилар мусбат зарядли зарралар бўлса, улар электр ток ташишда қатнашиб  $j$  йўналиши бўйлаб ҳаракат қилишлари керак. Бу ҳаракат магнит майдонда содир бўлаётганлиги учун Лорентц кучи таъсирида зарралар пластинканинг ўнг қирраси томон оғади. Натижада пластинканинг ўнг қирраси мусбат, чап қирраси эса манфий зарядланиб қолади. Шу тариқа пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида электр майдон (бу майдон кучланганлиги  $E_x$  бўлсин) вужудга келади. Бу электр майдонда зарядга таъсир этувчи куч ( $qE_x$ ). Лорентц кучига тескари йўналган. Шунинг учун бу кучлар миқдоран тенгглашганда мувозанат вазияти вужудга келиб, зарядлар оғмасдан ток ташиш вазифасини бажараверади. Мувозанат вазиятида пластинканинг ўнг ва чап қирралари орасида вужудга келган потенциаллар фарқи ( $\Delta\phi_x$ ) ни Холл потенциаллар фарқи деб аташ одат тусига кирган.

Холл потенциаллар фарқини топиш учун индукцияси  $B$  бўлган магнит майдонда  $u$  тезлик билан ҳаракат қилаётган  $q$  зарядга таъсир этувчи Лорентц кучи ва  $q$  зарядга кучланганлиги  $E_x$  бўлган Холл электр майдони томонидан таъсир этувчи кучлар модулларини тенглаштирамиз, яъни

$$quB = qE_x.$$

бундан

$$E_x = uB$$

эканлигини топамиз.

Потенциаллар фарқи вужудга келган пластина қирралари орасидаги масофани  $d$  деб белгиласак,

$$\Delta\phi_x = E_x d = uBd \quad (7.20)$$

бўлади. Бундаги  $u$  ўрнига ток зичлиги ифодаси ( $j = qnu$ ) дан топиладиган

$$u = \frac{j}{qn}$$

қийматни қўйиб

$$\Delta\phi_x = \frac{1}{qn} jBd \quad (7.21)$$

муносабатни ҳосил қиласиз. Бу ифодадаги

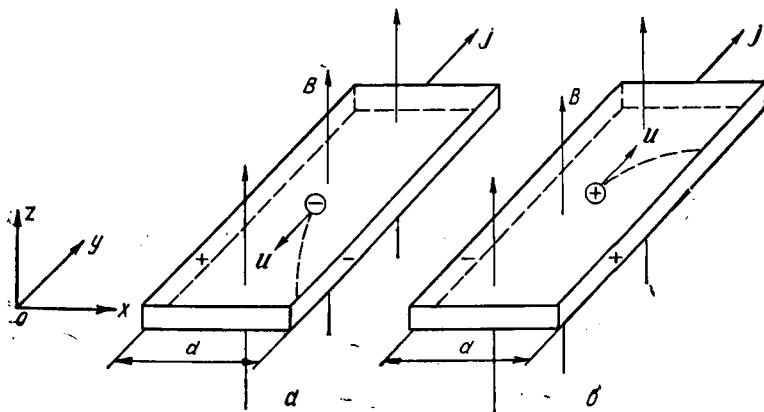
$$R = \frac{1}{qn} \quad (7.22)$$

да пунктир чизиқ билан тасвиrlанган) спиралсімөн шаклда ёйилиб боради ва ниҳоят зарра камера деворига яқынлашади. Бу ерда махсус қурилма орқали зарралар ташқарига чиқарилади.

7.7-расмда магнитогидродинамик генератор (МГДГ) нинг схематик түзилиши тасвиrlанган. Ёниш камераси ( $K$ ) да юксак даражада ионлашган газ — плазма электродлар ( $\mathcal{E}_1$  ва  $\mathcal{E}_2$ ) оралиғида ҳаракатланиши борасида магнит майдоннинг таъсирига учрайди ва ўз йўналишини ўзгартиради. Мусбат ионлар  $\mathcal{E}_1$  электродга, манфий ионлар  $\mathcal{E}_2$  электродга урилиб уларни мос равишда зарядланишига сабабчи бўлади. Электродларга ташқи нагружка (бирор  $R$  қаршилик) уланса, занжир бўйлаб электр ток оқа бошлайди.

### 5-§. Холл эффиқти

1880 йилда Э. Холл томонидан аниқланган бу эффиқтинг моҳияти қўйидагидан иборат: металл ёки ярим ўтказгичдан ясалган пластинкани (7.8-расм) магнит майдонга шундай жойлаштирайликки бунда магнит майдоннинг йўналиши  $Oz$  ўқига, пластинкадан ўтәётган токнинг йўналиши эса  $Oy$  ўқига мос бўлсин. У ҳолда ток ҳосил қилаётган зарядларга Лорентц кучи таъсир қилиб, уларни  $Ox$  йўналишида оғдиради. Агар ток ташувчилар манфий зарядли варралар бўлса, улар  $j$  га тескари йўналишда ҳаракат қилинганиклиари учун пластинканинг ўнг қирраси томонига қараб оғади. Натижада ўнг қиррада ортиқча манфий заряд

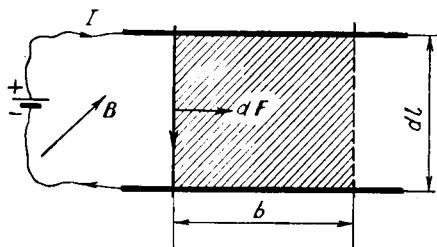


7.8- расм

Холл доимийси деб аталади. Холл доимийси пластинка материалы боғлиқ. У баъзи моддалар учун мусбат, баъзилари учун эса манфий қийматга эга бўлади.

#### 6-§. Токли ўтказгични ва токли контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш

$dl$  узунликдаги токли ўтказгич бир жинсли магнит майдонда эркин кўча олиш имконига эга бўлсин. Бундай тажрибани амалга ошириш учун икки металл стерженни (7.9-расм) ток манбаига улайлик. Стерженлар устига кўндаланг қилиб жойлаштирилган  $dl$  узунликдаги ўтказгичдан контур-



7.9- расм

нинг қўзғалувчи қисми сифатида фойдаланиш мумкин. Бу токли ўтказгичга чизма текислигига перпендикуляр равишда йўналган магнит майдон томо идан таъсир этувчи Ампер кучининг қиймати

$$dF = IBdl \quad (7.23)$$

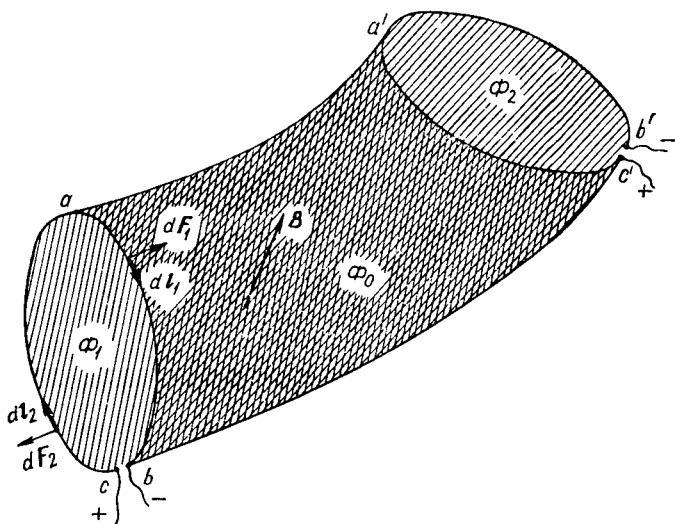
бўлади. Бу кучнинг йўналиши  $dl$  элементнинг кўчиш йўналиши билан мос тушганлиги учун бажарилган иш

$$dA = dF \cdot b = IBdl \cdot b \quad (7.24)$$

7.9-расмдан кўринишича,  $dl$  элементнинг  $b$  масофага кўчиши туфайли контурнинг юзи  $dS = dl \cdot b$  га ортади. Шунинг учун (7.24) ни қўйнаги кўринишида ёзиш мумкин:

$$dA = IBdS = Id\Phi. \quad (7.25)$$

Бу ифодадаги  $d\Phi$  — контур юзининг  $dS$  ўзгариши туфайли контур юзини тешиб ўтаётган магнит оқимнинг ўзгаришидир. Бошқача айтганда, контурнинг қўзғалувчи  $dl$  элементи кўчиш давомида кесиб ўтган магнит оқимдир.



7.10- расм

Энди (7.25) дан фойдаланиб токли контурни бутунла-  
йича кўчиришда бажариладиган ишни ҳисоблайлик.

7.10-расмда тасвирланган токли берк контур ( $abca$ ) чиз-  
ма текислигига кўчаётган бўлсин. Магнит майдон индук-  
цияси чизиқлари чизма текислигига перпендикуляр равишда  
йўналган.  $abca$  берк контурни ҳаёлан  $ab$  ва  $ca$  ўтказгич-  
ларга ажратайлик. Зеро токли берк контурни магнит майдонда  
кўчиришда бажарилган иш ( $dA$ ) мазкур контур тар-  
кибий қисмлари —  $ab$  ва  $ca$  токли ўтказгичларни кўчиришда  
бажарилган  $dA_1$  ва  $dA_2$  ларнинг йиғиндиси тарзида аниқ-  
ланиши мумкин:

$$dA = dA_1 + dA_2. \quad (7.26)$$

Контурнинг  $ab$  қисмидаги ток элементларига таъсир  
этувчи кучлар (7.10-расмда  $dI_1$  га магнит майдон томони-  
дан таъсир этувчи  $dF_1$  кучга қ.) ва  $db$  нинг кўчирилиш  
йўналишлари орасидаги бурчак ўтири бўлганлиги учун  $dA_1$   
иш мусбат, унинг қиймати, (7.25) га асосан, контурдан  
ўтаётган ток кучи билан кўчирилиш жараёнида  $ab$  ўтказ-  
гич кесиб ўтадиган магнит оқим (бу оқим  $aa'c'ba$  юз ор-  
қали ўтувчи  $d\Phi_0$  ва  $a'b'c'a'$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_1$  магнит  
оқимларнинг йиғиндисидир) кўпайтмасига тенг.

$$dA_1 = I(d\Phi_0 + d\Phi_1) \quad (7.27)$$

Контурнинг *са* қисмидаги ток элементларига таъсир этувчи күчлар (7.10-расмдаги  $dl_2$  га магнит майдон томонидан таъсир этувчи  $dF_2$  күчга қ.) ва *са* нинг кўчирилиш йўналишлари орасидаги бурчак ўтмас бўлганлиги учун  $dA_2$  иш манфий, унинг қиймати эса  $I$  ток билан кўчирилиш давомида *са* ўтказгич кесиб ўтадиган магнит оқим (бу оқим  $abc$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_1$  ва  $aa'c'ba$  юз орқали ўтувчи  $d\Phi_0$  магнит оқимларининг йиғиндисидир) кўпайтмасига тенг:

$$dA_2 = -I(d\Phi_0 + d\Phi_1) \quad (7.28)$$

(7.27) ва (7.28) лар асосида (7.26) ни қўйидагicha ёза оламиз:

$$dA = I(d\Phi_2 - d\Phi_1). \quad (7.29)$$

Демак, магнит майдонда токли берк контурни кўчиришда бажарилган иш шу контурдан ўтаётган ток кучи ( $I$ ) билан контур юзи орқали ўтувчи магнит оқим ўзгаруви ( $d\Phi_2 - d\Phi_1$ ) нинг кўпайтмасига тенг.

(7.29) муносабат ихтиёрий шаклдаги токли берк контурнинг ҳар қандай магнит майдондаги турли кўчишлари учун ҳам ўринили.

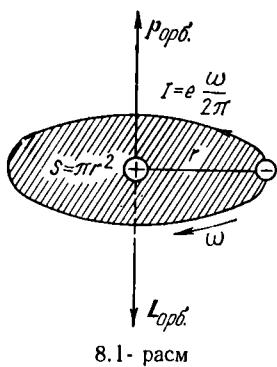
## VIII БОБ МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

### 1-§. Модданинг магнитланиши

Олдинги параграфларда вакуумдаги магнит майдонларни текширидик. Агар магнит майдонга бирор модда олиб кирсан, бу модда магнитланишиб хусусий магнит майдон  $B'$  ни вужудга келтиради. Шунинг учун текширилаётган моддадаги натижавий магнит майдон индукцияси  $B$  ташқи майдон индукцияси  $B_0$  ва модданинг хусусий майдон индукцияси  $B'$  нинг вектор йиғиндисидан иборат бўлади:

$$B = B_0 + B'. \quad (8.1)$$

Кўпинча,  $B'$  ни ички майдон индукцияси деб ҳам аталади. Ҳозирги вақтда ҳамма моддий жисмлар ташқи магнит майдон таъсирида озроқ ёки кўпроқ магнитланиши исботланган. Шу сабабли моддаларнинг магнит хусусиятларини ўрганар эканмиз, барча моддалар учун «магнетик» деган терминни ишлатамиз. Магнетикларнинг хоссалари улар-



8.1- расм

$\frac{\omega}{2\pi}$  марта айлангаётган электроннинг бу ҳаракати ток кучи

$$I = e \frac{\omega}{2\pi} \quad (8.2)$$

бўлган айланма токка эквивалентdir (токнинг йўналиши электроннинг ҳаракат йўналишига тескарилигини унумтманг). Бундай микро айланма ток магнит моментининг модули қўйидагича топилади:

$$p_{orb} = I \cdot S = e \frac{\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2} \quad (8.3)$$

Бу магнит момент электроннинг орбита бўйлаб ҳаракати туфайли вужудга келаётганлиги учун уни **орбитал магнит момент** деб атадик ва бошқа магнит моментлардан фарқ қилиш учун  $p_{orb}$  деб белгиладик.

$r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракат қилаётган электрон қиймати

$$L_{orb} = mvr = m\omega r^2 \quad (8.4)$$

га тенг бўлган орбитал механик моментга ҳам эга бўлади. Бу ифодада  $m$  — электроннинг массаси. Орбитал механик моментнинг йўналиши орбита текислигига перпендикуляр бўлиб, электроннинг айланниш йўналиши билан ўнг винт қоидаси асосида боғланган. Демак,  $p_{orb}$  ва  $L_{orb}$  ларнинг йўналишлари қарама-қарши. (8.3) нинг (8.4) га нисбати **электроннинг орбитал гиромагнит нисбати** дейилади ва  $\Gamma_{orb}$  деб белгиланади:

$$\Gamma_{orb} = \frac{p_{orb}}{L_{orb}} = \frac{e}{2m}. \quad (8.5)$$

нинг атомлари таркибида мавжуд бўлган элементар зарралар-электронлар, протонлар ва нейтронлар билан аниқланиши лозим. Ҳақиқатан, атом мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида берк орбиталар бўйлаб ҳаракат қилувчи электронлардан иборат. 8.1-расмда  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган электрон тасвирланган. Бу электроннинг бурчак тезлиги  $\omega = \frac{v}{r}$  бўлади. Демак,

1 секунд давомида ядро атрофида

Орбитал гиромагнит нисбат орбита радиусига боғлиқ әмас. Умуман,  $\Gamma_{\text{орб}}$  эллиптик орбиталар учун ҳам ўринли.

Орбитал механик моментдан ташқари электрон хусусий механик момент — спин ( $L_{\text{сп}}$ ) га, ҳамда унга мос равишда хусусий магнит момент ( $p_{\text{сп}}$ ) га ҳам эга. Электрон спинининг абсолют қиймати қуидаги ифода билан аниқланади:

$$L_{\text{сп}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \hbar, \quad (8.6)$$

бу ерда  $\hbar$  — Планк доимийси бўлиб, унинг қиймати  $1,05 \cdot 10^{-34}$  Ж·с га тенг.

Электрон хусусий магнит моментининг (одатда, спин магнит момент деб юргизилади) абсолют қиймати эса

$$p_{\text{сп}} = \sqrt{3} \frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{3} \mu_B \quad (8.7)$$

ифода билан аниқланади.

Бу ифодадаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{Тл}} \quad (8.8)$$

— Бор магнетони деб аталади. Электроннинг спин гиромагнит нисбати

$$\Gamma_{\text{сп}} = \frac{p_{\text{сп}}}{L_{\text{сп}}} = \frac{e}{m} \quad (8.9)$$

орбитал гиромагнит нисбатдан иккى марта катта.

Шуни ҳам қайд қиласайликки, спин тушунчасининг киритилишига «электрон — ўзининг хусусий ўқи атрофида айланувчи шарча» деб тасаввур қилиниши сабаб бўлган. Шунинг учун ҳам электроннинг хусусий механик моментини спин (инглизча «to spin» — айланмоқ) деб аталган. Электрон зарядланган зарра бўлганлиги учун унинг айланиши натижасида айланма электр ток вужудга келади. Бу эса спин магнит моментининг вужудга келишига сабабчи бўлади, деб тушунтирилган. Кейинчалик, спиннинг бундай модели нотўғрилиги аниқланди. Ҳозирги вақтда электрон (8.6) ва (8.7) ифодалар билан аниқланувчи хусусий механик ва магнит моментларга эга эканлиги исбот қилинган. Бу катталиклар, худди электроннинг зарди ва массаси каби унинг ажралмас хусусиятларидир. Бошқача айтганда, заряд, масса, спин ва спин магнит момент электронни характерловчи катталиклардир. Электрон спинининг ажойиб хусусияти шундан иборатки, у магнит майдонда фақат икки йўналишга эга бўлади:

1. Магнит индукция вектори  $\mathbf{B}$  га параллел. Бу ҳолда спин ва спин магнит моментларнинг  $\mathbf{B}$  йўналишига проекциялари, мос равишда,

$$(L_{\text{сп}})_B = + \frac{1}{2} \hbar, \quad (8.10)$$

$$(p_{\text{сп}})_B = - \mu_B \quad (8.11)$$

қийматларга эга бўлади:

2. Магнит индукция вектори  $\mathbf{B}$  га антипараллел. Бу ҳолда

$$(L_{\text{сп}})_B = - \frac{1}{2} \hbar. \quad (8.11)$$

$$(p_{\text{сп}})_B = + \mu_B. \quad (8.13)$$

Атом ядросипинг таркибидаги протон ва нейтронларнинг магнит моментлари электроннинг спин магнит моментаидан тахминан минг марта кичик бўлганлиги учун, атомнинг магнит моменти атом таркибидаги электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг вектор ийғиндисидан иборат деб ҳисоблаш мумкин, яъни

$$\mathbf{p}_{\text{ат}} = \sum \mathbf{p}_{\text{орб}} + \sum \mathbf{p}_{\text{сп}}. \quad (8.14)$$

Ташқи магнит майдон таъсирига учрамаган магнетик атомларнинг магнит моментлари тартибсиз йўналган. Шу сабабли магнетик парчасиининг йигинди магнит моменти нолга тенг бўлади. Ташқи майдон айрим атомлар магнит моментларининг йўналишларини тартибга солади (ташқи майдон таъсирида вужудга келадиган жараёнларнинг тафсилоти билан кейинроқ танишамиз), натижада магнетик бирор натижавий магнит моментга эга бўлиб қолади, яъни магнитланади. Ташқи майдон таъсирида магнетиклар турлича магнитланадилар. Магнетикларнинг магнитланганлик даражасини характерлаш учун магнитланиш вектори  $\mathbf{J}$  дан фойдаланилади:

$$\mathbf{J} = \frac{\Delta \mathbf{p}_{\text{ат}}}{\Delta V} \quad (8.15)$$

бунда  $\Delta V$  — магнетикнинг магнитланиш вектори аниқланадётган нуқтаси атрофидаги элементар ҳажм.

Бир жинсли магнитланган магнетик учун магнитланиш вектори бирлик ҳажмдаги атсомлар магнит моментларининг вектор ийғиндисига тенг.

СИ да магнитланиш векторининг бирлиги —

$$[J] = \frac{[\rho_{\text{ат}}]}{[V]} = \frac{A \cdot M^2}{m^3} = \frac{A}{m},$$

ўлчамлиги эса  $L^{-1} I$ .

## 2- §. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси

Магнетиклардаги магнит майдонни ўрганишда икки хил ток билан иш тутамиз. Токларнинг биринчи тури — ўтказувчанлик токидир. Уни макроток деб атайдик. Бу ток учун одатдаги белгилашни, яъни  $I$  ни сақлаб қоламиз. Иккунчи ток эса микроток деб аталиб, бу ток магнетикнинг атомлари, ионлари ва молекулаларидағи электронларнинг ҳаракати туфайли мавжуддир. Микроток учун  $I_m$  белгини ишлатайдик.

Вакуумда магнит майдон фақат макротоклар туфайли вужудга келади. Шунинг учун  $B$  векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси (6.18) ифода билан аниқланиб, у контур ўраб олган барча токларнинг (макротокларнинг) алгебраик йигиндисини  $\mu_0$  га кўпайтмасига тенг эди. Магнетикдаги магнит майдон эса ҳам макротоклар  $I$  туфайли вужудга келади. Шунинг учун магнетикдаги натижавий майдон индукцияси  $B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси олинаётганда контур ўраб олган барча макротокларни ҳам, микротокларни ҳам ҳисобга олиш керак, яъни:

$$\oint B_l dl = \oint (B_o + B')_l dl = \mu_0 (\sum I + \sum I_m). \quad (8.16)$$

Моддадаги магнит майдон учун тўлиқ ток қонуни деб атавчи бу ифодадаги иккинчи йигинди, яъни микротокларнинг йигиндиси магнетикнинг магнитланиш вектори билан қўйидагича боғланган:

$$\sum I_m = \oint J_l dl. \quad (8.17)$$

(8.16) ифодани  $\mu_0$  га тақсимлаб, (8.17) дан фойдалансак:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint B_l dl = \sum I + \oint J_l dl$$

ёки

$$\oint \left( \frac{B}{\mu_0} - J \right)_l dl = \sum I. \quad (8.18)$$

Бу ифодада

$$\frac{B}{\mu_0} - I = H \quad (8.19)$$

белгилаш киритсак, (8.18) қүйидаги күренишга келади:

$$\oint_H dl = \sum I \quad (8.20)$$

(8.19) ифода билан аниқланувчи  $H$  вектор магниттің майдонын күчланғанлық вектори дейилади. (8.20) дан күренишича  $H$  векторнинг ихтиёрий берк контур бүйича циркуляциясы шу контур ўраб олган барча макротокларнинг алгебраик йиғиндиcига тенг.

Вакуумда  $I = 0$  бўлғанлиги учун, (8.19) қүйидаги күренишга келади:

$$H = \frac{B_0}{\mu_0} \quad (8.21)$$

Бундан, вакуумдаги магниттің майдоннинг күчланғанлық вектори магниттің индукция вектори билан бир хил иўналадиган, лекин ундан  $\mu_0$  марта фарқ қиласадиган вектордир, деган холоса келиб чиқади.

(8.21) ифодадан фойдаланиб ва (7.11) ни ҳисобга олган ҳолда магниттің майдон күчланғанлигининг ўлчов бирлигини аниқлаш мумкин:

$$[H] = \frac{[B_0]}{[\mu_0]} = \frac{\frac{H}{A \cdot m}}{\frac{H}{A^2}} = \frac{A}{m}$$

$\mu_0$  нинг соң қиймати  $4\pi \cdot 10^{-7}$  га тенг. Шунинг учун магниттің майдон күчланғанлигининг бирлиги сиғатида вакуумдаги магниттің майдон шундай нуқтасининг күчланғанлиги олиниши керак-ки, бу нуқтада магниттің индукция  $B_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Тл бўлиши керак. Бошқача қилиб айтганда, вакуумдаги магниттің майдон бирор нуқтасининг күчланғанлиги  $1 \frac{A}{m}$  бўлса, унинг индукцияси  $B_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Тл бўлади. Узун соленоид ичидаги магниттің майдон күчланғанлигининг қийматини (8.21) ва (6.22) лардан фойдаланиб чиқарайлик:

$$H = \frac{\mu_0 n I}{\mu_0} = n_0 I. \quad (8.22)$$

СИ да  $H$  бирлигининг таърифи мазкур муносабатга асосланган: текис тақсимланган ўрамларидан  $1/n_0$  ампер ток кучи

ўтадиган (бу ерда  $n_0$  — соленоиднинг 1 м тр узунлигидаги ўрамлар сони) узун соленоид марказидаги магнит майдон кучланганлиги — 1 ампер тақсим метр  $\left(\frac{A}{m}\right)$  дир.

Магнит майдон кучланганлигининг ўлчамлиги —  $L^{-1}I$ .

### 3- §. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик

Тажрибаларнинг қўрсатишича, изотроп муҳитдан иборат бўлган магнетикнинг ихтиёрий нуқтасидаги  $J$  ва  $H$  векторлар қўйидагича боғланишга эга:

$$J = \kappa_m H, \quad (8.23)$$

бу ифодада  $\kappa_m$  — магнетикнинг магнит хусусиятларини ифодаловчи катталик бўлиб, уни магнит қабул қилувчанлик дейилади

$J$  ва  $H$  ларнинг ўлчов бирликлари бир хил бўлгани учун  $\kappa_m$  ўлчамсиз катталиkdir.  $\kappa_m$  мусбат ва манғий қийматларга. эга бўла олади. Демак, магнитланиш векторининг йўналиши баъзи магнетиклар учун  $H$  нинг йўналишига мос келса, иккинчи хил магнетиклар учун қарама-қарши йўналган бўлади. (8.23) ни (8.19) га қўйсан:

$$H = \frac{B}{\mu_0} - \kappa_m H$$

ёки

$$H = \frac{B}{\mu_0(1 + \kappa_m)}, \quad (8.24)$$

бундаги

$$1 + \kappa_m = \mu \quad (8.25)$$

— муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги дейилади. (8.25) белгилаш асосида (8.24) ифодани қўйидагича ёзиш мумкин:

$$H = \frac{B}{\mu_0\mu}. \quad (8.26)$$

Демак, изотроп муҳитда магнит майдон кучланганлик вектори магнит индукция вектори билан бир хил йўналишга эга модуль жиҳатдан ундан  $\mu_0$  марта кичик бўлади. Магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  ўлчамсиз катталик у магнетикдаги магнит майдон вакуумдагига нисбатан неча марта фарқланишини ифодалайди.

Барча магнетиклар ўзларининг магнит қабул қилувчаникклари инг ишораси ва қийматларига қараб уч синфга бўлиниади:

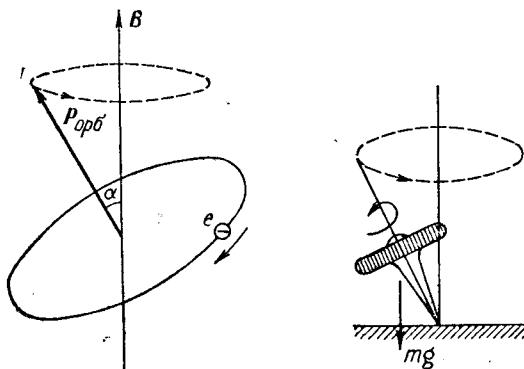
1) *диамагнетикларда*  $\chi_m < 0$  бўлади. Бу синфга оид бўлган моддаларда, масалан, фосфор, селтингугурт, суръма, углерод, симоб, олтин, кумуш, мис каби элементлар сув ва кўпчилик органик бирикмаларда магнит майдон бир оз сусаяди ( $\mu = 1 + \chi_m < 1$ );

2) *парамагнетикларда*  $\chi_m > 0$  бўлади. Бу синфга ки рувчи кислород, азот, алюминий, платина, вольфрам каби элементларда магнит майдон бир оз кучаяди ( $\mu = 1 + \chi_m > 1$ );

3) *ферромагнетикларда*  $\chi_m > 0$  бўлади. Бу синфга ки рувчи темир, никель, кобальт каби металларда ва уларнинг қотишмаларида магнит майдон жуда зўрайиб кетади.

#### 4- §. Диамагнетизм ва парамагнетизм

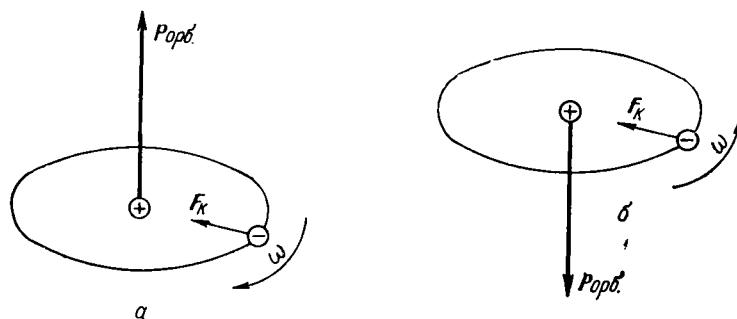
Магнетиклар атомларининг таркибидаги электронларга ташқи магнит майдон қандай таъсир кўрсатади? Бу саволга жавоб бериш учун  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $\omega$  бурчак тезлик билан ядро атрофида айланётган электронга магнит майдоннинг таъсирини текширайлик (8.2- расм). Электронни орбитал ҳаракати туфайли вужудга келаётган токнинг магнит моменти ва ташқи майдон йўналишлари орасидаги бурчак  $\alpha$  бўлсин. Электроннинг магнит майдондаги бу ҳаракати, худди Ернинг тортиш майдонида айланётган пил дироқнинг ҳаракатига ўхшайди. Маълумки, оғирлик кучи ( $mg$ ) таъсирида пилдироқ ўқи (8.3- расм) чизма текислигига



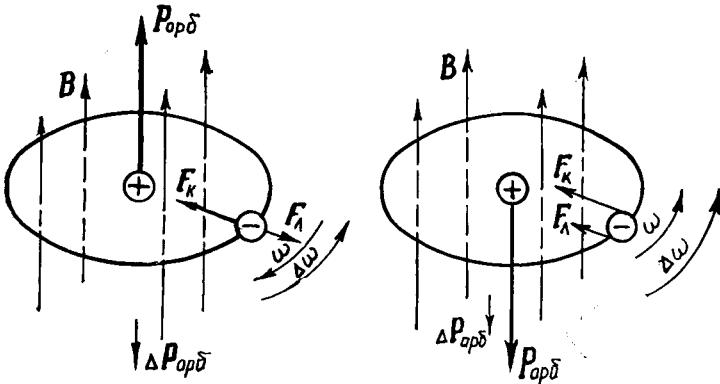
8.2- расм

8.3- расм

паст томонга ҳаракат қилиш ўрнига вертикал йўналиш атрофида айланар эди. Бу ҳаракатни прецессион ҳаракат деб аталган эди. Пилдироқ ўқининг прецессия ҳаракатига сабаб — оғирлик кучи туфайли пилдироққа таъсир этувчи айлантирувчи моментнинг вужудга келиши эди. Худди шунга ўхшашиб, индукияси  $B$  бўлган магнит майдонда орбита бўйлаб ҳаракат қилаётган электронга  $M = (p_{orb} B)$  айлантирувчи момент (7.6- формула га қаранг) таъсир этади. Натижада  $p_{orb}$ -векторнинг индукция вектори  $B$  атрофиди прецессион ҳаракати вужудга келади (8.2- расм). Прецессион ҳаракатнинг йўналиши (расмда стрелка билан кўрсатилган) электроннинг орбитал ҳаракати йўналишига тес кари. Шунинг учун прецессия электроннинг орбитал ҳаракати туфайли вужудга келаётган тоқнинг қийматини бир оз камайтиради. Бу эса ўз навбатида электрон магнит моментининг камайишига сабаб бўлади. Агар электрон расмдагига тескари бўлган йўналишида айланса, унинг магнит моменти  $p_{orb}$  магнит майдон йўналишига қарши йўналган бўлади. Бу ҳолді ташқи майдон электроннинг магнит моментини ошишига сабабчи бўлади. Буни қўйидаги хусусий ҳол устидаги мулоҳазалар асосида осонгина тушуниб олиш мумкин. 8.4- а расмда  $r$  радиусли орбита бўйлаб  $v$  тезлик ( $\omega$  бурчак тезлик) билан соат стрелкасининг ҳаракати тескари йўналишида айланадиган электрон тасвириланган. Бу расмлардан қўринишича, ташқи магнит майдон таъсир этмаганда (ҳар иккала ҳолда ҳам) электронга таъсир этувчи марказга интилма куч — электроннинг ядрога тортилиш Кулон кучидир, яъни  $F_k$  дан иборатdir.



8.4- расм



8.5- расм

Орбита текислигига перпендикуляр равища йүналган магнит майдон туфайли электронга орбита радиуси бүйлаб Лоренц кучи таъсир этади. Биринчи ҳолда (8.5 а-расм)  $F_l$  нинг йўналиши  $F_k$  га тескари, иккинчи ҳолда эса (8.5-б расм)  $F_l$  ва  $F_k$  ларнинг йўналишлари бир хил. Шунинг учун биринчи ҳолда марказга интилма куч камайса (яъни  $F_k - F_l$  га тенг бўлса) иккинчи ҳолда ортади (яъни  $F_k + F_l$  га тенг бўлади).

Иккинчи томондан, марказга интилма кучнинг миқдори электроннинг айланниш частотаси  $\omega$  га тўғри пропорционал. Демак, сиринчи ҳолда электроннинг айланниш частотаси  $\Delta\omega$  га камаяди, иккинчи ҳолда  $\Delta\omega$  га ортади. Бошқача қилиб айтганда, соат стрелкасининг ҳаракати йўналишда айланётган электронга ҳам, унга тескари йўналишда айланётган электронга ҳам расмда тасвирланган йўналишдаги магнит майдоннинг таъсири — соат стрелкасининг ҳаракатига тескари йўналишда  $\Delta\omega$  айланниш частотаси билан ҳарактерланувчи қўшимча ҳаракатни вужудга келтиришдан иборат. Бу қўшимча ҳаракат туфайли электрон қўшимча  $\Delta p_{orb}$  магнит моментга эришади, унинг йўналиши магнит майдон йўналишига тескари бўлади. Бу холосалар фақат бир хусусий ҳол — магнит майдоннинг йўналиши электрон орбитасининг текислигига перпендикуляр бўлган ҳол учунгина эмас, балки 8.2-расмда тасвирланган умумий ҳол учун ҳам ўринлидир. Шундай қилиб, орбита бўйича айланма ҳаракат қилаётган электрон ташки магнит майдон таъсирида  $B$  векторга қарама-қарши йўналган қўшимча магнит момент  $\Delta p_{orb}$  га эришади. Бу ҳодиса *диамагнит* эфект деб аталади.

Диамагнит эфект атомларининг магнит моментлари жолга тенг бўлган моддаларда намоён бўлади. Ташқи магнит майдон бўлмаган тақдирда бундай моддалар атомлари таркибидаги электронларнинг магнит моментлари ўзаро бирбирини компенсациялади. Магнит майдон таъсирида эса диамагнит эфект туғайли атом таркибидаги айрим электронлар эришадиган қўшимча магнит моментларнинг қўшилиши натижасида атомда ташқи майдонга тескари йўналган магнит момент вужудга келади. Бу магнит момент ўзини вужудга келтираётган ташқи майдонни сусайтиради. Шунинг учун бундай моддаларнинг магнит қабул қилувчанлиги манфий бўлади. Бундай моддалар *диамагнетик* деб аталади. Шуни ҳам қайд қилмоқ лозимки, диамагнетикларда майдоннинг сусайиши ниҳоят даражада кам бўлади. Масалан, ёнг кучли диамагнетик ҳисобланган висмут учун  $\kappa_m = 1,4 \cdot 10^{-6}$  га тенг.

*Парамагнит* эфект деб аталувчи ҳодисанинг можияти қўйидагидан иборат: ташқи майдон бўлмаган тақдирда модда атомларининг магнит моменти нольдан фарқ қиласа, магнит майдон бундай модда атомларининг магнит моментларини майдон бўйлаб йўналтиришга ҳаракат қиласи. Иссиқлик ҳаракат эса, аксинча, атомлар магнит моментларининг тартибли жойлашувларини бузишга ҳаракат қиласи. Магнетикнинг температураси қанчалик юқори бўлса, атомлар магнит моментларининг ташқи майдон таъсирида тартибга тушиши шунчалик сурʼоқ бўлади. Демак, парамагнит эфект содир бўладиган моддаларда ташқи магнит майдоннинг кучайиши кузатилади. Лекин бу кучайиш температурага тескари пропорционал бўлади. Бундай моддалар *парамагнетик* деб аталади. Парамагнит моддаларда ҳам диамагнит эфект вужудга келади, лекин унинг ҳиссаси парамагнит эфектга нисбатан анча кичик. Шунинг учун парамагнит моддаларда диамагнит эфект унчалик сезиларли бўлмайди. Парамагнетиклар магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги Кюри қонуни деб юритилувчи қўйидаги формула билан ифодаланади:

$$\kappa_m = \frac{C}{T}, \quad (8.27)$$

бунда  $C$  — айни модда учун константа бўлиб, уни Кюри доимийси дейилади. Жуда паст температуralарда Кюри қонунидан четга чиқиш содир бўлади.

Металлардә атом билан боғлиқ бўлган электронлардан ташқари эркин электронлар ҳам мавжуд. Эркин электрон-

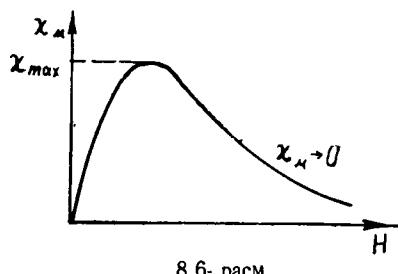
лар магнит майдон таъсирида берк траекториялар бўйича ҳаракат қиласи. Бу эса қўшимча диамагнетизмнинг вужудга келишига сабаб бўлади. Бу диамагнетизмни *Ландау диамагнетизми* дейилади. Иккинчи томондан, эркин электронлар спин магнит моментга эга бўлади. Ташқи магнит майдон таъсирида спин магнит моментлар майдон бўйлаб йўналади. Бунинг натижасида вужудга келувчи қўшимча парамагнетизм *Паули парамагнетизми* дейилади.

## 5- §. Ферромагнетиклар

Магнетиклар ичидаги бир группаси ўзларининг магнит хусусиятлари билан бошқа моддалардан кескин ажralиб туради. Бу магнетикларни *ферромагнетиклар* деб аташ одат бўлган. Бу ном латинча Гегим (темир) деган сўздан келиб чиқкан, чунки ферромагнетиклик хусусиятлари биринчи марта темир ва унинг рудаларида аниқланган. Ферромагнетикларнинг асосий хусусиятлари қўйидагилардан иборат:

1. Ферромагнетикларнинг магнит қабул қиливчанилиги  $\chi_m$  ташқи магнит майдонга боғлиқ,  $\chi_m$  нинг  $H$  га боғлиқлиги шу билан характерланадиги (8.6- расм),  $H$  ортиши билан  $\chi_m$  дастлаб тез суръят билан ўсади. Максимумга эришгач,  $H$  нинг янада ортиши билан  $\chi_m$  қийматининг камайиши кузатилади. Ташқи майдоннинг ниҳоят катта қийматларида эса  $\chi_m$  нолга интилади.

2. Ферромагнетикдаги магнит майдон индукциясининг ташқи майдон кучланганлигига боғлиқ равишда ўзгариши 8.7- расмдаги  $OA$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Шундан кейин  $H$  ни камайтира бошласак, ферромагнетикдаги  $B$  нинг қиймати  $AO$  чизиқ бўйлаб камаймасдан, балки янги  $AB_k$  эгри чизиқ бўйлаб камаяди.  $H = 0$  бўлганда ҳам ферромагнетикдаги магнит майдон йўқолмайди,  $OB_k$  кесма билан ифодаланувчи қолдиқ индукция сақланиб қолади. Бошқача айтган-



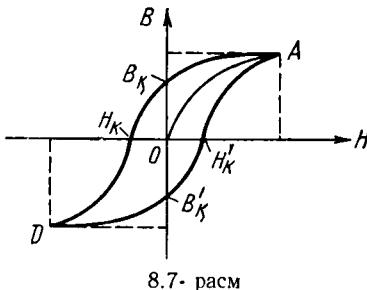
8.6- расм

да, ферромагнетикни магнитловчи ташқи майдон таъсири бутунлай түхтатилганда ҳам ферромагнетикдаги магнитланиш векторининг қиймати нолдан фарқли бўлади. Бу қийматни, одатда қолдиқ магнитланиш деб ҳам аталади. Қолдиқ индукция  $B_k$  ни йўқотиш учун магнитловчи майдон  $H$  нинг йўналишини тескари томонга ўзгаришиш керак.  $H = H_k$  да қолдиқ индукция бутунлай йўқолади.  $H_k$  нинг қиймати (расмда  $OH_k$  кесма билан ифодаланган) коэрцитив куч дейилади. Тескари йўналищдаги магнитловчи майдон  $H$  янада орттирилганда ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси  $B$  ҳам тескари йўналишда  $H_k D$  эгри чизиқ бўйлаб ортиб боради. Шундан кейин магнитловчи майдонни янада ўзгаришиш натижасида  $B$  нинг  $H$  га боғлиқлиги  $DB'_k H'_k A$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Кўриниб турибдики, ферромагнетикдаги магнит майдон индукцияси  $B$  нинг қиймати магнитловчи ташқи майдон  $H$  нинг ўзгаришига монанд равишда ўзгармасдан, балки ферромагнетик бундан олдинги пайларда магнит майдоннинг таъсирига учраганилигига ҳам боғлиқ. Бу ҳодисани *магнит гистерезис* деб аталади («гистерезис» — кечикиш, орқада қолиш деган маънени англатади).  $B$  нинг  $H$  га боғлиқлигини ифодаловчи  $ADA$  ёпиқ чизиқ эса *гистерезис сиртмоғи* деб аталади. Шундай қилиб, ферромагнетиклар қолдиқ магнитланишга эга бўлади.

3. Ҳар бир ферромагнетик *Кюри нуқтаси* ( $T_k$ ) деб аталган аниқ бир температурада ўзининг ферромагнетиклик хусусиятларини йўқотади. Темир учун  $T_k$  нинг қиймати 1043 К, никель учун эса 631 К га teng.  $T_k$  дан юқори температуralарда ферромагнетик оддий парамагнетикка айланади ва магнит қабул қилувчанлигининг температурага боғлиқлиги:

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_k} \quad (8.28)$$

формула билан ифодаланади. Бу формуланинг (8.27) га ўхшашибги бор, фақат «келиб чиқиши ферромагнит бўлган парамагнетик» учун температура тушунчаси 0 К дан эмас. балки  $T_k$  дан бошланиши лозим.



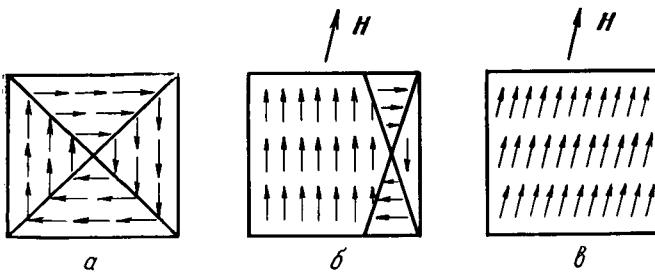
8.7- расм

## 6-§. Ферромагнетизмнинг табиати

Нима учун олдинги параграфда баён этилган ферромагнетикларнинг хусусиятлари бошқа магнетикларда содир бўлмайди? Бошқача айтганда, ферромагнетизмнинг табиати нимадан иборат?

Бу саволларга жавоб қидиришда баъзи тажрибалар натижаларига мурожаат этайлик: 1) Ферромагнетикларнинг яққол вакили темирнинг газсимон ҳолатдаги атомларидаги ферромагнетик хусусиятлари эмас, балки диамагнетиклик ёки кучсизгина парамагнетиклик хусусиятлари кузатилади. Демак, ферромагнетизм фақат қаттиқ ҳолатдаги темирнинг яъни темир кристалининг хусусиятидир; 2) Ферромагнит элементлар атомларининг магнит моментларини ўлчаш натижасида, уларнинг қиймати парамагнит элементлар атомларининг магнит моментларидан деярли фарқ қиласлиги аниқланди. Ниҳоят кучли майдонларда парамагнетик жуда оз магнитланади, ферромагнетик эса унчалик кучли бўлмаган магнит майдонларда ҳам катта магнитланишига эришади. Демак, ферромагнетизмнинг табиатини парамагнит эфект туғайли тушунтириб бўлмайди; 3) Эйнштейн ва де Гааз ҳамда Иоффе ва Капица томонидан ўтказилган тажрибаларда ферромагнит жисмлар учун механик ва магнит моментлар орасида боғланиш мавжудлиги аниқланди. Бу тажрибаларда топилган гиромагнит нисбатнинг қиймати электроннинг орбитал гиромагнит нисбати  $\Gamma_{orb}$  дан икки марта катта бўлиб чиқди. Тажриба натижасини тушунтириш учун спин тушунчаси киритилди. Ҳақиқатан, тажрибаларда топилган қиймат электроннинг спин гиромагнит нисбати  $\Gamma_{sp}$  га тенг. Бундан, ферромагнетикларнинг магнит хусусиятлари бу моддалар таркибидаги электронларнинг орбитал магнит моменти билан эмас, балки спин магнит моменти билан боғлиқ бўлса керак, деган хуносага келиш мумкин.

Кейинчалик, квант механикасининг ривожланиши натижасида ферромагнетизм табиатини тушунтирувчи назария яратилди. Шу назариянинг осослари билан танишайлик. Ферромагнит кристалининг панжарасидаги атомлар ўзаро бирбири билан жуда кучли таъсиралашади. Бу таъсиралашув, асосан, четки қобиқдаги электронлар орқали содир бўлади. Кристаллдаги қўшни атомларнинг электрон қобиқлари бирбирининг ичига кириб боради, натижада атомлар ёир-ёри билан электронлар алмашиш имкониятига эга бўлади. Бу таъсиралашув натижасида вужудга келадиган ўзаро алмашинувчи кучлар туфайли электронларнинг спин магнит мо-



8.8- расм

ментлари ўзаро параллел жойлашади. Натижада ферромагнетик ичидә шундай соҳачалар мавжуд бўладики, бу соҳачалардаги спин магнит моментлар ўз-ўзидан (спонтан равища) бир томонга йўналган бўлади. Бу соҳачаларни **доменлар** деб аталади. Доменларнинг ўлчамлари  $10^{-3} - 10^{-4}$  см чамасида бўлади. Турли доменларнинг магнит моментлари турлича йўналган бўлиб, ташқи магнит майдон бўлмаган ҳолда ферромагнит парчасидаги барча доменлар магнит моментларининг вектор йиғиндиси нолга teng бўлади (8.8- а расмга қаранг). Шунинг учун ҳар бир домендаги магнитланиш жуда кучли бўлишига қарамасдан ферромагнетик парчаси магнитланмаган бўлади.

Энди ташқи магнит майдоннинг ферромагнетикка таъсири билан танишайлик. Ташқи майдон кучланганлиги унчалик катта бўлмагандан, доменлар чегараларининг силжиши содир бўлади. Бунда магнит моментларининг йўналишлари ташқи майдон йўналишига яқинроқ бўлган доменлар бошқа доменлар ҳисобига катталашади (8.8- б расмга қаранг).

Ташқи магнит майдонни орттирисак, доменлар чегарасининг ўзгаришидан ташқари доменларнинг шундай бурилиши содир бўладики, натижада доменларнинг магнит моментлари ташқи майдон бўйлаб йўналиб қолади (8.8- в расмга қаранг). Бу вазияти **магнитланишининг техник тўйиниши** деб аталади. Техник тўйиниши содир бўлгач, магнит майдоннинг янада ортиши натижасида магнитланишнинг бир оз ортиши кузатилади. Бу процессни **парапроцесс** деб аталади. Техник тўйиниш процессида кристаллдаги барча доменларнинг магнит моментлари ташқи майдон йўналишида жойлашиб қолган бўлса, парапроцесс қандай сабаблар туфайли вужудга келади?

8.8- в расмда схематик тарзда тасвирланган техник түйиниш ҳақиқиүй манзаранинг биринчи яқинлашишдаги тасвиридир, чунки ҳар бир домендаги барча спин магнит моментларнинг мутлақ бир томонга йўналиши, яъни домендаги спонтан магнитланишнинг максимал қийматга эришиши фақат О К дагина содир бўлади. Ҳақиқатан, О К дан фарқли температураларда иссиқлик ҳаракат энергияси нолга teng бўлмайди. Шунинг учун иссиқлик ҳаракат энергиясининг «бузувчилик» таъсири туфайли доменлар ичидаги баъзи спин магнит моментлар ташқи майдон йўналишига антипараллель йўналиб қолади (спин магнит момент ташқи магнит майдонда фақат икки йўналишни, яъни параллел ёки антипараллел йўналишни эгаллаши мумкинлигини эсланг). Демак, О К дан фарқли температураларда доменинг натижавий магнит моменти, яъни спонтан магнитланиши максимал қиймат (түйиниш) га эришмайди. Температура ортган сари иссиқлик ҳаракатнинг «бузувчилик» таъсири янада кучаяди. Температура  $T_k$  (Кюри нуқтаси) га teng бўлганда доменларнинг спонтан магнитланиши бутунлай йўқолади. Бошчача айтганда, ҳар бир домен ичидаги параллел ва антипараллел спинлар сони тенглашиб қолади.

Кучли ташқи магнит майдон иссиқлик ҳаракатнинг «бузувчилик» таъсирини камайтиради:  $H$  га антипараллел бўлган баъзи спин магнит моментлар параллел йўналишни эгаллайди, бу эса магнитланишнинг янада ортишига сабабчи бўлади. Ташқи магнит майдон сусайганда юқорида қайд қилинган процесслар қисман қайтмас бўлганликлари учун гистерезис ҳодисаси, ташқи майдон таъсири бутунлай тўхатилигандан эса қолдиқ магнитланиш кузатилади.

Магнитланиш жараённида моддаларнинг шакли ва ўлчамлари ўзгаради. Бу ҳодиса *магнитострикция* деб аталади. Ферромагнетикларда магнитострикция бошقا магнетикларга нисбатан сезиларли даражада бўлади. Жисмининг нисбий узайиши  $\lambda = \Delta l/l$  магнитострикция доимийси дейилади, унинг қиймати унчалик катта эмас. Масалан, никель учун  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Табиатда бир группа моддалар бор эканки, уларни *антиферромагнетиклар* деб аталади. Бу моддаларнинг кристалл панжарасини бир-бирининг орасига кирган иккита панжаранинг йигиндиси деб тасавур қилиш мумкин. Ҳар бир панжара таркибидаги ионларнинг спинлари параллел жойлашган бўлади. Лекин биринчи ва иккинчи панжаранинг спинлари қарама-қарши бўлади. Шунинг учун ташқи майдон таъсир этмаган антиферромагнетикнинг умумий магнит моменти нолга teng. Ташқи майдон таъсирида бир қисм спин-

лар йўналишини ўзгартириши натижасида антиферромагнетикнинг магнитланиши содир бўлади. Антиферромагнетикларнинг хусусиятлари бирор температурадан юқори температураларда йўқолади. Бу температурани антиферромагнетикнинг Кюри нуқтаси деб аталади. Агар антиферромагнетикнинг айрим (яъни бир-бирининг орасига кирган биринчи ва иккинчи) панжараларининг магнит моментлари тенг бўлмаса, антиферромагнетикнинг умумий магнит моменти нольдан фарқли бўлиб, унинг қиймати ферромагнетик магнит моментининг, қийматига яқинлашиб қолади. Бундай моддаларни ферромагнетиклар ёки оддийгина *ферритлар* деб аталади. Ферритлар яримўтказгичлар бўлиб, уларнинг солиштирма электр қаршиликлари металл ферромагнетикларнига қараганда анча катт бўлади. Масалан, темирнинг солиштирма қаршилиги  $8.5 \cdot 10^{-8}$  Ом·м бўлса, ферритларнинг солиштирма қаршилиги  $10^4$  дан  $10^7$  Ом·м гача ўзгаради. Ўзларининг бу хусусиятлари туфайли ферритлар ҳозир техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда.

## IX БОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

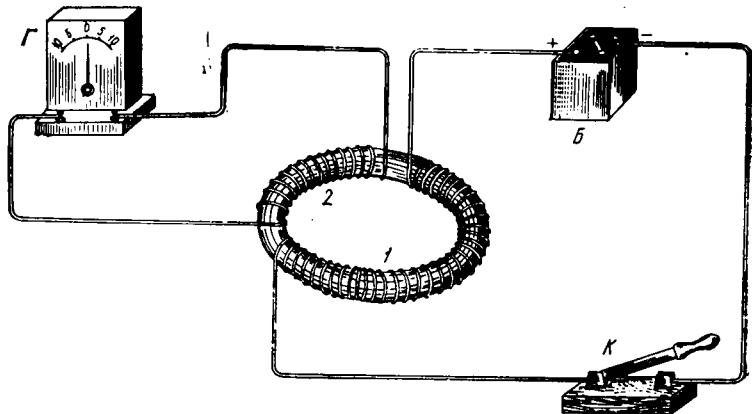
### 1- §. Электромагнит индукция ҳодисаси

Эрстед электр ток магнит майдонни вужудга келтиришини аниқлагандан сўнг, кўпчилик олимлар «тескари» эфектни қидира бошлашди, яъни магнит майдон электр токни вужудга келтирмасмикан, деган саволга жавоб қидира бошлашди.

Бу саволга ўн йил давом этган изланишлардан сўнг Фарадей жавоб топди. Фарадей тажрибасида қўлланилган қурилманинг схемаси 9.1- расмда тасвирланган.

Бир-биридан изоляцияланган икки ўрам сим олинган. Биринчи ўрамни калит (*K*) орқали ўзгармас ток манбаи (*B*) га уланади. Иккинчи ўрамнинг учлари эса гальванометр (*G*) га уланган. Биринчи ўрамдан ўтаётган ток кучи ўзгармаганда иккинчи ўрамда ҳеч қандай ток вужудга келмаган. Лекин биринчи ўрамни ток манбаига улаш ва узиш вақтида иккинчи ўрамда қисқа муддатли электр ток қайд килингани. Фарадей бу токни *индукцион ток* деб атади.

Электромагнит индукция деб аталган ҳодиса биринчи марта шу усулда кузатилган эди. Кейинчалик, Фарадей электромагнит индукция ҳодисасини турли вариантлардаги тажрибаларда ҳам амалга оширди. Масалан, биринчи ўрам-

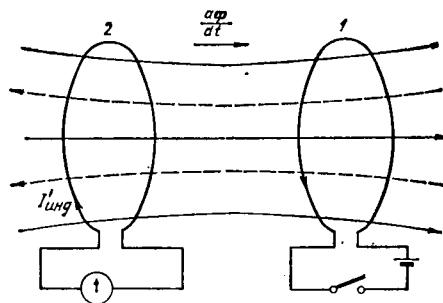


9.1- расм

дан ўтаётган ток кучини реостат ёрдамида ўзгартыриш, ўрамларни бир-бирига нисбатан ҳаракат қилдириш, ўрамларни бир-бирига нисбатан буриш орқали ҳам электромагнит индукция ҳодисасини кузатиш мумкин бўлди. Бундан ташқари Фарадей биринчи ўрам ўрнига узун стержень шаклидаги доимий магнитдан ҳам фойдаланди. Доимий магнитни ғалтак (ўрам) ичидаги ҳаракатлантирганда ўрам учларига уланган гальванометр индукцион ток вужудга келганиниг қайд қилган. Фарадей ўз тажрибаларини таҳлил қилиб қуидаги холосага келди. *Берк контур билан чегараланган юзни кесиб ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши* (бу ўзгариш қандай усул билан амалга оширилишидан қатъи назар) *натижасида контурда индукцион ток вужудга келади.*

Токнинг қиймати магнит оқимнинг ўзгариш тезлиги  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ.

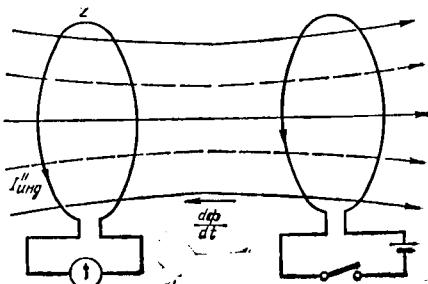
Индукцион ток йўналишининг бу токни вужудга келтирувчи сабабга, яъни магнит оқимнинг ўзгаришига боғлиқлигини Ленц текширди ва қуйидаги қоидани аниқлади: *индукцион ток шундай йўналган бўладики, унинг хусусий магнит оқими бу токни вужудга келтираётган* (*индукцияловчи*) *магнит оқимнинг ўзгаришига тўсқинлик қиласи*. Бу қонун Ленц қоидаси деб аталади. Фарадейнинг тажрибасидаги индукцион ток йўналишини бу қоида асосида таҳлил қилайлик. Биринчи ўрамни, манбага улаш жараёнида



9.2- расм

ток кучининг қиймати нолдан  $I$  гача ортиб боради (9.2- расмга қаранг). Шунинг учун уланиш вақтида магнит оқимнинг ўзгариши 0 дан  $\Phi$  гача ортиб борищдан иборат. Бу ҳолда магнит оқимнинг орттирмаси  $d\Phi$  мусбат қийматга эга бўлганлиги учун, одатда  $\frac{d\Phi}{dt}$  нинг йўналишини  $\Phi$  нинг йўналиши (расмдаги узлуксиз чизиқлар) билан бир хил деб қаралади. Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индукцион ток ( $I'_{инд}$ ) нинг йўналиши шундай бўлар эканки, бу ток туфайли вужудга келаётган магнит оқим ( $\Phi'_{инд}$ ) нинг йўналиши (расмдаги пункттир чизиқлар) биринчи ўрамдаги ток вужудга келтираётган магнит оқимга қарши йўналган бўлади.

Энди, биринчи ўрамни манбадан узиш жараёнини кўрайлик (9.3- расмга қаранг). Бунда ток кучи  $I$  дан 0 гача камаяди. Шунинг учун узилиш вақтида магнит оқим  $\Phi$  дан 0 гача камаяди. Бу ҳолда магнит оқимнинг орттирмаси манфий бўлгани учун,  $\frac{d\Phi}{dt}$  ва  $\Phi$  йўналишлари тескаридир. Иккинчи ўрамда вужудга келаётган индукцион ток ( $I''_{инд}$ ) нинг йўналиши шундай бўладики, бу ток вужудга келтираётган магнит оқим ( $\Phi_{инд}$ ) биринчи ўрамдаги ток туфайли вужудга келган магнит оқимнинг камайишини



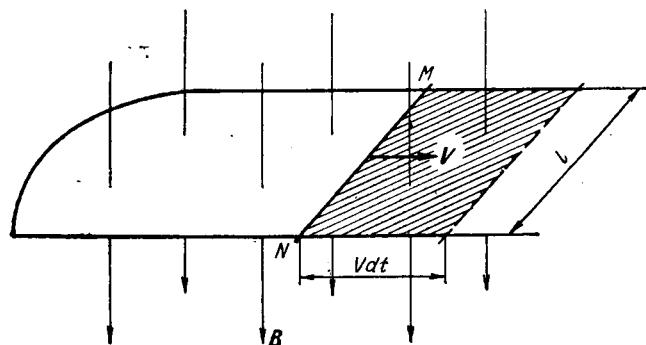
9.3- расм

тўлдиришга ҳаракат қиласи, яъни  $\Phi''_{\text{инд}}$  ва  $\Phi$  бир томонга йўналган бўлади.

Демак, иккала ҳолда ҳам индукцион ток туфайли вужудга келган хусусий магнит оқимлар ( $\Phi'_{\text{инд}}$  ва  $\Phi''_{\text{инд}}$ ) индукцион токнинг вужудга қелишига сабабчи бўлаётган  $\frac{\rho\Phi}{pt}$  ларга қарши йўналган. Шунинг учун Ленц қоидасини мазмунан юқоридаги таърифга зид бўлмаган, лекин қуидаги қулайроқ шаклда таърифлаш ҳам мумкин: *Берк контурда ҳосил бўлган индукцион ток шундай йўналганки, индукцияловчи магнит оқим кўпаяёшганда индукцион токнинг хусусий магнит оқими уни камайтиришига ва аксинча, камаяётганда уни кўпайтиришига интилади.*

## 2- §. Индукция электр юритувчи кучи

Электромагнит индукция ҳодисаси туфайли бирор берк контурда электр ток қайд қилинаётганини, шу контурда индукция электр юритувчи кучи таъсири этаётганинидан да-лолат беради. Индукция электр юритувчи кучининг вужудга қелиши билан танишайлик. Олдин бир хусусий ҳолни қараб чиқамиз. Йўналиши ва катталиги ўзгармас бўлган магнит майдонда бирор берк контур жойлашган бўлсин (9. 4- расм). Контурни тешиб ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши контур билан чегараланган юзнинг ўзгариши туфайли, яъни контур бирор қисмининг ҳаракати туфайли содир бўлаётган бўлсин.



9.4- расм

Агар контурнинг қўзғалувчи қисми ҳаракат қилмаса, электромагнит индукция ҳодисаси рўй бермайди. Демак, ушбу текширилаётган ҳолда индукция электр юритувчи кучи контур қўзғалувчи қисмининг ҳаракати туфайли, аниқроқ айтганда, магнит индукция чизикларини кесиб ўтиши туфайли вужудга келади, дейишими мумкин. Шунинг учун

узунлиги  $l$  бўлган ўтказгичнинг магнит майдонда  $v$  тезлик билан ҳаракатланишини текширайлик (9.5-расм). Магнит майдон ўтказгич ҳаракатланаётган текисликка перпендикуляр бўлсин. Ўтказгич билан биргаликда унинг таркибидағи эркин электронлар ҳам  $v$  тезлик билан ҳаракатланади. Шунинг учун бу электронларга Лорентц кучи таъсир этади:

$$F_L = evB. \quad (9.1)$$

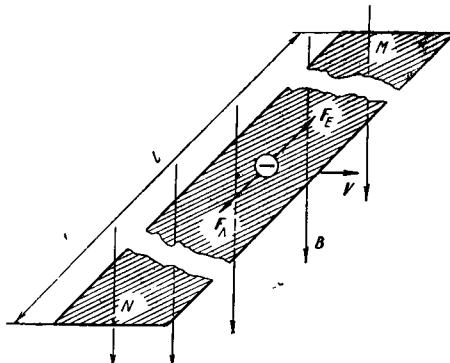
Лорентц кучи таъсирида электронлар ўтказгичнинг  $M$  учидан  $N$  учи томон силжиди. Бу эса ўтказгичнинг  $M$  учида электронларнинг етишмаслигига, яъни мусбат зарядланишига ва  $N$  учида ортиқча электронларнинг тўпланишига, яъни манфий зарядланишига сабабчи бўлади. Натижада кучланганилиги

$$E = \frac{\Phi_M - \Phi_N}{l} \quad (9.2)$$

бўлган электр майдон вужудга келади. (9.2) да  $\Phi_M$  ва  $\Phi_N$  лар мос равишда ўтказгичнинг  $M$  ва  $N$  учларининг потенциаллари. Бу майдон туфайли электронларга миқдори

$$F_E = eE \quad (9.3)$$

бўлган электр куч таъсир этади. Электр ва Лорентц кучларининг йўналишлари қарама-қарши. Шунинг учун уларнинг миқдорлари тенглашганда мувозанат вазияти вужудга келади, яъни:



9.5- расм

$$eE = -evB,$$

бундан

$$E = -vB. \quad (9.4)$$

(9.2) ва (9.4) ларни таққослаш натижасида

$$\Phi_M - \Phi_N = -vBl \quad (9.5)$$

Эканлигини топамиз. Демак, магнит майдондаги контурнинг ҳаракатланувчи қисмими ток манбаи деб қарааш мумкин. Бу ток манбаи электромагнит индукция ҳодисаси туфайли вужудга келганилиги учун, унинг электр юритувчи кучини индукция электр юритувчи кучи деб аталади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -vBl. \quad (9.6)$$

Бу ифодани  $dt$  га кўпайтирайлик ва бўлайлик:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -B \frac{ldt}{dt} = -B \frac{dS}{dt},$$

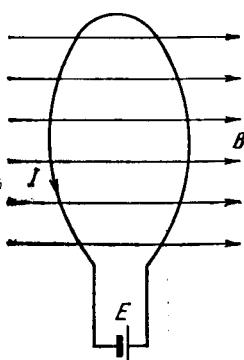
бунда  $dS = ldt$  контур билан чегараланган юзнинг  $dt$  вақт ичидаги ўзгариши. Агар контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимнинг  $dt$  вақт давомидаги ўзгариши  $d\Phi = BdS$  Эканини ҳисобга олсак, индукция электр юритувчи кучи қўйидаги ифода билан аниқланади:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (9.7)$$

Бу ифодадаги минус ишора индукция электр юритувчи кучи ва  $\frac{d\Phi}{dt}$  нинг йўналишилари чап винт қоидаси асосида

боғланганилигини билдиради. (9.7) ифода Фарадей — Максвелл қонуни деб аталади. Демак, Фарадей — Максвелл қонунига асосан индукция электр юритувчи кучи контур юзи орқали ўтаётган магнит оқимнинг ўзгариш тезлиги  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ, холос.

Энди, умумийроқ ҳолни кўрайлик. Магнит майдонда жойлашган ихтиёрий шаклдаги контур электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}$  бўліан манбага уланган бўлсин (9.6-расм). Бу манбанинг  $dt$  вақт ичидаги бажарган тўлиқ иши



9.6- расм

$$dA = \mathcal{E} Idt \quad (9.8)$$

Бўлади. Бу ишнинг бир қисми электр қаршилиги  $R$  бўлган контурдан жоуль иссиқлиги ( $dQ$ ) сифатида ажралиб чиқади:

$$dA_1 = dQ = I^2 R dt. \quad (9.9)$$

Қолган қисми эса магнит майдондаги токли контурни бир вазиятдан иккинчи вазиятга кўчириш учун сарф бўлади. Бунда бажарилган иш (7. 29) га асосан:

$$dA_2 = Id\Phi. \quad (9.10)$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан:

$$dA = dA_1 + dA_2$$

ёки

$$\mathcal{E} Idt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (9.11)$$

Тенгламанинг икки томонини  $Idt$  га бўлсак:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt},$$

бундан

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}. \quad (9.12)$$

Демак, магнит майдонда токли контур вазиятининг ўзгариши бу контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимнинг ўзгаришига сабабчи бўлаётган бўлса, контурда қўшимча электр юритувчи куч пайдо бўлади. Бу электр юритувчи куч — индукция электр юритувчи кучидир:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (9.13)$$

Шундай қилиб, Гельмгольц томонидан энергиянинг сақланиш қонуни асосида топилган индукция электр юритувчи кучнинг ифодаси (9.7) ифода билан бир хил бўлиб чиқди. Шунинг учун Фараадей — Максвелл қонуни контур юзи орқали ўтувчи магнит оқимнинг ҳар қандай ўзгариши учун ўриниладир.

Индукция электр юритувчи кучнинг СИ даги бирлигини топайлик:

$$[\mathcal{E}_{\text{инд}}] = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{B\delta}{c} = \frac{\text{Tл} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$$

Лекин

$$T_L = \frac{H \cdot m}{A \cdot m^2} = \frac{J}{A \cdot m^2} = \frac{A \cdot B \cdot c}{A \cdot m^2} = \frac{B \cdot c}{m^2}.$$

Шунинг учун

$$|\mathcal{E}_{\text{инд}}| = \frac{B \cdot c}{m^2} \cdot \frac{m^2}{c} = B$$

келиб чиқади. Демак, контур юзи орқали ўтувчи магнит оқим 1 Вб/с тезлик билан ўзгарса, контурда вужудга келаётган индукция электр юритувчи кучи 1 В га тенг бўлади.

### 3-§. Ўзиндукия ва ўзароиндукия

Контурдан оқаётган ток кучи ўзгарса, бу ток вужудга келтираётган магнит оқим ўзгаради. Бу ўзгарувчан магнит оқим худди шу контур юзини тешиб ўтгани. Электромагнит индукция ҳодисасининг асосий қонунига асосан, контур юзи орқали ўтаётган магнит оқим ўзгарган барча ҳолларда индукция электр юритувчи кучи вужудга келиши лозим. Шунинг учун контурдан оқаётган ток кучининг ўзариши натижасида худди шу контурнинг ўзида электромагнит индукцияси рўй беради. Бу ҳодисани **ўзиндукия ҳодисаси** дейилади.

Масалан, контурни (фалтакни) ўзгармас ток манбаига улаш ёки узиш вақтида шу контурнинг ўзида ўзиндукия ҳодисаси кузатилади. Ўзгарувчан ток манбаига уланган контурда ҳам ўзиндукия содир бўлади.

Контурдан ўтаётган ток туфайли вужудга келаётган магнит оқим ток кучига пропорционал, яъни:

$$\Phi = LI, \quad (9.14)$$

бу ерда  $L$  — контурнинг индуктивлиги, у контурнинг шакли ва ўлчамлари, ҳамда муҳитнинг магнит сингдирувчанилигига боғлиқ катталилар. Контур жойлашган муҳитнинг магнит сингдирувчанилиги ўзгармаса, айни контурнинг индуктивлиги ҳам ўзгармас катталилар бўлади. СИ да индуктивликнинг бирлиги **генри** ( $\Gamma_n$ ) деб аталади:

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = \Gamma_n.$$

Демак, 1 $\Gamma_n$  шундай электр занжирнинг индуктивлиги, бу занжирдан 1 А ўзгармас ток ўтганида вужудга келадиган магнит оқим 1 Вб бўлади. Индуктивликнинг ўлчамлиги  $L^2 M T^{-2} I^{-2}$ .

Мисол тариқасида, узунлиги  $l$ , ўрамлар сони  $n$  бўлган соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблайлик. Агар соленоид етарлича узун бўлса, унинг ичидаги магнит майдон индукцияси  $B = \mu_0\mu I \cdot \frac{n}{l}$  га teng. Соленоиднинг ҳар бир ўрами орқали ўтаётган магнит оқим  $\Phi = B \cdot S$  бўлганлиги учун соленоиднинг барча  $n$  ўрами орқали ўтувчи тўла оқим

$$\Phi_c = n\Phi = n\mu_0\mu I \frac{n}{l} S = \mu_0\mu \frac{n^2}{l} S \cdot I$$

га teng бўлади. Бу ифодани (9.14) билан таққослаш натижасидә соленоиднинг индуктивлиги

$$L_c = \mu_0\mu \frac{n^2}{l} S \quad (9.15)$$

иғода билан аниқлананиши топамиз.

Ўзиндукия электр юритувчи кучининг қийматини топиш учун, Фарадей — Максвелл қонунига асосан, (9.14) дан вақт бўйича ҳосила олиш керак. Контурнинг индуктивлиги ўзгармас бўлган ҳол учун ўзиндукия электр юритувчи кучи

$$\mathcal{E}_{\text{ўзинд}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - L \frac{dI}{dt}$$

иғода билан аниқланади.

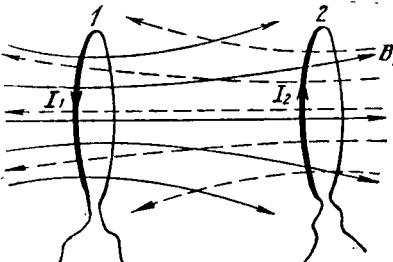
Демак, индуктивлиги 1 генри бўлган контурдан ўтаётган ток кучи 1 секундда 1 амперга ўзгарса, контурда 1 вольт ўзиндукия электр юритувчи кучи вужудга келади.

Иккита контур олайлик (9.7-расм). Биринчи контурдан оқаётган ток кучининг  $dI_1$  га ўзгаруви иккинчи контур юзини кесиб ўтаётган магнит оқимни

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \quad (9.16)$$

га ўзгартиради. Бу эса ўз навбатида иккинчи контурда

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_{21}}{dt} = - L_{21} \frac{dI_1}{dt} \quad (9.17)$$



9.7- расм

индукция электр юритувчи кучини вужудга келтиради. Худди шунингдек, иккинчи контурдан оқаётган ток кучининг

$dI_2$  га ўзгариши туфайли биринчи контур юзини кесиб ўтадиган магнит оқим

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_2 \quad (9. 18)$$

га ўзгаради. Натижада биринчи контурда

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt} \quad (9. 19)$$

индукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Мазкур ҳодиса, яъни контурлардан бири орқали ўтадиган ток кучининг ўзгариши натижасида иккинчи контурда индукция электр юритувчи кучининг вужудга келиши ўзаро индукция деб,  $L_{12}$  ва  $L_{21}$  лар контурларнинг ўзаро индуктивлиги деб аталади. Тажрибаларда ҳам, назарий йўл билан ҳам

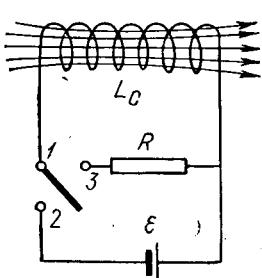
$$L_{12} = L_{21}$$

эканлиги исбот этилган. Контурларнинг ўзаро индуктивлиги контурларнинг геометрик шакли, ўлчамлари ва уларнинг бир-бирига нисбатан вазиятига, ҳамда контурларни ўраб турган мухитнинг магнит сингдирувчанинг боғлиқ ёлади.

Ўзаро индуктивликнинг ўлчов бирлиги, худди индуктивликники каби, генри ( $\text{Гн}$ ) дир.

#### 4-§. Магнит майдон энергияси

Магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун схемаси 9.8-расмда тасвирланган занжирдан фойдаланайлик. Қалит билан 1 ва 2 клеммаларни туташтирасак, электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}$  бўлган ток манбайи ва индуктивлиги  $L_c$  бўлган соленоиддан иборат занжир вужудга келади. Бу занжирдан ўтадиган ток кучи 7 бўлганда соленоид ичидаги магнит майдон индукцияси



9.8- расм

$$B = \mu_0 \mu I \frac{n}{l} \quad (9. 20)$$

ифода билан аниқланар эди. Бунда  $n$  — соленоиддаги ўрамлар сони,  $l$  — соленоиднинг узунлиги.

Агар 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узиб 1 ва 3 клеммаларни уласак, индуктивлик  $L_c$  ва актив қаршилик  $R$  дан иборат берк контур вужудга келади. Ток манбани занжирдан ажратиш процессида (1 ва 2 контактни узиш) ўз-

индукция электр юритувчи кучи ( $\mathcal{E}_{\text{ызинд}}$ ) бирор чекли вақт давомида  $L_c$  ва  $R$  дан иборат берк контурда  $I$  дан  $0$  гача камайиб борувчи токнинг оқиб туришини таъминлади. Бу ток туфайли  $dt$  вақт ичидаги бажарилган иш

$$dA = \mathcal{E}_{\text{ызинд}} I \cdot dt = - \frac{d\Phi_c}{dt} Idt = - Id\Phi_c \quad (9.21)$$

га тенг. Лекин соленоиддан ўтувчи тўла оқимнинг ўзгариши  $d\Phi_c = L_c dI$  бўлганлиги учун

$$dA = - L_c IdI. \quad (9.22)$$

Бу ифодани ток кучининг ўзгариш чегараларида, яъни  $I$  дан  $0$  гача бўлган интервалда интегралласак, занжирни узиш вақтида йўқолган магнит майдони энергияси ҳисобига бажарилган ишни, яъни жоуль иссиқлигига айланган энергияни топамиш:

$$A = \int_0^0 dA = - \int_0^0 L_c IdI = \frac{L_c I^2}{2}. \quad (9.23)$$

Бу иш бажарилганда соленоид билан боғлиқ бўлган магнит майдони йўқолади. Демак, магнит майдони энергияси

$$W_m = \frac{L_c I^2}{2} \quad (9.24)$$

ифода билан аниқланиши лозим. Бу ифодадаги соленоиднинг индуктивлиги  $L_c$  ўрнига унинг (9.15) ифода билан аниқланувчи қийматини ва  $I$  ўрнига (9.20) дан топиладиган

$$I = \frac{Bl}{\mu_0 \mu n}$$

қийматни қўйсак:

$$W_m = \mu_0 \mu \cdot \frac{n^2 S}{2l} \left( \frac{B \cdot l}{\mu_0 \mu n} \right)^2 = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} S \cdot l = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V. \quad (9.25)$$

Етарлича узун соленоиднинг магнит майдони фақат соленоид ичидаги  $V = Sl$  ҳажмда мужасамлашган деб ҳисоблаши мумкин. Шунинг учун (9.25) ифодани соленоид ҳажми  $V$  га бўлсан, бирлик ҳажмга мос келувчи магнит майдон энергиясининг ифодаси келиб чиқади:

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \quad (9.26)$$

Бу ифодани, одатда, магнит майдон энергиясининг зичлиги деб аталади. Магнит майдон индукцияси ва кучланганлиги ўзаро

$$B = \mu_0 \mu H$$

ифода орқали боғланганлиги учун магнит майдон энергияси зичлигини аниқловчи (9.26) ифода қўйидаги кўринишларда ҳам ёзилиши мумкин:

$$w_u = \frac{B \cdot H}{2} \quad (9.27)$$

ёки

$$w_u = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} . \quad (9.28)$$

### 5-§. Уюрмавий электр майдон. Уюрмавий токлар

Электромагнит индукция ҳодисасининг бир хусусий ҳолини кўрайлик. Контур қўзғалмас бўлсин. Контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи магнит оқимнинг ўзгариши вақт давомида ўзгарувчан магнит майдон туфайли содир бўлсин. Умуман, магнит майдон индукцияси  $B$  вақт ва координатанинг функциясидир. Контур қўзғалмас бўлганлиги учун (яъни контурни бирор саноқ системадаги ўрнини белгиловчи координаталар вақт ўтиши билан ўзгармас бўлганлиги учун) магнит майдоннинг ўзгариши магнит индукция векторидан вақт бўйича олинган ҳосила  $\frac{\partial B}{\partial t}$  орқали характерланади. Шунинг учун кўрилаётган ҳолда контурда вужудга келаётган индукцион электр юритувчи куч ҳам  $\frac{\partial B}{\partial t}$  орқали ифодаланиши мумкин. Ҳақиқатан, контур юзи  $S$  дан ўтувчи  $\Phi$  магнит оқим магнит майдон индукцияси ( $B$ ) орқали

$$\Phi = \int_S B_n dS$$

шаклда ифодаланишидан фойдаланиб, индукцион электр юритувчи кучнинг ифодасини қўйидагича ёза оламиз:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \int_S B_n dS = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS . \quad (9.29)$$

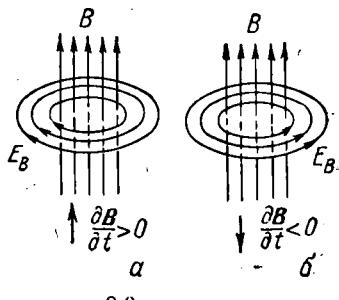
Иккинчи томондан, магнит майдон фақат қўзғалувчи зарядларгагина таъсир қиласр эди. Биз текшираётган ҳолда контур қўзғалмас бўлганлиги учун контур таркибидаги ток ташувчиларга (контур ўтказгичдан ясалган ҳолда ток ташувчилар — электронлардир) магнит кучлари таъсири этмайди. Лекин ўтказгичдан ясалган контурда электр юритувчи кучнинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг ичидаги унинг эркин электронларини маълум йўналиш бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этувчи куч вужудга келганлигидан далолат беради.

Демак, магнит майдоннинг ўзгаршии натижасида фазода индукцион электр майдон вужудга келади ва у ўтказгичдаги эркин электронларни тартибли ҳаракатга келтиради, деган холосага келамиз. Бу майдон кучланганлик вектори  $E_B$  нинг берк контур бўйича циркуляцияси шу контурда вужудга келаётган индукция электр юритувчи кучига тенг, яъни:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \oint_l (E_B)_l dt. \quad (9.30)$$

Бу ифода ўзгарувчан магнит майдон туфайли вужудга келаётган электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари қўзғалмас заряд электр майдонининг кучланганлик чизиқларидан фарқли равишда, берк эканлигидан далолат беради. Ҷошқача айтганда, индукцион электр майдон, худди магнит майдон сингари, уюрмавий характерга эга бўлади.  $E_B$  чизиқлари  $\frac{\partial B}{\partial t}$  билан чап винт қоидаси асосида боғланган (9.9-а ва б расмларга қаранг). Шунинг учун, одатда, бу майдонни уюрмавий электр майдон дейилади. Шуни ҳам қайд қиласрликки, уюрмавий электр майдон фазонинг ўрганилаётган қисмida контур бўлиши ёки бўлмаслигидан қатъи назар вужудга келаверади. Лекин бу майдоннинг ҳосил бўлиши учун ўзгарувчан магнит майдон бўлиши шарт. Фазонинг айни қисмida контур жойлашган бўлса, у вужудга келган уюрмавий электр майдоннинг мавжудлигини сезишга ёрдам беради, холос.

(9.29) ва (9.30) ифодаларни таққослаш натижасида қуидаги муносабатни оламиз:



9.9- расм

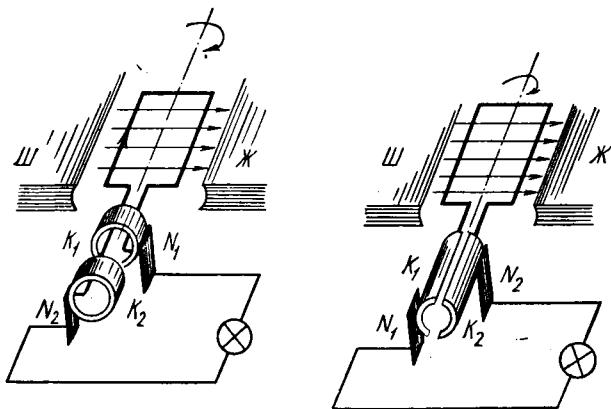
$$\oint_l (\mathbf{E}_B)_l dl = - \int_S \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS. \quad (9.31)$$

Шундай қилиб, ўзгарувчи магнит майдон туфайли вужудга келган уюрмавий электр майдон кучланганлигининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси магнит индукция векторининг вақт давомида ўзгаришини характерловчи  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  векторининг шу контурга тирадган ихтиёрий сирт орқали оқимининг тескари ишора билан олинган қийматига тенг бўлади.

Фазонинг уюрмавий электр майдон мавжуд бўлган қисмига яхлит ўтказгич парчаси жойлаштирилганда ҳам уюрмавий токлар пайдо бўлади. Бундай уюрмавий токлар уларни текширган олим шарафида *Фуко токлари* деб ҳам аталади. Яхлит ўтказгичнинг қаршилиги кичик бўлганлиги учун *Фуко токлари* ниҳоят катта қийматларга эришиши мумкин. Бу эса ўтказгичларнинг қизишига сабабчи бўлади (жоуль иссиқлиги ток кучининг квадратига пропорционал эди!). *Фуко токларининг* иссиқлик таъсиридан электрометаллургияда металларни эритишда фойдаланилади. Бунинг учун индукцион печканинг ўрами юқори частотали ўзгарувчан ток манбаига уланади. Ўрам ичига жойлашган металл ёхуд қотишмада вужудга келган Фуко токларининг иссиқлик таъсири ҳатто қийин эрйидиган қотишмаларни эритиш учун ҳам етарли бўлади. Бироқ *Фуко токлари* таъсирида ўтказгичларнинг қизиши кўп ҳолларда зарар келтиради. Масалан, ўрамларидан ўзгарувчан ток ўтадиган ғалтак ичидаги ферромагнетик ўзакларнинг қизиши трансформаторлар, турли хилдаги электромагнит аппаратлар ва механизмларнинг фойдали иш коэффициентининг камайишига сабабчи бўлади. Бу зарарнинг олдини олиш учун ўзаклар бир-биридан *Фуко токларининг* йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштириладиган юпқа изоляцияловчи қатламлар билан ажратилган пластинкалардан қатлам-қатлам қилиб ясалади.

Асримизнинг иккинчи ярмидан бошлаб ферромагнетик ўзаклар ўрнида солиштирма қаршилиги катта бўлган ферритларнинг қўлланилиши *Фуко токларининг* иссиқлик таъсирини кескин камайтириш имкониятини берди. Баъзи ферритларнинг қаршилиги шу даражада каттаки, уларда *Фуко токлари* деярли вужудга келмайди.

Ленц қоидасига асосан, *Фуко токлари* шундай йўналган бўладики, уларнинг хусусий магнит майдони *Фуко токларини* вужудга келтираётган сабабга қаршилик кўрсатади. Ма-



9.10- расм

9.11- расм

салан, Фуко токлари ўзгармас магнит майдонда ҳаракатла-наётган яхлит ўтказгичда пайдо бўлаётган бўлсин. Бу ҳолда Фуко токларига ташқи магнит майдон томонидан таъсир этувчи Ампер кучлари яхлит ўтказгичнинг ҳаракатига қаршилик қиласди.

Бу ҳодисадан гальванометр стрелкаларини тезроқ тинчлантириш, яъни мувозанат вазиятига тезроқ қайтариш учун фойдаланилади.

Электромагнит индукцияси ҳодисаси билан танишувимизинг ниҳоясида генераторлар устида қисқача тўхтаб ўтайли. 9. 10-расмда генераторнинг схематик тузилиши тасвирланган. Магнит майдон қўзғалмас магнит ёхуд электромагнит (бу қисмини *статор* деб аталади) туфайли ҳосил қилинади. Генераторнинг қўзғалувчи қисми ўтказгичлар ўрамидан иборат бўлади ва якорь деб аталади. Расмда якорь соддалаштирилиб контур сифатида тасвирланган. Контур (якорь) магнит майдонда айлантирилса, контур юзидан ўтаётган магнит оқим ўзгариши натижасида контурда индукция электр юритувчи кучи вужудга келади. Электр токни ташқи занжирга улаш учун сирпанувчи электр контактни таъминлайдиган ҳалқалар ( $K_1$  ва  $K_2$ ) ва чўткалар ( $N_1$  ва  $N_2$ ) дан фойдаланилади. Бу ҳолда вужудга келаётган токни ўзгарувчан ток дейилади, чунки индукция электр юритувчи кучининг қиймати ва йўналиши ўзгариб туради. Саноатнинг баъзи соҳаларида ўзгармас электр ток талаб этилади. Шу мақсадда ўзгарувчан токни тўғриланади. 9.11-расмда механик тўғриларидан ўзгаришларидаги разницяни көрсатади.

рилаш усули күрсатилган: контур учларини  $K_1$  ва  $K_2$  ярим ҳалқаларга уланади. Контур  $180^\circ$  га бурилганда ток йўналиши тескарисига ўзгаради. Лекин  $N_1$  ва  $N_2$  чўткалар қарама-қарши  $K_2$  ва  $K_1$  ярим ҳалқаларга тегади. Натижада ташки занжирдаги ток ҳамма вақт бир хил йўналишга эга бўлади.

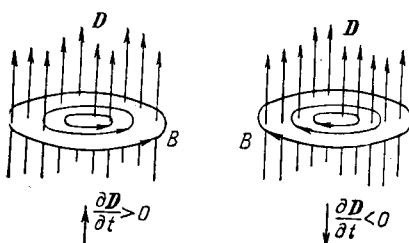
## Х Б О Б

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН УЧУН МАКСВЕЛЛ НАЗАРИЯСИННИГ АСОСЛАРИ

#### 1- §. Магнитоэлектр индукция ҳодисаси силжиш токи

Магнитоэлектр индукция электромагнит индукцияга тескари бўлган ҳодиса. Унинг моҳияти қўйидагидан иборат: фазонинг бирор соҳасидаги электр майдоннинг ҳар қандай ўзгариши туфайли фазонинг шу соҳасида индукцион магнит майдон вужудга келади. Магнит майдон индукцияси чизиқларининг йўналиши шу майдоннинг вужудга келишига сабабчи бўлаётган электр майдон ўзгаришини характерловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши билан ўнг винт қоидаси асосида боғланган.

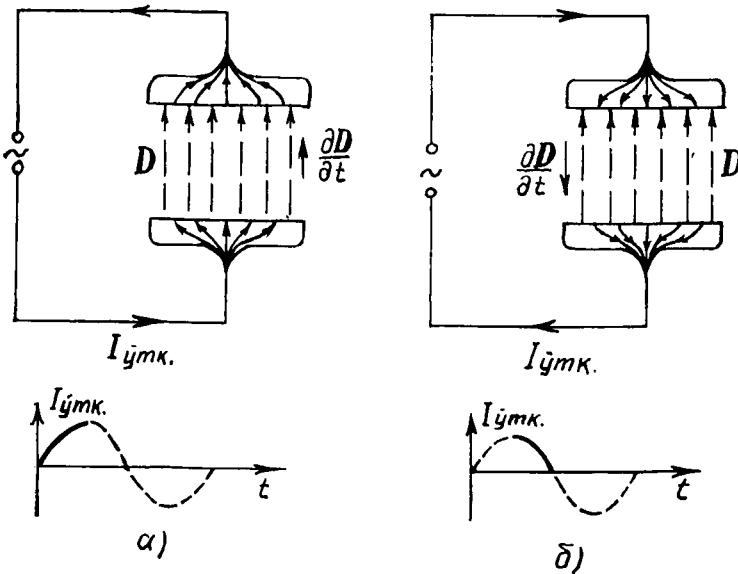
Электр майдон кучайиб бораётган бўлса,  $D$  векторнинг вақт ўтиши билан ўзгаришини характерловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши  $D$  векторнинг йўналиши билан мос бўлади. Аксинча, электр майдон сусаяётган бўлса,  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши  $D$  векторнинг йўналишига қарама-қарши бўлади. Шунинг учун, бу икки ҳолда вужудга келаётган магнит майдон индукцияси чизиқлари (10.1-расмга қаранг) нинг йўналишлари ҳам, ўнг винт қоидасига асосан, бир-бирига тескари бўлади.



10.1- расм

Магнитоэлектр индукция ҳодисасининг мавжудлиги 1863 йилда Максвелл томонидан айтилган гипотезада ўз аксини топди. Электр майдоннинг ўзгариши ва бу ўзгариш туфайли вужудга келаётган магнит майдон орасидаги миқдорий

Боғланишни топиш учун Максвелл *силжиши токи* деб аталаған тушунчаны киритди. Бу тушунча билан танишымақсадида конденсаторлы занжирдан квазистационар ўзгарувчан ток оққанда содир бўлувчи процессларни текширайлик. Электр ток конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи ўтказгичлар орқали ўтади, лекин пластинкалар оралигидаги дисэлектрикдан ўтмайди. Натижада ўзгарувчан токнинг занжир бўйлаб оқиши конденсаторнинг зарядланишлари (10.2-*a* расм) ва разрядланишларидан (10.2-*б* расм) иборат бўлади. Шундай қилиб, ўтказувчанлик токи (занжирнинг ўтказгичдан иборат қисмидан ўтаётган ток) нинг чизиқлари конденсатор пластинкаларининг бир-бирига қараган сиртларида узилиб қолади. Лекин Максвелл бу фикрга қарама-қарши бўлганояни илгари сурди. Унинг фикрича, ҳар қандай ўзгарувчан ток занжирлари ҳам берк бўлади. Фақат занжирнинг ўтказгич бўлмаган қисмларида (биз текшираётган ҳолда конденсатор пластинкалари о алиғида) «силжиши токи» деб аталаған ток «оқади». «Силжиши токи» деган терминнинг келиб чиқиш тарихи қўйидагича: XIX аср охирларида бутун дунёни эгаллаган ва ҳамма жисмлардан ўта оладиган алоҳида бир муҳит мавжуд деб фараз қилинган ва бу муҳитни «эфир» деб аталган. Май-



10.2- расм

донлар, хусусан электр майдон, «эфир» зарраларини мувоза-нат вазиятларидан сиљитади, деган фикр фанда кенг тар-қалган эди. Шунинг учун конденсатор қолламалари оралиғи-да «сиљиш токи» оқади, деб ҳисобланган. Ҳозирги вақтда бу тасаввур бутунлай ўз аксими йўқотган бўлса ҳам, «си-љиш токи» деган термин фанда сақланиб қолди. Лекин бу терминнинг маъноси ўзгача.

Занжирдан ўтаётган токнинг оний қиймати  $I$  бўлсин. Шу моментда конденсатор пластинкалари (пластинка сирти  $S$  га teng) даги зарядлар миқдорини  $q$  деб, уларнинг сирт зичлигини эса  $\sigma = \frac{q}{S}$  деб белгилайлик. У ҳолда конденса-тор пластинкаси ичидаги ўтказувчанлик токи зичлигининг қиймати

$$j_{\text{йтк}} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\sigma}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} \quad (10.1)$$

бўлади.

Иккинчи томондан, шу моментда пластинкалар оралиғи-даги электр майдон кучланганлигининг қиймати

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 e}$$

га тенг. Майдоннинг электр индукцияси эса

$$D = \epsilon_0 e E = \epsilon_0 e \frac{\sigma}{\epsilon_0 e} = \sigma. \quad (10.2)$$

га тенг. Вақт ўтиши билан пластинкалардаги заряднинг сирт зичлиги ўзгаради. Бу эса пластинкалар оралиғидаги электр майдон индукцияси қийматининг ўзгаришига сабабчи бўлади, яъни:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (10.3)$$

Конденсатор зарядланётган вақтда (10.2-*a* расмга қа-ранг) пластинкалар оралиғидаги электр майдон кучайиб боради. Бу вақтда  $\frac{\partial D}{\partial t}$  вектор  $D$  векторга параллел бўлиб, унинг йўналиши занжирдаги ўтказувчанлик токининг йўна-лиши билан бир хил. Аксинча, конденсатор разрядланганда (10.2-*b* расмга қаранг) электр майдон сусайиб боради. Бу вақтда электр индукция векторининг ўзгариш тезлигини ифо-даловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  вектор  $D$  га антипараллел. Лекин бу ҳолда

ҳам  $\frac{\partial D}{\partial t}$  векторнинг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил. Демак, ҳамма вақт  $\frac{\partial D}{\partial t}$  нинг йўналиши ўтказувчанлик токининг йўналиши билан бир хил бўлади. (10.1) ва (10.3) ифодаларни солиштириш эса  $\frac{\partial D}{\partial t}$  нинг ва ўтказувчанлик токи зичлигининг қийматлари ўзаро тенглигини кўрсатади.  $\frac{\partial D}{\partial t}$  нинг бирлиги—

$$\left[ \frac{\partial D}{\partial t} \right] = \frac{K_l}{m^2} \cdot \frac{1}{c} = \frac{A}{m^2}.$$

Бундан,  $\frac{\partial D}{\partial t}$  ҳам ток зичлигининг ўлчов бирлигига ўлчана-ди, деган хуносага келамиз. Бу  $\frac{\partial D}{\partial t}$  катталик, Максвелл гипотезасига асосан, силжиш токининг зичлигидир, яъни:

$$J_{\text{силж.}} = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (10.4)$$

Шундай қилиб, ўзгарувчан ток занжирида ўтказгичлардаи ўтказувчанлик токининг чизиқлари конденсатор пластинкалари оралиғидаги силжии токининг чизиқларига уланиб кетади.

Силжиш токи ҳам, худди ўтказувчанлик токига ўхшаш фазода уюрмавий магнит майдонни вужудга келтиради. Шу тариқа, силжиш токи тушунчасини киритиш билан магнитоэлектр индукция ҳодисасини тушунтиришга эришилди.

## 2- §. Максвелл тенгламалари

Максвелл силжиш токи тушунчасини қўллаб электр ва магнит ҳодисаларнинг ягона назариясини яратишга муваффақ бўлди. Максвелл назариясининг асосини унинг номи билан аталадиган тўртта тенглама ташкил этади.

1. Қўзғалмас заряд  $q$  ўз атрофидаги фазода электр майдон вужудга келтиради. Бу майдон потенциал майдондир. Шунинг учун бу майдон кучланганлик вектори  $E_q$  нинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолга тенг (1.19 формулага қаранг):

$$\oint E_{q,l} dl = 0. \quad (10.5)$$

Электр майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон  $\left(\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0\right)$  мавжуд бўлган барча нуқталарида ҳам вужудга келади. Лекин бу электр майдон қўзғалмас электр зарядлар атрофида вужудга келувчи майдондан фарқли рвишда потенциал майдон эмас, балки уюрмавий электр майдондир. Уюрмавий электр майдон кучланганлиги  $E_B$  нинг чизиқлари доимо берк.  $E_B$  векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси нолдан фарқли (9.31 формулага қаранг):

$$\oint_l E_B dl = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (10.6)$$

Умумий ҳолда электр майдон  $E_q$  ва  $E_B$  майдонларнинг йиғиндинсидан иборат бўлиши мумкин. Шунинг учун натижавий электр майдон кучланганлигини  $E = E_q + E_B$  деб белгилаб, (10.5) ва (10.6) тенгламаларни қўшсак:

$$\oint_l E dl = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (10.7)$$

Бу ифоданинг чап томонидаги интеграл ихтиёрий берк контур бўйича, ўнг томонидаги интеграл эса шу контурга тирадланган ихтиёрий сирт бўйича олинади. (10.7) ифода *Максвеллининг биринчи тенгламаси* деб аталади.

2. Қўзғалмас заряд атрофидаги фазода электр майдон вужудга келади. Лекин бу заряд қўзғаладиган бўлса, яъни заряд ҳаракатланётган бўлса, унинг атрофида магнит майдон вужудга келади. Бошқача айтганда, ҳар қандай электр ток (ўтказувчанлик токи, конвекцион ток, вакуумдаги ток) атрофида магнит майдон мавжуд бўлади. Магнит майдон кучланганлик векторининг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контур ўраб олган барча макроскопик токларнинг алгебраик йигиндинсига teng (8.20 формулага қаранг):

$$\oint_l H_t dl = \sum I = \int_s j_n dS. \quad (10.8)$$

Лекин магнит майдон фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи электр майдон мавжуд бўлган барча соҳаларида ҳам вужудга келади (магнитоэлектр индукция ҳодисасини эсланг). Ўзгарувчан электр майдон индукцияси векторининг ўзгариш тезлигини характерловчи  $\frac{\partial D}{\partial t}$  катталикни силжиш токининг зичлиги  $j_{\text{силж.}}$  деб аталди. Ўзгарувчан электр майдонни ток деб атасимицнинг сабаби шундаки, бу майдон

худди ток каби магнит майдон ҳосил қиласи. Демак, умумий ҳолда магнит майдон ўтказувчанлик токи ва силжиш токи туфайли вужудга келган магнит майдонларнинг йифиндисидан иборат бўлади. Агар ўтказувчанлик токи зичлиги  $j_{\text{ытк.}}$  ва силжиш токи зичлиги  $j_{\text{силж.}} = \frac{\partial D}{\partial t}$  ларнинг йифиндисидан иборат бўлган тўлиқ ток зичлиги  $j_t$  тушунчасидан, яъни

$$j_t = j_{\text{ытк.}} + j_{\text{силж.}} = j_{\text{ытк.}} + \frac{dD}{dt} \quad (10.9)$$

дан фойдалансак, (10.8) ифодани қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\oint_S \phi H_t dl = \int_S \left( j_{\text{ытк.}} + \frac{dD}{dt} \right)_n dS. \quad (10.10)$$

Бу ифода *Максвеллнинг иккинчи тенгламаси* деб аталиб, у магнит майдон кучланганлик вектори  $H$  нинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси шу контурга тираган ихтиёрий  $S$  сиртни тешиб ўтувчи макроскопик ва силжиш токларнинг алгебраик йифиндисига тенглигини кўрсатади.

3. Электр индукция вектори  $D$  нинг ихтиёрий берк сирт орқали оқими шу сирт ичидаги барча эркин зарядларнинг алгебраик йифиндисига тенг:

$$\oint_S \phi D_n dS = \int_V \rho dV, \quad (10.11)$$

бундаги  $\rho$  — берк сирт ичидаги узлусиз радиални зарядларнинг ҳажмий зичлиги. *Максвеллнинг учинчи тенгламаси* деб аталадиган бу тенглама қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган потенциал электр майдон ва ўзгарувчан магнит майдон туфайли вужудга келган уюрмавий электр майдонлар йифиндисидан ташкил топган электр майдон учун ҳам ўринлидир. Ҳақиқатан, уюрмавий электр майдон индукцияси чизиқлари берк бўлганлиги учун улар берк сирт орқали оқимга ҳисса қўшмайди. Аниқрои неча марта сиртни тешиб ташқарига чиқса (оқимга мусбат ҳисса қўшади), шунча марта сирт ичкарисига киради (оқимга манфий ҳисса қўшади). Шунинг учун, уюрмавий электр майдон индукцияси чизиқларининг берк сирт орқали оқими нолга тенг. Натижада умумий майдон индукция векторининг оқими фақат қўзғалмас зарядлар туфайли вужудга келган электр майдон индукция векторининг оқимига тенг бўлади, у эса (2.14-формулага қаранг) берк сирт ичидаги эркин зарядларнинг алгебраик йифиндисига тенг.

4. Магнит майдон қандай усул билан вужудга келтирилганлигидан қатъи назар магнит индукция чизиқлари доимо берк бўлади.

Шунинг учун умумий ҳолда

$$\oint B_n dS = 0 \quad (10.12)$$

бўлади. Бу ифода  $B$  вектор учун Гаусс теоремасидир. Уни *Максвеллинг тўртинчи тенгламаси* деб юритилади.

Бу тўртта тенглама интеграл кўринишдаги Максвелл тенгламалариdir. Максвелл тенгламаларида қатнашаётган катталиклар орасида қўйидаги муносабатлар ўринли (сегнетоэлектрик ва ферромагнетик бўлмаган муҳитлар учун);

$$D = \epsilon_0 \epsilon E, \quad (10.13)$$

$$B = \mu_0 \mu H, \quad (10.14)$$

$$J_{\text{yt}} = \sigma E. \quad (10.15)$$

Мазкур муносабатлардаги  $\epsilon_0$  — электр доимий,  $\mu_0$  — магнит доимий,  $\epsilon$  — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,  $\mu$  — муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги,  $\sigma$  — модданинг солишимтира электр ўтказувчанлиги. Вектор анализдаги Стокс ва Гаусс теоремаларидан фойдаланиб Максвелл тенгламалариниди ҳиференциал кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\text{rot } E = - \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (10.16)$$

$$\text{rot } H = J_{\text{yt}} + \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (10.17)$$

$$\text{div } D = \rho, \quad (10.18)$$

$$\text{div } B = 0. \quad (10.19)$$

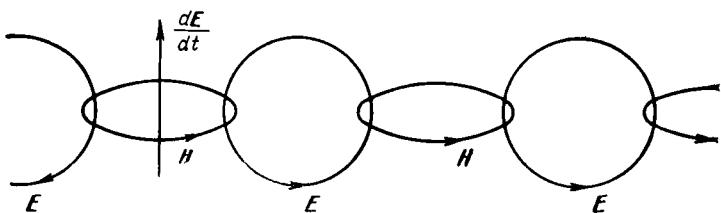
Максвелл тенгламалари Ньютон механикасининг қонунлари, термодинамика бош қонунлари каби катта аҳамиятга эга бўлган табиат қонунлариданdir.

### 3- §. Электромагнит майдон

Максвелл томонидан яратилган электромагнит майдон наварияси икки постулатга асосланади:

1) ўзгарувчан магнит майдон туфайли уюрмавий электр майдон вужудга келади;

2) ўзгарувчан электр майдон туфайли уюрмавий магнит майдон вужудга келади.



10.3- расм

Биринчи постулат электромагнит индукция ҳодисасини, иккинчи постулат эса магнитоэлектр индукция ҳодисасини ифодалайды.

Конденсатор пластинкалари орасыда ўзгарувчан электр майдон вужудга келтирайлик. Юқоридаги постулатларга асосан, бирламчи электр майдон кучайиб бораётган вақтда  $\left(\frac{dE}{dt} > 0\right)$  ўзгарувчан электр майдон кучланғанлик чизиқларини (10.3-расмда вертикаль чизиқ шаклида тасвирланған) вужудга келаётган уюрмавий магнит майдон кучланғанлик чизиқлары концентрик ўраб олган. Вужудга келген ўзгарувчан магнит майдон ўз навбатида уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради. 10.3-расмда бунга **H** чизиқларини концентрик ўраб олган **E** чизиқлари мос келади. Бу электр майдон магнит майдонни, у эса яна электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо. Шу тариқа фазода бир-бирини вужудга келтирувчи электр ва магнит майдонлар кетма-кет содир бўлаверади. Бу майдонлар ўзаро бир-бири билан узвий боғланғанлиги учун умумий майдонни **электромагнит майдон** деб аталади.

Табиатда «соф» электр майдон ёки «соф» магнит майдон содир бўладими? Бу саволга қуйидагича жавоб бериш мумкин: Агар бир саноқ системасидаги кузатувчи қўзғалмас электр заряд туфайли вужудга келаётган электр майдонни қайд қиласа, бу системага нисбатан ҳаракатда бўлган иккинчи саноқ системасидаги кузатувчи учун заряд ҳаракатланадётган бўлади. Шунинг учун иккинчи саноқ системасидаги кузатувчи электр ва магнит майдон мавжудлигини қайд қиласи. Худди шунингдек, биринчи саноқ системасидаги кузатувчи соленоиддан ўзгармас ток ўтиши туфайли вужудга келган ўзгармас магнит майдонни қайд қиласи. Лекин иккинчи кузатувчи ўзгармас ток ўтаётган соленоид ҳаракатланадиганлиги учун фазонинг ҳар бир нуқтасида ўзгарувчан магнит майдон вужудга келаётгандигини ва у, ўз нав-

батида, уюrmавий электр майдонни вужудга келтираётганилигини қайд қилади.

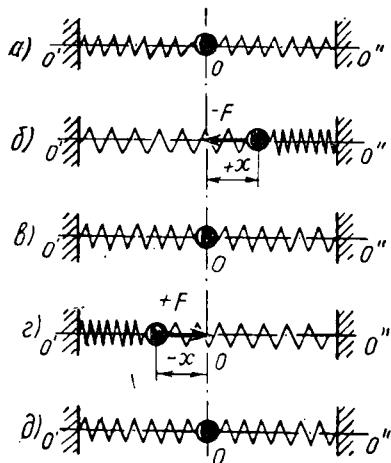
Демак, «соф» майдон тушунчаси нисбий характерга эга. Зеро бирор саноқ системасидаги «соф» электр майдон ёки «соф» магнит майдон бошқа саноқ системаларида электр ва магнит майдонлар йиғиндиси, яъни электромагнит майдон тарзи та намоён бўлади.

## Х I Б О Б ТЕБРДНИШЛАР

### 1- §. Механик тебранишлар

Жисмнинг мувозанат вазиятдан гоҳ бир томонга, гоҳ қарама-қарши томонга ҳаракатланиши даврий равища тақрорланадиган жараён *тебранма ҳаракат* деб аталади. Тебранишларнинг энг оддий тури гармоник тебранишлар бўлиб, у билан қўйидаги тажриба асосида танишайлик. Бикрлиги бир хил бўлган икки пружина орасидаги шарчани стол устига шундай жойлаштирайликки (11.1- расм), шарчани столнинг горизонтал текислигига пружиналарнинг симметрия ўқи (расмдаги  $O' O''$  тўғри чизиқ) бўйлаб ҳаракатлантириш мумкин бўлсин. Даставвал, иккала пружина томонидан шарчага таъсир эттаётган кучлар бир- бирини мувозанатлаётганилиги учун

шарча қўзғалмай  $O$  вазиятда тураверали (11.1-*a* расм). Ташқаридан бирор куч таъсир этмагунча шарча мазкур мувозанат вазиятини тарк этмайди. Шарчани ўнг томонга силжитиб мувозанат вазиятидан чиқарайлик (11.1-*b* расмга қ.). Чапдан ўнг томон йўналган катталикларни мусбат ишора билан, аксинча, ўнгдан чап томон йўналган катталикларни эса манғий ишора билан олишга шартлашиб олайлик. У ҳолда шарчанинг мувозанат вазиятидан ўнг томонга силжишини  $+x$



11.1- расм

деб белгилаймиз. Мазкур вазиятда шарчага пружиналар томонидан таъсир этётган кучлар мувозанати бузилади, яъни ўнг томондаги пружина сиқилған, чап томондагиси эса құзилған бўлади. Шунинг учун иккала пружина томонидан шарчага таъсир этувчи эластиклик кучлари ўнгдан чап томонга қараб йўналган. Юқорида келишиб олинган шартга асосан, бу вазиятда шарчага таъсир этадиган кучни (яъни иккалар пружина томонидан таъсир этувчи умумий кучни) — $F$  деб белгилаймиз. Бу куч таъсирида шарча  $O$  вазият томонга қараб тезланувчан ҳаракат қилади. Шарча  $O$  вазиятга яқинлашган сари унга пружиналар томонидан таъсир этувчи кучнинг қиймати ҳам камайиб боради, чунки чап пружинанинг құзилғанлыги ва ўнг пружинанинг сиқилғанлыги камроқ бўлади. Мувозанат вазиятига етган пайтда (11. 1-в расмга қ.) шарчага иккала гружина томонидан таъсир этувчи кучлар мувознатлашган бўлади, яъни шарчага таъсир этувчи умумий куч нолга teng бўлади. Лекин шарча инерция бўйича ҳаракатини давом эттиради, натижада чап томондаги пружина сиқила бошлайди, ўнг томондаги пружина эса құзила бошлайди. Шунинг учун пружиналарнинг эластиклик кучи, энди шарча ҳаракатига тўсқинлик қила бошлайди. Натижада чап томонга четланған сари шарчанинг тезлиги камайиб боради, яъни ҳаракат секинланувчан бўлади. Шарча —  $x$  масофага силжиғанда (11. 1-в расмга қ.) тезлиги нолга teng бўлиб қолади ва у бир лаҳза тўхтайди. Сўнг  $+F$  куч таъсирида шарча ўнг томонга қараб тезланувчан ҳаракат қилади. Мувозанат вазиятидан ўтади (11. 1-д расм) ва ҳоказо. Шу тариқа шарчанинг мувозанат вазияти атрофида тебраниши давом этаверади.

Тебранма ҳаракат қўйидаги катталиклар ёрдамида ҳарактерланади:

1. Тебранма ҳаракат қиласётган жисмнинг мувозанат вазиятидан четга чиқиши *сигжии* деб, силжишининг максимал қиймати эса силжиш амплитудаси ёки оддийгина, *амплитуда* деб аталади.

2. Жисмнинг битта тўлиқ тебраниши амалга ошиши учун кетган вақт *давр* ( $T$ ) деб аталади. Тебранувчи жисм битта давр ичida тўрт амплитудага teng йўлни босиб ўтади. Агар  $t$  вақт давомида жисм  $n$  марта тебранган бўлса, унинг даври

$$T = \frac{t}{n} \quad (11.1)$$

га teng бўлади.

### 3. Бирлик вақт давомидаги тебранишлар сони

$$v = \frac{1}{T} \quad (11.2)$$

яъни даврга тескари бўлган катталикни частота деб аталади.

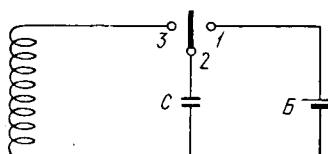
Даврнинг ўлчов бирлиги — секунд (с), частотаники эса герц (Гц) :  $1 \text{ Гц} = 1 \text{ с}^{-1}$ .

Даврнинг ўлчамлиги —  $T$ , частотаники эса  $T^{-1}$ .

### 2- §. Электромагнит тебранишлар

Электромагнит тебранишларни кузатиш учун шундай қурилмадан фойдаланиш лозимки, бунда электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига ва аксинча, магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиш имконига эга бўлсин. Электр майдонни конденсатор қопламалари орасида, магнит майдонни эса соленоид ёрдамида вужудга келтириш қулай. Шунинг учун қурилмани электр сифими  $C$  бўлган конденсатор ва индуктивлиги  $L$  бўлган соленоиддан иборат занжир сифатида тузиш мақсадга мувофиқдир. Бундай занжирни *тебраниши контури* деб аталади.

Электромагнит тебранишлар содир бўлишини актив қаршилиги  $R$  нолга тенг бўлган идеал тебраниши контурида текширайлик. 11. 2- расмда тасвирланган занжирдаги 1 ва 2 клеммаларни улаб конденсаторни батарея  $B$  дан зарядлаймиз. Конденсатор қопламаларида  $q_m$  заряд тўплангач (бунда конденсатордаги кучланишнинг қиймати  $U_m$  га етади), калит ричагини чап томонга буриш ўюли билан 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узуб (бунда конденсатор батареядан ажратилади) 2 ва 3 клеммалар орасида электр контакт ҳосил қиласиз. Натижада конденсатор соленоид ғалтаги орқали разрядлана бошлайди 11. 3- а расмда конденсаторнинг разрядланиши бошланаётган момент тасвирланган. Бу моментда конденсатор қопламалари орасида электр майдон мавжуд ва унинг энергияси ўзининг максимал қийматига эга, яъни



11.2- расм

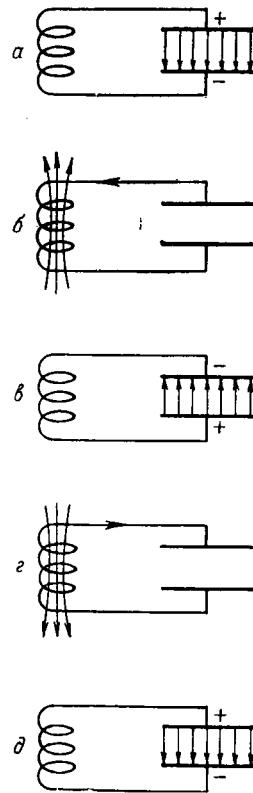
даги конденсатордаги кучланишнинг қиймати  $U_m$  га етади), калит ричагини чап томонга буриш ўюли билан 1 ва 2 клеммалар орасидаги контактни узуб (бунда конденсатор батареядан ажратилади) 2 ва 3 клеммалар орасида электр контакт ҳосил қиласиз. Натижада конденсатор соленоид ғалтаги орқали разрядлана бошлайди 11. 3- а расмда конденсаторнинг разрядланиши бошланаётган момент тасвирланган. Бу моментда конденсатор қопламалари орасида электр майдон мавжуд ва унинг энергияси ўзининг максимал қийматига эга, яъни

$$W_s = \frac{1}{2} \frac{1}{C} q_m^2 \quad (11.3)$$

Селеноид ғалтаги ичида эса айни моментда магнит майдон вужудга келганича йўқ, чунки 2 ва 3 клеммалар эндигина уланди. Шунинг учун бу моментда контурдаги энергия запаси электр майдон энергиясидан иборат бўлади. Конденсатор разрядланиши туфайли ғалтакдан электр ток ўта бошлайди. Натижада ғалтак ичида ва унинг атрофида ўсиб борувчи магнит майдон вужудга кела бошлайди. Магнит майдоннинг ўсиши конденсатор тўлиқ разрядлангунга қадар давом этиб, ғалтакда ўзиндукия электр юритувчи кучини вужудга келишига сабабчи бўлади. Ўзиндукия электр юритувчи кучи ғалтак орқали оқаётган токнинг ўсишига қаршилик кўрсатади, лекин уни тўхтата олмайди. Конденсатор тўлиқ разрядланган моментда (яъни конденсатор қопламалари орасидаги электр майдон бутунлай йўқолганда) ток кучи ўзининг максимал қиймати ( $I_m = \frac{dq_m}{dt}$ ) га эришади. Бу моментда (11. 3- б расмга қаранг) контурдаги энергия запаси фақат ғалтакнинг магнит майдон энергияси сифатида намоён бўлади ва унинг қиймати

$$W_u = \frac{1}{2} L I_m^2 \quad (11.4)$$

га тенг бўлади. Шундан сўнг магнит майдон сусая бошлайди. Бу эса ғалтакда ўзиндукия электр юритувчи кучини вужудга келтиради. Индукцион ток, Ленц қоидасига асосан, магнит майдон камаювни тўлдиришга ҳаракат қиласи, яъни ўзиндукия ЭЮК нинг йўналиши ғалтакдаги токнинг аввалги йўналиши билан бир хил бўлади. Натижада конденсаторнинг қайта зарядланиши содир бўлади. Демак, бу моментда магнит майдон энергияси электр майдон энергиясига айланиб бўлади, лекин бу ҳолда электр майдоннинг йўналиши (11. 3- в расмга қаранг) бошланғич ҳолатдаги электр майдон (11. 3- а расмда тасвирланган) йўналишига тескари бўлади.



11.3- расм

Кейин яна конденсаторнинг разрядланиши ва контурда тескари йўналишида электр токнинг оқиши кузатилади. Бу ток ғалтақдан ўтиб унинг ичидаги магнит майдони ҳосил қиласди. Магнит майдоннинг йўналиши бу ҳолда (11.3-г расмга қаранг) олдинги ҳолдагига қарама-қаршидир.

Шундан кейин магнит майдони энергияси ҳисобига ўзин-дукция токи вужудга келади ва конденсатор қопламлари орасида бошланғич йўналишдаги электр майдони (11-3-ð расмга қаранг) ҳосил бўлади.

Шу тариқа контурда битта тўлиқ тебраниш тугалланди. Кейинги процесслар ҳам шу тахлитда яна тақорорланаверади.

### 3- §. Гармоник тебранишлар тенгламаси

11. 1-расмда тасвирланган мисолда шарчага таъсир этувчи куч — эластик кучдир. Унинг миқдори силжишига пропорционал, лекин шарчанинг мувозанат вазияти томон, яъни силжишига тескари йўналган. Шунинг учун

$$F = -kx \quad (11.5)$$

ифода пружинанинг эластиклик кучи ва шарчанинг силжиши орасидаги муносабатни ифодалайди. Бундаги  $k$  — пружинанинг бикрлиги. У сон жиҳатдан шарчани бирлик узунликка силжишига сабабчи бўладиган куч билан характерланади. Иккинчи томондан, пружинанинг эластиклик кучи шарчанинг ҳаракатланишига сабабчи эканлигини ҳисобга олсан, Ньютоннинг иккинчи қонуни

$$ma = -kx \quad (11.6)$$

кўринишда ёзилиши мумкин. Агар шарчанинг тезланиши силжиш ( $x$ ) дан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилага тенглигини ( $a = \frac{d^2x}{dt^2}$ ) ўтиборга олсан, (11.6) ифода қўйидаги кўринишга келади:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx \text{ ёки } \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m} x = 0. \quad (11.7)$$

Бунда  $k$  ва  $m$  — мусбат катталиклар бўлганлиги туфайли уларнинг нисбатини бирор  $\omega_0$  катталиктининг квадрати тарзида ифодалашмиз мумкин:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2. \quad (11.8)$$

Ү ҳолда (11.7) ифода

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (11.9)$$

күринишга келади. (11.9) ифода — иккинчи тартибли дифференциал тенглама бўлиб, унинг ечими

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.10)$$

кўринишида бўлади. Бунда  $A$  ва  $\alpha$  — бошланғич шартлар асосида аниқланадиган доимий катталиклар. Юқоридаги мулоҳазаларда жисм музозанат вазиятидан чиқарилгач, ўз ҳолига қўйиб юборилди. Бошқача айтганда, тебраниш жараёнида жисмга бошқа жисмлар таъсир этмайди. Жисм ўз-ўзича тебранади, унинг тебранишига ташқи кучлар (хусусан, муҳитнинг қаршилик кучи ҳам) таъсир кўрсатмайди. Бундай тебранишларни *жисмнинг хусусий* (эркин) *тебранишлари* деб аталади. Бинобарин, (11.10) ифода хусусий (эркин) гармоник тебранма ҳаракатнинг тенгламасидир. Ундаги  $\omega_0$  — тебранишининг хусусий циклик частотаси деб аталади. Хусусий тебраниш даври ( $T_0$ ) билан  $\omega_0$  нинг муносабати қўйидагича ифодаланади:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}. \quad (11.11)$$

Циклик частота  $2\pi$  секунд давомидаги тўла тебранишлар сонини англатади, унинг қиймати [(11.8) ифодага қ.] фақат тебранувчи система хусусиятларига, яъни  $k$  ва  $m$  га бўглиқ.

Гармоник тебранма ҳаракат тенгламасидаги косинуснинг аргументи, яъни  $\omega_0 t + \alpha$  жисмнинг ихтиёрий  $t$  пайтдаги вазиятини характерлайди. Уни тебраниш фазаси деб,  $\alpha$  ни эса бошланғич фаза (яъни  $t = 0$  вақтдаги фаза) деб аталади. Косинуснинг қиймати  $-1$  дан  $+1$  гача интервалда ўзгаралади, шунинг учун силжишнинг қиймати  $-A$  дан  $+A$  гача интервалда ўзгаради. Силжишнинг бу четки қийматларининг модули — амплитудадир.

Шуни ҳам қайд қиласликки, гармоник тебранма ҳаракат тенгламасини

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.12)$$

кўринишида ҳам олиш мумкин. Бу ҳолда бошланғич фазанинг қиймати (11.10) тенгламадагидан  $\frac{\pi}{2}$  қадар фарқланган бўларди.

Энди, электромагнит тебранишлар устида мулоҳаза юргизайлик. Тебранишлар вақтида идеал контурда (яъни актив-

қаршилиги  $R = 0$  бўлган, кўпинча, Томсон контури деб аталаған контурда) электр ёки магнит майдон энергияларини бошқа тур энергияларига айланиши содир бўлмайди. Тебранишлар содир бўлаётган вақтда контурга ташқи кучланиш берилмаганлиги учун конденсатордаги кучланиш тушиши  $U_C = \frac{q}{C}$  ва ғалтақдаги кучланиш тушиши  $U_L = L \frac{di}{dt} = L \frac{d^2q}{dt^2}$  нинг йиғиндиси нолга тенг бўлиши лозим, яъни:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0 \quad (11.13)$$

Бу ифодани  $L$  га бўлсак ва

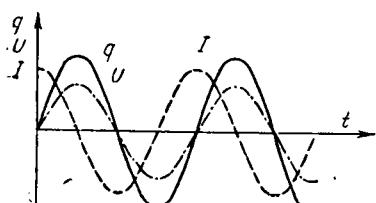
$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (11.14)$$

белгилаш киритсак, (11.13) муносабат қўйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (11.15)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (11.16)$$



11.4- расм

кўринишдаги функция бўлади. Бу тенгламадан кўринишича, конденсатор қопламаларидағи заряд миқдори гармоник қонун бўйича ўзгаради (11.4-расмда туташ эгри чизиқ билан тасвирланган). Конденсатордаги кучланиш эса

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (11.17)$$

ифода билан аниқланиб, у қопламалардаги заряд миқдорига монанд равища ўзгаради.

Занжирдаги ток кучи ҳам гармоник қонун бўйича ўзгаради:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (11.18)$$

Демак, ток кучи заряд ва кучланишдан фаза бўйича  $\frac{\pi}{2}$  га фарқ қиласди.

Юқоридаги ифодалардан кўринниб турибдикি, контурда заряд, кучланиш ва ток кучининг ўзгариши  $\omega_0$  частота билан содир бўлади. Бу частотани контурнинг хусусий частотаси деб аталади, унинг қиймати (11. 14) ифода билан аниқланади. Тебранини даври учун қўйидаги формула ўринлидир:

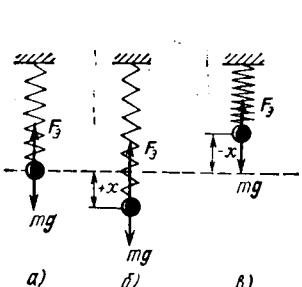
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (11. 19)$$

Бу тенглама Томсон формуласи деб юритилади.

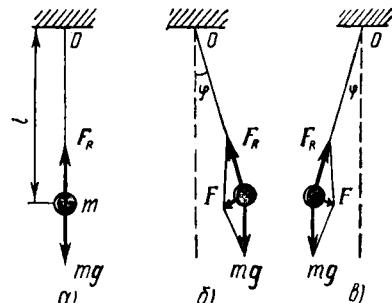
#### 4-§. Маятниклар

Мувозанат вазияти атрофида тебранма ҳаракат қиласиган қаттиқ жисм маятник (тебрангич) деб аталади. Маятникларнинг қўйидаги турлари билан танишайлик:

1. *Пружинали маятник* — бир учи маҳкамланган пружина ва унга осилган  $m$  массали юқдан иборат системадир. Мувозанат вазиятида (11. 5-а расм) юкнинг оғирлик кучи ( $mg$ ) ва пружинанинг эластиклик кучи ( $F_s$ ) миқдор жиҳатидан тенг, лекин йўналишлари тескари. Ташқи таъсир бўлмагунча пружинали маятник шу мувозанат вазиятини сақлачверади. Агар юкни пастга тортиб уни мувозанат вазиятидан чиқарсак (11. 5-б расмга қ.), юкка таъсир этадиган кучлар мувозанати ҳам бузилиб, юкнинг оғирлик кучи пружинанинг эластиклик кучидан кичик бўлиб қолади. Шунинг учун таъсир этувчи натижавий кучнинг қиймати силжиш ( $x$ ) га пропорционал бўлиб, у мувозанат вазияти томон йўналган. Бу эластик куч таъсирида юк мувозанат вазияти томон тезланувчан ҳаракат қиласди. Мувозанат вазиятига етгаҳ, инерцияси туғайли ҳаракатини давом эттиради. Натижада пружина сиқиласди (11. 5-в расмга қ.) Бу ҳолда юкка таъсир этувчи натижавий куч яна мувозанат вазияти томон йўналган бўлиди. Шунинг учун юк яна мувозанат вазиятидан чиқарилган пружинали маятникнинг тебранишлари амалга оша беради. Пружинали маятникнинг слдинги параграфда муҳокама қилинган икки пружина ва улар орасига жойлаштирилган шарчадан иборат системадан фарқи шундаки, пружинали маятника икки кучдан бири пружинанинг эластиклик кучи, иккинчиси эса юкнинг оғирлик кучидир. Лекин оғирлик ку-



11.5- расм



11.6- расм

чи ҳам худди эластиклик қучига ўхшаш вазифани бажаряпти. Шунинг учун у квазиэластик күч деб аталади. Пружинали маятник учун ҳам олдинги мавзудаги формулалар ўринли. Шу сабабли (11. 8) ва (11. 11) ифодалардан фойдаланиб пружинали маятникнинг тебраниш даври учун

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (11.20)$$

формулани ҳосил қиласиз.

2. *Математик маятник*, аслида, абстракт тушунча: чўзилмайдиган вазнсиз илга осилган, оғирлик кучи таъсирида вертикал текисликдаги айлана ёйи бўйлаб ҳаракатлана оладиган моддий нуқта математик маятник деб аталади. Шунинг учун енгил узун ипнинг қуви учига боғланган вазндор шарча шу ипнинг юқори учи орқали ўтувчи ўқ атрофида эркин тебрана олса (11. 6-расм), мазкур системани математик маятникнинг модели сифатида қабул қиласиз, чунки:

а) шарчанинг ўлчамлари ипнинг узунлигидан анча кичик бўлганлиги учун шарчани моддий нуқта деб ҳисоблаш мумкин;

б) шарчанинг массасидан анча кичикилиги туфайли ипнинг массасини эътиборга олмаслик мумкин.

Математик маятникка оид мулоҳазаларни шу модель асосида давом этайлик. Маятник или вертикал вазиятда бўлса, шарчага таъсир этувчи оғирлик кучи ( $mg$ ) ипнинг таранглик кучи ( $F_R$ ) билан мувозанатлашади. Лекин маятникни мувозанат вазиятидан бирор  $\varphi$  бурчакка оғдирсан, шарчанинг оғирлик кучи ( $mg$ ) ва ипнинг таранглик кучи ( $F_R$ ) бир тўғри чизиқда ётмайди. Натижада уларнинг тенг таъсир этувчиси  $F = mg + F_R$  бўлади.  $F$  нинг қиймати  $mgsin\varphi$  га тенг.

Маятник ўнг томонга оғсан ҳолда (11.6 - б расм)  $F$  чап томонга йўналган, маятник чап томонга оғсан ҳолда (11.6 - в расм)  $F$  ўнг томонга йўналган бўлади. Демак,

$$F = -mgsin\phi. \quad (11.21)$$

Бу куч таъсирида шарча  $l$  радиусли айланга ёйи бўйлаб мувозанат вазияти томон ҳаракатланади. Маятникнинг мазкур ҳаракати айланма ҳаракат динамикасининг тенгламаси

$$J\varepsilon = M \quad (11.22)$$

билинг ҳарактерланиши керак. Бунда  $J$  — шарчанинг айланниш ўқига нисбатан инерция моменти,  $\varepsilon$  — унинг бурчак тезланиши,  $M$  эса  $F$  кучининг  $\theta$  ўққа нисбатан моменти бўлганлиги туфайли

$$J = ml^2, \quad \varepsilon = \frac{d^2\phi}{dt^2}, \quad M = -mglsin\phi$$

лардан фойдаланиб (11.22) ни қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$ml^2 \frac{d^2\phi}{dt^2} = mglsin\phi$$

ёки

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{g}{l} sin\phi = 0. \quad (11.23)$$

Агар  $\phi$  бурчакнинг кичик қийматларига мос келувчи тебранишларни текшириш билан чеклансан,  $sin\phi$  ни  $\phi$  билан алмаштириш мумкин. Натижада (11.23) ифода

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{g}{l} \phi = 0$$

кўринишга келади. Бунда

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \quad (11.24)$$

белгилаш киритсак,

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \omega_0^2 \phi = 0 \quad (11.25)$$

тенгламани ҳосил қиласиз. Бу тенглама худди икки эластик пружина орасида жойлашган шарчанинг мувозанат вазияти атрофидаги тебранишлари учун чиқарилган (11.9) тенгламага ўхшашибдир. (11.9) да шарчанинг мувозанат вазиятидан силжишини ҳаракетловчи  $x$  қатнашар эди, (11.25) да эса маз-

кур характеристика сифатида шарчанинг мувозанат вазиятидан оғиш бурчаги ( $\phi$ ) қатнашыпти. (11. 25) нинг ечими

$$\varphi = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.26)$$

кўринишида бўлади. (11. 24) дан фойдаланиб математик маятникнинг даври

$$T_m = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (11.27)$$

формула билан ифодаланишини топамиз.

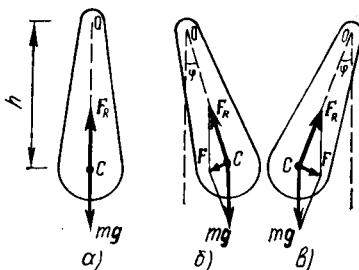
Демак, Ер сиртининг муайян соҳасидаги математик маятник кичик тебранишларининг даври маятник узунлиги ( $l$ ) га боғлиқ, холос.

Лекин шу маятникнинг ўзини (яни  $l=\text{const}$ ) Ер сиртининг бошқа соҳасига кўчирилса, унинг тебраниш даври ўзгариши мумкин, чунки янги жойда  $g$  қиймати ўзгача бўлиши мумкин-да!

3. *Физик маятник* деганда инерция марказидан ўтмайдиган горизонтал қўзғалмас айланиш ўқи атрофида оғирлик кучи таъсирида ҳаракатлана оладиган қаттиқ жисм тушунилади. Айланиш ўқи *физик маятникнинг осилиш ўқи* деб ҳам аталади. Физик маятникнинг инерция маркази ( $C$ ) дан осилиш ўқига ўтказилган перпендикуляр ( $OC$ ) чизик вертикаль чизик билан мос тушган ҳолда маятник мувозанат вазиятида бўлади (11. 7-а расм). Мувозанат вазиятидан бирор бурчакка оғдирилганда (11. 7-б ёки 11. 7-в расмларга қ.)  $mg$  ва  $F_R$  кучларнинг teng таъсир этувчиси — физик маятникни мувозанат вазияти томон қайтаришга ингилувчи  $F$  кучдир. Физик маятникнинг ҳаракати учун айланма ҳаракат динамикасининг тенгламаси

$$J \frac{d^2\varphi}{dt^2} = - mg h \sin\varphi \quad (11.28)$$

тарзда ёзилади. Бу ифодада  $J$  — физик маятникнинг осилиш ўқига нисбатан инерция моменти,  $m$  — физик маятник масаси,  $h$  эса физик маятникнинг осилиш ўқи ва инерция маркази орасидаги масофа. Кичик тебранишлар учун  $\sin\varphi \approx \varphi$



11.7- расм

эканлигини ҳисобга олсак, (11. 28) ифода қуйидаги күришишга келади:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgh}{J} \varphi = 0$$

еки

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2 \varphi = 0. \quad (11. 29)$$

Охирги тенгламада

$$\omega_0^2 = \frac{mgh}{J} \quad (11. 30)$$

белгилаш киритдик.

Шундай қилиб, физик маятникнинг кичик оғишларидағи тебранишлар — гармоник тебранишлар бўлиб, уларнинг тебраниш даври

$$T_\Phi = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}} \quad (11. 31)$$

формула билан аниқланади. Мазкур физик маятникнинг тебраниш даврига тенг бўлган давр билан тебранадиган математик маятникнинг узунлигини топайлик. Бунинг учун (11. 27) ва (11. 31) ифодаларни тенглаштирайлик:

$$2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}}.$$

Бу тенгликдаги  $l$  нинг қийматини топайлик ва уни  $l_k$  деб белгилайлик:

$$l_k = \frac{J}{mh}. \quad (11. 32)$$

Мазкур ифода билан аниқланадиган  $l_k$  узунлик *физик маятникнинг келтирилган узунлиги* деб аталади. Уни қуйидагича тавсиф қилиш мумкин: физик маятникнинг барча массасини фикран битта нуқтага тўплаб ва бу моддий нуқтани  $l_k$  узунликдаги ишга осиб вужудга келтирилган математик маятникнинг тебраниш даври мавжуд физик маятникнинг тебраниш давридек бўлади. (11.20). (11.27) ва (11. 31) лар асосида қуйидаги холосага келамиз: пружинали маятник, математик ва физик маятниклар учун умумий хосса шундан иборатки, маятникларнинг кичик тебранишларида, яъни гармоник тебранишлар содир бўлаётганда тебраниш даври амплитудага боғлиқ эмас. Маятникларнинг бу хоссаси изохрон-

лик деб аталади. Маятникларнинг изохронлиги улардан вақт ўлчагич асбоб сифатида фойдаланилишига сабабчи бўлди. Хусусан, Гюйгенс 1685 йилда соат юришини бошқариша маятникдан фойдаланган. Кейинчалик, маятниклар техника-нинг турли соҳаларида қўлланилди.

### 5- §. Гармоник тебранишлар энергияси

Массаси  $m$  бўлган моддий нуқта эластик (ёхуд квази-эластик)

$$F = -kx$$

куч таъсирида гармоник тебранма ҳаракат қилаётган бўлсин. Ҳаракатланаётган моддий нуқта, албатта, тезликка эга бўлади. Тезлиги нолдан фарқли бўлган барча вазиятларда моддий нуқтанинг кинетик энергияси ҳам нолдан фарқли, яъни

$$E = \frac{1}{2} mv^2.$$

Лекин гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг тезлиги учун

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} [A\cos(\omega_0 t + \alpha)] = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.33)$$

ифода ўринли. Шунинг учун кинетик энергия формуласи

$$E = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.34)$$

кўринишида ёзилади.

Потенциал энергиянинг қиймати эса моддий нуқтани мувозанат вазиятидан  $x$  масофага силжитиш учун эластик ёки квазиэластик куч ( $F$ ) нинг бажарган иши билан аниқланади:

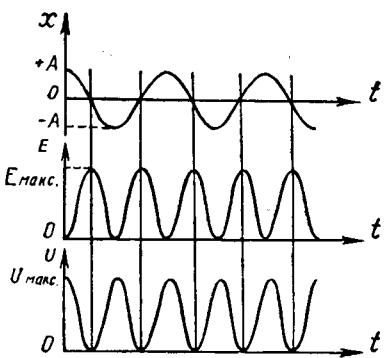
$$U = \int_0^x |F| dx = \int_0^x kx dx = \frac{1}{2} kx^2 = \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha). \quad (11.35)$$

(11.34) ва (11.35) лардаги синус ва косинуснинг максимал қиймати 1 га teng. Шунинг учун тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқта кинетик ва потенциал энергияларининг максимал қийматлари учун қуйидаги ифодалар ўринли:

$$E_{\max} = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2; \quad (11.36)$$

$$U_{\max} = \frac{1}{2} kA^2. \quad (11.37)$$

11.8- расмда тебранувчи системанинг силжиши, кинетик ва потенциал энергияларнинг вақтга боғлиқ равишда ўзгаришини тасвирловчи графиклар келтирилган. Графиклардан кўринишича, моддий нуқтанинг тебраниши жараёнида навбатма-навбат кинетик энергиянинг потенциал энергияга ва аксинча, потенциал энергиянинг кинетик энергияга айланиши содир бўлади. Хусусан, маятникни мувозанат вазиятидан чиқарганимизда биз уни бирор баландликка кўтарган бўламиз, яъни маятникнинг потенциал энергиясини ўзгартирган бўламиз. Маятник мувозанат вазияти томон қайтаётганда тезланувчан ҳаракат қиласи, бунда унинг потенциал энергияси кинетик энергияга айлана боради. Мувозанат вазиятидан ўтайданда маятникнинг кинетик энергияси максимал қийматга эришади. Мувозанат вазиятидан ўтиб маятник иккинчи томонга оға бошлигач, унинг кинетик энергияси потенциал энергияга айлана бошлиди. Энг четки оғиш вазиятида маятник потенциал энергияси максимал қийматга эришади, кинетик энергияси эса нолга teng бўлади.



11.8- расм

Гармоник тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг ихтиёрий вазиятидаги тўлиқ энергияси кинетик ва потенциал энергиялар йиғин дисидан иборат:

$$W = E + U = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \alpha) + \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha).$$

Лекин  $k = m\omega_0^2$  эди [(11. 8) белгилашга қ.]. Шунинг учун

$$W = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A^2 \text{ ёки } W = \frac{1}{2} kA^2. \quad (11. 38)$$

Буни (11. 36) ва(11. 37) билан таққослаб қўйидаги холосага келамиз: тебранувчи системанинг ихтиёрий вазиятидаги тўлиқ энергияси ўзгармайди (албатта, қаршилик кучлари таъсир этмайдиган ҳолда) ва у кинетик ёхуд потенциал энергиянинг максимал қийматига teng бўлади.

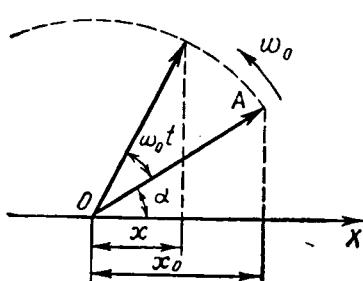
## 6- §. Бир хил частотали бир йұналишдаги тебранишларни құшиш

Моддий нүкта бир вақтнинг ўзида икки ёхуд ундан күп-роқ тебранишларда қатнашиши мүмкін. Масалан, кемадаги маятник хусусий тебранишлардан ташқари, дengiz түлкінларига монанд равишда кема билан биргаликда ҳам тебранма ҳаракат қиласы. Шунинг учун құзғалмас саноқ системаси, хусусан қырғоқ билан боғлиқ бўлган саноқ системасига нисбатан маятникнинг тебраниши кема билан боғлиқ бўлган саноқ системасига нисбатан тебранишидан фарқланади.

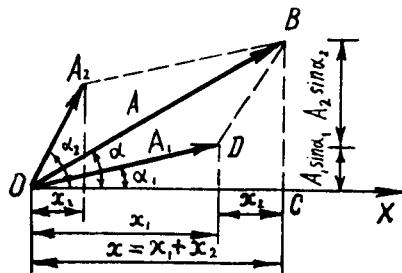
Умуман, бир неча тебранма ҳаракатда қатнашаётган моддий нүктанинг натижавий силжиши алоҳида тебранишлар туфайли моддий нүкта эришадиган силжишларнинг геометрик йиғиндиси тарэзида аниқланади. Хусусий ҳолда, яъни тебранишлар бир йұналишда содир бўладиган ҳолда натижавий тебраниш ҳақида маълумот олиш учун тебранишларни график тасвирлаш усулидан фойдәланиш қулайлик яратади. Вектор диаграмма деб аталадиган бу усулнинг моҳияти құйидагидан иборат: узунлиги тебраниш амалитудасининг модулига тенг бўлган  $\mathbf{A}$  векторни шундай жойлаштирайликки (11.9- расмта қ.), у  $OX$  ўқ билан тебраниш бошланғич фазаси ( $\alpha$ ) га тенг бурчак ҳосил қиласин. У ҳолда  $\mathbf{A}$  векторнинг  $OX$  ўққа проекцияси —

$$x_0 = A \cos \alpha$$

тебранаётган моддий нүктанинг бошланғич вазиятидаги силжишига миқдоран тенг бўлади. Агар  $\mathbf{A}$  векторни соат стрелкасининг ҳаракатига тескари йұналишда  $O$  нүкта атрофида  $\omega_0$  бурчак тезлик билан айлантирасак, ихтиёрий  $t$  вақтдан



11.9- расм



11.10- расм

сүнг  $A$  вектор  $OX$  ўқ билан  $\omega_0 t + \alpha$  бурчак ҳосил қиласы — Шунинг учун  $A$  векторнинг  $OX$  ўққа проекцияси —

$$x = A(\omega_0 t + \alpha)$$

тебранма ҳаракат қиласынан моддий нүктанинг ихтиёрий  $t$  вақтдаги силжишини характерлайди.

Баён этилган усулдан фойдаланыб бир йұналиш бўйича бир хил частота билан, лекин турлича амплитуда ва бошланғич фазалар билан содир бўлаётган икки тебраниш, яъни

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1), \\ x_2 &= A_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (11.39)$$

ларнинг қўшилиши туфайли вужудга келадиган натижавий тебраниш ҳақида маълумот олайлик. Бунинг учун қўшилувчи тебранишларнинг вектор диаграммасини чизамиз (11.10-расм). Натижавий тебранишнинг амплитуда вектори ( $A$ ), векторларни қўшиш қоидасига асосан, томонлари  $A_1$  ва  $A_2$  бўлган параллелограмм диагоналидир.  $A_1$  ва  $A_2$  векторлар бир хил  $\omega_0$  бурчак тезлик билан  $O$  нүкта атрофида ҳаракатлангани учун 11.10-расмдаги параллелограмм худди абсолют қаттиқ жисмдек айланади, яъни унинг диагонали ( $A$  вектор) ҳам  $\omega_0$  бурчак тезлик билан ҳаракатланади. Бундан натижавий тебраниш частотаси, худди қўшилувчи тебранишлар частоталари каби,  $\omega_0$  га teng, деган хулоса келиб чиқади.

$A$  нинг қўйматини эса косинуслар теоремасидан фойдаланиб топиш мүмкин. Ҳақиқатан,  $ODB$  учбуручакнинг  $ODB$  бурчаги қаршисидаги томони ( $A$ ) нинг квадрати қолган икки томони квадратлари йиғиндисидан шу томонлар билан улар орасидаги бурчак [ $\text{яъни } \angle ODB = \pi - (\alpha_2 - \alpha_1)$ ] косинусининг иккапланган кўпайтмасининг айрилганига teng:

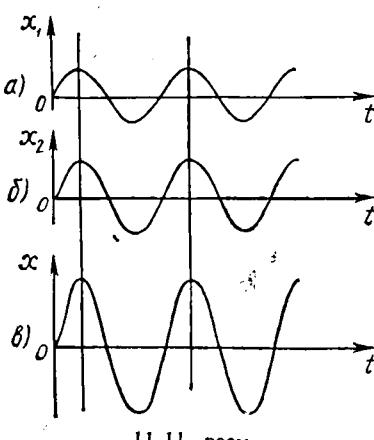
$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = A_1^2 + A_2^2 + \\ &\quad + 2A_1 A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \end{aligned} \quad (11.40)$$

$\alpha$  нинг қўйматини  $ABC$  учбуручакдан аниқлаймиз:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{BC}{OC} = \frac{A_1 \sin\alpha_1 + A_2 \sin\alpha_2}{A_1 \cos\alpha_1 + A_2 \cos\alpha_2} \quad (11.41)$$

Шундай қилиб, бир йұналишда бир хил  $\omega_0$  частота билан содир бўлаётган икки гармоник тебранма ҳаракатда қатнашаётган моддий нүктанинг натижавий ҳаракати ҳам  $\omega_0$  частота билан қўшилувчи тебранишлар йұналишида амалга ошувлари гармоник тебраниш бўлади, унинг тенгламаси

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (11.42)$$



11.11- расм

бўлиб,  $A$  ва  $\alpha$  нинг қийматлари (11. 40) ва (11. 41) ифодалар билан аниқланади.

Шуни алоҳида қайд қилмоқ лозимки, натижавий тебраниш амплитудаси қўшилувчи тебранишлар фазаларининг айримаси ( $\omega_0 t + \alpha_2$ ) — ( $\omega_0 t + \alpha_1$ ) = ( $\alpha_2 - \alpha_1$ ) га боғлиқ бўлади:

1) агар  $\alpha_2 - \alpha_1 = 2n\pi$  ( $n = 0, 1, 2 \dots$ ) бўлса, (11.40) ифода  $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 = (A_1 + A_2)^2$  кўринишга келади, натижада

$$A = A_1 + A_2. \quad (11.43)$$

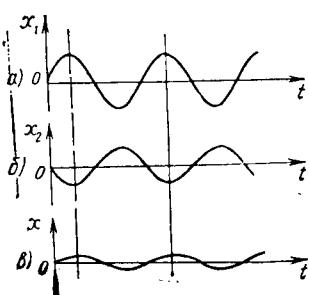
Мазкур ҳол бир хил фазадаги тебранишларнинг қўшилиши деб ҳам аталади. 11. 11- расмнинг *a* ва *b* қисмларида бир хил фазада содир бўлаётган қўшилувчи тебранишлар, *B* қисмида эса натижавий тебраниш тасвириланган.

2). агар  $\alpha_2 - \alpha_1 = (2n + 1)\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) бўлса, (11. 40) ифода

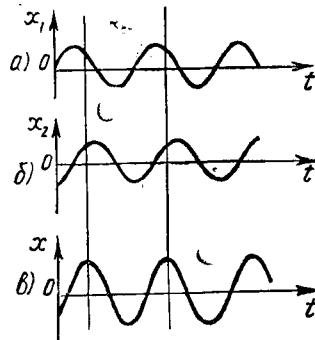
$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 = (A_1 - A_2)^2$$

кўринишга келадики, ундан

$$A = |A_1 - A_2|, \quad (11.44)$$



11.12- расм



11.13- расм

деган холосага келинади. Бу ҳолда қарама-қарии *фазадаги тебранишларнинг қўшилиши* (11. 12-расмга қ.) амалга ошаётган бўлади.

)  $\alpha_2 - \alpha_1 = (n + \frac{1}{2})\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) шарт бажарилса, (11. 40) ифода

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2$$

кўринишда ёзилади ва ундан

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \quad (11. 45)$$

ни ҳосил қиласиз. Бу ҳол 11. 13-расмда тасвирланган.

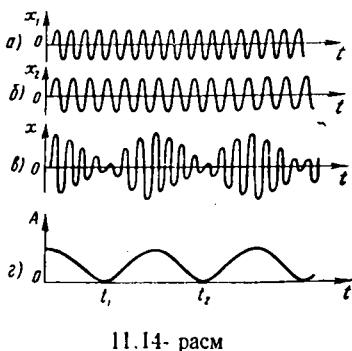
Демак,  $A$  нинг қиймати  $\alpha_2 - \alpha_1$  га боғлиқ равишда  $A_1 - A_2$  дан  $A_1 + A_2$  гача бўлган интервалда ўзгаради, яъни

$$|A_1 - A_2| \leq A \leq |A_1 + A_2|. \quad (11. 46)$$

## 7- §. Тепкили тебраниш

Бир йўналишда содир бўлаётган частоталари бир хил бўлмаган гармоник тебранишларнинг қўшилиши туфайли вужудга келадиган натижавий тебраниш гармоник тебраниш эмас, балки қандайдир мураккаб тебраниш бўлади. У билан фақат битта хусусий ҳолда танишайлик.

Бир йўналишда содир бўлаётган икки гармоник тебранишларнинг амплитудалари teng (яъни  $A_1 = A_2$ ), частоталари esa бир-биридан кам фарқлансин, яъни  $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$  бўлсин (11. 14-расмнинг *a* ва *b* ларига қ.). Бу икки гармоник тебранишда ҳам қатнашаётган моддий нуқтанинг тебраниши 11. 14-*e* расмда тасвирланган. Бу натижавий тебранишнинг вужудга келиш манзарасини қўйидагича тасаввур қилиш мумкин: амплитудалари teng, частоталари esa деярли бир хил бўлган бир йўналишдаги икки тебранишнинг фазалари кузатиш бошланган пайтда бир-бирига мос бўлсин. Бу онда натижавий тебраниш амплитудаси  $A = 2A_1$  бўлади. Ле-



11.14- расм

кин вақт ўтган сари қўшилувчи тебранишлар фазаларининг фарқи катталашиб боради ва бирор вақт ( $t_1$ ) дан сўнг унинг қиймати  $\pi$  га етади. Бу лаҳзада қўшилувчи тебранишлар бир-бирини сўндиради, шунинг учун натижавий тебраниш ампли-тудаси нолга teng бўлади. Шундан сўнг фазалар фарқи янада катталашиб бирор  $t_2$  вақтда  $2\pi$  га етади ва натижавий тебраниш амплитудаси  $2A_1$  га teng бўлади. Шу тариқа натижавий тебраниш амплитудаси қийматининг ўзгариши даврий равишда такрорланаверади (11. 14-г расмга қ.). Бу тебраниш ампли-тудаси тебранаётган нуқтага даврий равишда тепки бериб турилганидек ўзгаряпти. Шунинг учун уни тепкили тебраниш деб аталади. Тепкили тебранишнинг амплитудаси

$$A = 2A_1 \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \quad (11.47)$$

қонуният бўйича ўзгаради.

#### 8- §. Ўзаро перпендикуляр тебранишларни қўшиш

Ўзаро перпендикуляр йўналишларда содир бўлаётган бир хил частотали гармоник тебранишларда қатнашаётган моддий нуқтанинг ҳаракати билан танишайлик. Қўшилувчи тебранишларнинг йўналишлари сифатида  $OX$  ва  $OY$  ўқларини олайлик. У ҳолда тебранишларнинг тенгламалари

$$\begin{aligned} x &= A_1 \cos (\omega_0 t + \alpha_1), \\ y &= A_2 \cos (\omega_0 t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (11.48)$$

кўринишида ёзилади. Бунда  $A_1$  ва  $A_2$ ,  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$ —мос равиша биринчи ва иккинчи тебранишларнинг амплитудалари ва бошлангич фазалари.

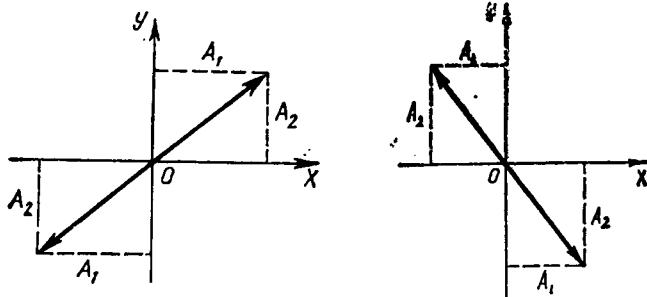
(11.48) тенгламалар устида бир қатор математик амаллар бажариб,  $t$  ни йўқотсак, моддий нуқта натижавий ҳаракати траекториясининг тенгламасини ҳосил қиласиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos (\alpha_2 - \alpha_1) = \sin^2 (\alpha_2 - \alpha_1). \quad (11.49)$$

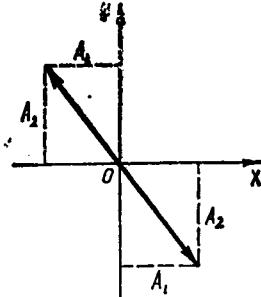
Бу тенгламани қўйидаги хусусий ҳоллар учун муҳокама қиласиз:

1)  $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$ , яъни  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$  бўлсин. У ҳолда (11.49) тенгламани қўйидаги кўринишида ёза оламиз:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ ёки } \left( \frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0.$$



11.15- расм



11.16- расм

Бундан

$$y = \frac{A_2}{A_1} x \quad (11.50)$$

ифодани ҳосил қиласиз. У тўғри чизиқ тенгламасидир. Мазкур тўғри чизиқ координата бошидан ўтади (11.15-расм), унинг  $OX$  ўқ билан ҳосил қиласган бурчагининг тангенси  $A_2 A_1$  га тенг. Моддий нуқтанинг натижавий ҳаракати ана шу тўғри чизиқ бўйича содир бўлади. Унинг мувозанат ва зиятидан силжиши

$$\begin{aligned} s &= \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha) + A_2^2 \cos^2(\omega_0 t + \alpha)} = \\ &= \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cos(\omega_0 t + \alpha) \end{aligned} \quad (11.51)$$

муносабат билан аниқланади.

Демак, моддий нуқтанинг натижавий ҳаракати  $\omega_0$  частота ва  $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$  амплитуда билан содир бўлувчи гармоник тебранма ҳаракатдир.

2)  $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm \pi$  бўлсин. У ҳолда (11.49) ифода

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \text{ ёки } \left( \frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

кўринишга келади. Бундан

$$y = -\frac{A_2}{A_1} x \quad (11.52)$$

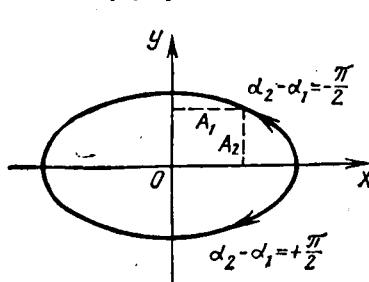
тенглама ҳосил бўлади. Бу тенглама 11.16-расмда тасвирланган тўғри чизиқ тенгламаси бўлиб, моддий нуқтанинг

натижавий ҳаракати шу түғри чизик бүйича содир бўлади.

$$3) \alpha_2 - \alpha_1 = \pm \frac{\pi}{2} \text{ бўлсин. У ҳолда (11.49) ифода}$$

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad (11.53)$$

кўринишга келади. Бу ифода ярим ўқлари ( $A_1$  ва  $A_2$ )  $OX$  ва  $OY$  ўқлар бўйича йўналган эллипснинг тенгламасидир



11.17- расм

$$(11.17\text{-расм}). \alpha_2 - \alpha_1 = +\frac{\pi}{2}$$

бўлган ҳолда моддий нуқтанинг ҳаракати шу эллипс бўйича соат стрелкасининг ҳаракат йўналиши бўйлаб,  $\alpha_2 - \alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$  бўлганда эса соат

стрелкасининг ҳаракатига тескари йўналишда содир бўлади. Агар қўшилувчи тебранишлар амплитудаларининг қийматлари тенг бўлса (яъни  $A_1 = A_2$ ),

натижавий ҳаракат траекторияси айланадан иборат бўлади.

## 9- §. Сўнувчи механик тебранишлар

Эластик ёхуд квазиэластик кучдан бошқа кучлар таъсир этмаган ҳолда (шу вақтгача худди шундай ҳолларни текширдик) моддий нуқта амплитудаси доимий ( $A = \text{const}$ ) бўлган ва сўнмайдиган гармоник тебранма ҳаракат қилади. Бундай тебранишларни хусусий тебранишлар деб ҳам атагандик. Лекин реал шароитларда ҳаракатланувчи жисмларга атроф-муҳит томонидан қаршилик кўрсатилади. Шунинг учун ҳар қандай тебранишнинг содир бўлиш жараёнида энергиянинг бир қисми муҳит қаршилигини енгишга, таянч ва осмалардаги ишқаланишга сарфланади. Натижада тебранувчи моддий нуқтанинг механик энергияси узлуксиз равишда камайиб боради, яъни тебраниш сўнувчи характеристерга эга бўлади.

Сўнувчи тебранишни характеристерлайдиган тенгламада, яъни Ньютон иккинчи қонунининг ифодасида, қаршилик кучини ҳам эътиборга олиш керак. Моддий нуқтанинг қовушоқ муҳитдаги түғри чизикли тебранма ҳаракатига қаршилик кўрсатувчи куч тезликка пропорционал, лекин унга тескари йўналган бўлади:

$$F_k = -rv = -r \frac{dx}{dt}, \quad (11.54)$$

бундаги  $r$  — қаршилик коэффициенти. Натижада сўнумувчи тебранишни характерлайдиган тенглама

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} \quad (11.55)$$

кўринишда ёзилади. Бу тенгламанинг иккала томонини  $m$  га бўлсак ва

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\beta \quad (11.56)$$

белгилашлардан фойдалансак, қўйидаги муносабатни ҳосил қиласмиш:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (11.57)$$

Мазкур тенгламанинг ечими  $\beta < \omega_0$  бўлган ҳолда қўйидагича бўлади:

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \alpha), \quad (11.58)$$

бундаги  $\omega_c$  — сўнумувчи тебраниш частотаси, унинг қиймати

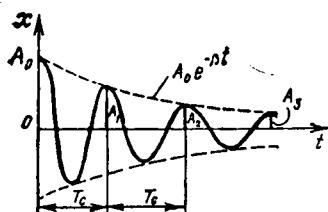
$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 + \beta^2} \quad (11.59)$$

муносабат билан аниқланади. Фақат битта хусусий ҳолда, яъни  $\beta = \frac{r}{2m} = 0$  бўлган ҳолдагина  $\omega_c = \omega_0$  бўлади. Шунинг учун тебранувчи системанинг қаршилик бўлмаган муҳитдаги тебраниш частотаси ( $\omega_0$ ) ни хусусий частота деб аталади. Реал шароит ( $\beta \neq 0$ ) да сўнумувчи тебраниш частотаси ( $\omega_c$ ) хусусий частота ( $\omega_0$ ) дан кичик, албатта. Сўнумувчи тебраниш даври ( $T_c$ ) эса хусусий тебраниш даври ( $T_0$ ) дан катта:

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} > T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (11.60)$$

(11.58) функциядан кўринишича (унинг графиги 11.18-расмда тасвирланган), эластик (ёхуд квазиэластик) куч таъсирида моддий нуқтанинг қаршилик мавжуд бўлган муҳитдаги тебранишларининг амплитудаси вақт ўтиши билан

$$A = A_0 e^{-\beta t} \quad (11.61)$$



11.18- расм

өврга фарқланувчи) амплитудаларининг қийматлари

$$A_0; A_1 = A_0 e^{-\beta T_c}; A_2 = A_0 e^{-2\beta T_c}; \dots; A_n = \\ = A_0 e^{-n\beta T_c}; \dots$$

қаторни ташкил этади. Бундан қўйидаги хулоса келиб чиқади: *сўнувчи тебраниш амплитудаларининг кетма-кетлиги маҳражи*  $e^{-\beta T_c}$  *бўлган чексиз камаючи геометрик прогрессияни ташкил этади.*

Икки кетма-кет амплитудалар нисбати, яъни

$$\frac{A_{n+1}}{A_n} = \frac{A_0 e^{-(n+1)\beta T_c}}{A_0 e^{-n\beta T_c}} = e^{-\beta T_c} \quad (11.62)$$

сўниш декременти деб аталади. Икки кетма-кет амплитудалар нисбати натурал логарифмининг модули эса *сўнишинг логарифмик декременти* деб аталади:

$$\delta = \left| \ln \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c. \quad (11.63)$$

Демак, сўнувчи тебраниш амплитудасининг камайиб бориши жадаллигини ифодаловчи катталик— сўнишинг логарифмик декременти қаршилик коэффициенти ( $r$ ) нинг қийматига тўғри пропорционал, тебранаётган моддий нуқта массасига тескари пропорционалдир.

Экспоненциал қонун бўйича камаючи катталиклар, хусусан сўнувчи тебранишлар амплитудаси чексиз катта вақт ўтгандан сўнг нолга тенг бўлиши лозим. Лекин, амалда, чекли вақтдан сўнг амплитуда нолга тенг бўлиб қолади. Тебраниш амплитудаси бошланғич қийматининг 0,01 улушкидан кичик бўлиб қолганда, одатда, тебранишни сўнган деб ҳисоблаш мумкин.

Агар  $\beta = \omega_0$  ёки  $\beta > \omega_0$  бўлса, моддий нуқтанинг ҳаракатида тебранма ҳаракатларга оид аломатлар йўқолади, у

қонун бўйича камайиб боради. Бунда  $A_0$ — бошланғич амплитуда деб,  $\beta$  эса сўниши коэффициенти деб аталади. Амплитудаларнинг сўниб бориши 11.18-расмда пунктир чизик билан тасвирланган. Сўнувчи тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг кетма-кет (яъни бир-биридан битта давра

өврга фарқланувчи) амплитудаларининг қийматлари

$$A_0; A_1 = A_0 e^{-\beta T_c}; A_2 = A_0 e^{-2\beta T_c}; \dots; A_n = \\ = A_0 e^{-n\beta T_c}; \dots$$

қаторни ташкил этади. Бундан қўйидаги хулоса келиб чиқади: *сўнувчи тебраниш амплитудаларининг кетма-кетлиги маҳражи*  $e^{-\beta T_c}$  *бўлган чексиз камаючи геометрик прогрессияни ташкил этади.*

Икки кетма-кет амплитудалар нисбати, яъни

$$\frac{A_{n+1}}{A_n} = \frac{A_0 e^{-(n+1)\beta T_c}}{A_0 e^{-n\beta T_c}} = e^{-\beta T_c} \quad (11.62)$$

сўниш декременти деб аталади. Икки кетма-кет амплитудалар нисбати натурал логарифмининг модули эса *сўнишинг логарифмик декременти* деб аталади:

$$\delta = \left| \ln \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c. \quad (11.63)$$

Демак, сўнувчи тебраниш амплитудасининг камайиб бориши жадаллигини ифодаловчи катталик— сўнишинг логарифмик декременти қаршилик коэффициенти ( $r$ ) нинг қийматига тўғри пропорционал, тебранаётган моддий нуқта массасига тескари пропорционалдир.

Экспоненциал қонун бўйича камаючи катталиклар, хусусан сўнувчи тебранишлар амплитудаси чексиз катта вақт ўтгандан сўнг нолга тенг бўлиши лозим. Лекин, амалда, чекли вақтдан сўнг амплитуда нолга тенг бўлиб қолади. Тебраниш амплитудаси бошланғич қийматининг 0,01 улушкидан кичик бўлиб қолганда, одатда, тебранишни сўнган деб ҳисоблаш мумкин.

Агар  $\beta = \omega_0$  ёки  $\beta > \omega_0$  бўлса, моддий нуқтанинг ҳаракатида тебранма ҳаракатларга оид аломатлар йўқолади, у

мувозанат вазияти томон тебранмай қайтади. Баъзи ҳолларда моддий нуқтанинг мувозанат вазиятига қайтиш графиги 11.19-расмда тасвирланган 1 эгри чизиққа мос келади. Агар моддий нуқтанинг тезлиги мувозанат вазиятидан ўтиб кетишга етарли бўлса, у тескари томонга бир оз четлашади, сўнг мувозанат вазиятига қайтади (11.19-расмдаги 2 эгри чизиққа к.). *Нодаврий процесс* деб аталадиган бундай ҳаракатларда мувозанат вазиятидан четга силжитилган система потенциал энергиясини муҳит билан ишқаланиш жараёнида сарфлайди, Шунинг учун у тебранмасдан мувозанат вазиятига қайтади.

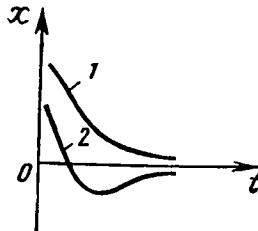
## 10- §. Сўнувчи электромагнит тебранишлар

Ҳар қандай реал тебраниш контури актив қаршиликка эга бўлади. Шунинг учун реал контурда конденсаторнинг разрядланиш процессида электр майдон энергиясининг фракт бир қисми магнит майдон энергиясига айланади, қолган қисми эса актив қаршиликда жоуль иссиқлиги сифатида ажралиб чиқади. Худди шунингдек, конденсаторнинг қайта зарядланишида магнит майдон энергиясининг бир қисми электр майдон энергиясига айланади, қолган қисми актив қаршиликда иссиқлик энергиясига айланади. Демак, реал контурдаги эркин тебранишлар сўнувчи бўлади. Сўнувчи тебранишлар тенгламасини ҳосил қилиш учун сифимдаги кучланиш тушиши  $U_c = \frac{q}{C}$ , ғалтакдаги кучланиш тушиши  $U_t = L \frac{d^2q}{dt^2}$  ва актив қаршиликдаги кучланиш тушиши  $U_R = RI = R \frac{dq}{dt}$  нинг йигиндисини нолга тенглаштириш керак. Яъни:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (11.64)$$

Бу тенгликни  $L$  га бўламиш ва қуидаги белгилашдан фойдаланамиз:

$$\beta = \frac{R}{2L}. \quad (11.65)$$



11.19- расм

Натижада (11.64) тенглик қўйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (11.66)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$q = q_{mo} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (11.67)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда  $\omega_c$  — сўнумчи электромагнит тебранишлар частотаси бўлиб, унинг қиймати қўйидагича аниқланади:

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (11.68)$$

Зеро, сўнумчи тебранишлар частотасининг қиймати контурнинг актив қаршилиги  $R$  камайган сари хусусий тебранишлар частотаси  $\omega_0$  га яқинлашиб боради.  $R=0$  бўлганда эса  $\omega_c = \omega_0$  бўлиб қолади. Конденсатордаги кучланиш

$$U = \frac{q_{mo}}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) = U_{mo} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi) \quad (11.69)$$

ва контурдаги ток кучи

$$I = \omega_0 q_{mo} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi + \psi) \quad (11.70)$$

ифодалар орқали топилади. Охирги ифодада

$$\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$$

бўлади, яъни реал контурда ( $R \neq 0$ ) ток ва конденсатордаги кучланиш фаза бўйича  $\frac{\pi}{2}$  дан каттароқ қийматга фарқ қиласади.

Одатла, сўнумчи электромагнит тебранишларнинг сўниш даражаси сўнининг логарифмик декременти

$$\delta = \left| \ln \frac{q(t)}{q(t+T_c)} \right| = \beta T_c = \frac{R}{2L} T_c \quad (11.71)$$

билин характерланади.

## 11- §. Мажбурий тебранишлар

Мувозанат вазиятидан четга силжитиб, сўнг ўз ҳолига қўйиб юборилган тебранувчи система муҳит қаршилиги ва система параметларига боғлиқ равишда сўнумчи тебранма ҳаракат қиласади. Сўнмайдиган тебранишларни ҳосил қилиш учун системага қўшимча ташқи ўзгарувчан куч таъсир этиб

туриши лосим. Бу күч тебранувчи системага гоҳ бир томонға, гоҳ қарама-қаршы томонға йўналган «туртқи» бериб туради. Ўбажарган иш тебранувчи моддий нуқта томонидан мұхит қаршилигини енгішіп сарфланған энергия камаюини тұлдирип туради. Даврий равища ўзгариб турадиган бундай ташқи күчни *мажбур этувчи күч* деб аталади. Қозатыш бошланған пайтда мувозанат вазиятида турған моддий нуқтага гармоник қонун бўйича ўзгарувчи

$$F = F_0 \cos\omega t$$

күч таъсир этсин. Бунда мажбур этувчи күч амплитудасини  $F_0$  билан, частотасини  $\omega$  билан белгиланған. Динамика-нинг иккінчи қонунига асосан, моддий нуқтанинг мазкур ҳолдаги ҳаракат тенгламасини қўйидагича ёзишимиз мумкин:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos\omega t$$

ёки

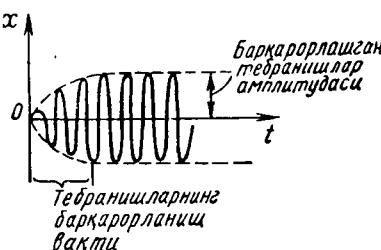
$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = F_0 \cos\omega t. \quad (11.72)$$

Бу тенгламанинг умумий ечими ( $x$ ), математика курсида исбот қилинишича, ўнг томони нолга тенг бўлган ҳолдаги (11.72) тенгламанинг умумий ечими ( $x_1$ ) ва (11.72) тенгламанинг хусусий ечими ( $x_2$ ) нинг йигиндиси

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t)$$

тарзда аниқланади. Бу йигиндидаги Ыиринчи ҳад, яъни (11.72) тенгламанинг  $F_0=0$  ва  $\beta < \omega_0$  бўлган ҳолдаги ечими |(11.58) ифодага қ.| тебранувчи моддий нуқтанинг хусусий сўнувчи тебранишларига мос келади. Йигиндидаги иккинчи ҳад, яъни (11.72) тенгламанинг хусусий ечими эса мажбур этувчи күч частотаси  $\omega$  билан содир бўладиган тебранишларни акс эттиради. Бу иккинчи тебранишни *моддий нуқтанинг мажбурий тебранишлари* деб аталади (11.20- расм).

Моддий нуқтанинг хусусий тебранишлари мажбур этувчи күч таъсир эта бошлаган дастлабки пайтда вужудга келади ва экспонен-



11.20- расм

циал қонун бўйича тезгина (мажбурий тебранишларнинг барқарорланиш вақти давомида) сўниб бўлади. Шу вақтдан бошлаб моддий нуқтанинг тебранишлари барқарорлашган, яъни  $x(t) = x_2(t)$  бўлади. Бинобарин, (11.72) кўринишдаги дифференциал тенгламанинг хусусий ечими мажбурий тебранишларни ифодалайди.

Бир қатор математик амаллар бажариб (11.72) тенгламанинг изланәётган ечими

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) \quad (11.73)$$

муносабат билан аниқланишини топамиз. Бундаги  $A$  — мажбурий тебранишлар амплитудаси, унинг қиймати

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (11.74)$$

формула ёрдамида ҳисобланishi мумкин,  $\alpha$  эса мажбур этувчи куч ва мажбурий тебраниш фазаларининг фарқи, унинг қиймати

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (11.75)$$

формула ёрдамида ҳисобланади.

Тебраниш контурига электр юритувчи кучи даврий равища ўзгарувчи манба улайлик. Бу манба контурнинг актив қаршилигида иссиқлик энергияси сифатида ажралиб чиқаётган энергия камаювани компенсациялаб туриши туфайли тебраниш контурининг энергияси доимий сақланади. Бу эса, ўз навбатида, тебранишларнинг сўнмаслигига сабабчи бўлади. Бундай тебранишларни *мажбурий электромагнит тебранишлар* дейиллади.

Бу ҳолда контур элементларидаги кучланиш тушишларининг йигиндиси нолга эмас ((11.4) ифодага қаранг), балки ташки ўзгарувчан электр юритувчи куч  $\mathcal{E}_m \cos\omega t$  га тенг бўлиши керак, яъни

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}q = \mathcal{E}_m \cos\omega t. \quad (11.76)$$

Бу тенгламанинг ечими мажбурий тебранишларни ифодалайди. У қўйидаги кўринишга эга:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (11.77)$$

бунда

$$q_m = \frac{\epsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (11.78)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}. \quad (11.79)$$

(11.77) дан вақт бүйича биринчи тартибли ҳосила олсак, контурдаги ток кучини топған бўламиз:

$$I = -\omega q_m \sin (\omega t - \psi) = I_m \cos \left( \omega t - \psi + \frac{\pi}{2} \right), \quad (11.80)$$

бунда

$$I_m = \omega q_m = \frac{\epsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.81)$$

Конденсатордаги кучланишни топиш учун (11.77) ни  $C$  га бўламиз:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos (\omega t - \psi) = U_m \cos (\omega t - \psi), \quad (11.82)$$

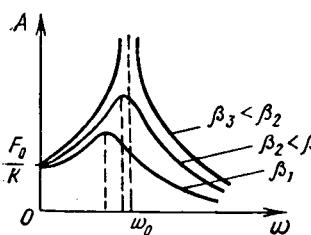
бунда

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\epsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.83)$$

## 12- §. Резонанс ҳодисаси

Мажбурий тебранишлар амплитудасини аниқловчи (11.74) ифодага асосан,  $A$  нинг қиймати системанинг хусусий тебранишлар частотаси ( $\omega_0$ ) ва мажбур этувчи куч частотаси ( $\omega$ ) орасидаги муносабатга, мажбур этувчи кучнинг амплитудавий қиймати ( $F_0$ ) га ҳамда сўниш кўрсаткичи ( $\beta$ ) га боғлиқ. 11.21-расмда  $F_0$  ва  $t$  ўзгармас бўлган ҳолда  $\beta$  нинг турли қийматлари учун  $A$  нинг  $\omega$  га боғлиқлик графиклари тасвирланган.  $\omega = 0$  бўлганда, яъни мажбур этувчи кучнинг қиймати ўзгармаганда (11.74) ифодадан

$$A = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{k}$$



11.21- расм

келиб чиқади. Шунинг учун 11.21-расмда  $\beta$  нинг турли қийматлари учун чизилган графикларнинг барчаси ордината ўқини  $\frac{F_0}{k}$  да кесиляп,  $\omega \rightarrow \infty$  да, (11.74) га асосан, амплитуда асимптотик равишда нолга интилади. Расмдан кўринишича,  $\omega$  нинг бирор оралиқ қийматида амплитуда максимал қийматга эришади. Бу ҳодиса, яъни мажбур этувчи куч частотасининг бирор аниқ қийматида мажбурий тебранишлар амплитудасининг кескин ортиб кетиши резонанс ҳодисаси деб аталади. Резонанс ҳодисаси амалга ошган ҳолдаги мажбур этувчи кучнинг частотасини резонанс частота деб, амплитуданинг максимал қийматини эса резонанс амплитуда деб аталади. Резонанс частота қийматини топиш учун қўйидагича фикр юритамиз. Резонанс ҳодисаси рўй берганда (11.74) ифода максимал қийматга эришиши, яъни мазкур ифоданинг маҳражи минимал қийматга эришиши лозим. Шунинг учун (11.74) нинг маҳражидан  $\omega$  бўйича ҳосила олиб уни нолга тенгглаштирамиз:

$$-2(\omega_0^2 - \omega^2) 2\omega + 8\beta^2\omega = 0$$

ёки

$$-(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0,$$

бундан

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (11.84)$$

Резонанс частотанинг бу қийматини (11.74) га қўйсак, резонанс амплитуда қийматини топамиз:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (11.85)$$

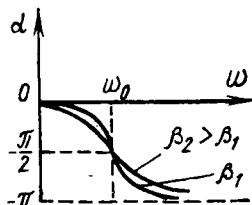
Демак, резонанс частота ва резонанс амплитуда  $\beta$  га борлиқ.  $\beta$  камайган сари  $\omega_p$  ортиб боради ва хусусий тебранишлар частотаси ( $\omega_0$ ) га яқинлашиб боради. Ҳақиқатан, 11.21-расмдан кўринишича,  $\beta$  нинг кичикроқ қийматларига мос келувчи графикларда максимумлар кескинроқ ва улар  $\omega_0$  га яқинроқ частоталарга мос келади.  $\beta = 0$  бўлган ҳолда эса резонанс амплитуданинг қиймати чексиз катта бўлиши ке-

рак. Лекин, амалда, резонанс амплитуда чекли қийматга эга, чунки реал шароитларда тебранувчи системага (оз бўлса-да!) қаршилик кучи таъсир этади. Шунинг учун  $\beta$  нинг ниҳоят кичик қийматлари учун мажбур этувчи кучнинг частотаси хусусий тебранишлар частотасига тенг бўлганда резонанс ҳодисаси амалга ошади, деб ҳи-собланади.

Моддий нуқтанинг силжиши ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи ( $\alpha$ ) нинг  $\omega$  га боғлиқлиги [(11.75) муносабат асосида ҳисобланган] 11.22- расмда тасвирланган.  $\omega < \omega_0$  қийматларда силжиш мажбур этувчи кучдан фаза бўйича орқада қолади. Бу фарқ, аввал, анча кичик бўлади. Лекин  $\omega \rightarrow \omega_0$  да катталашади. Резонанс ҳодисаси содир бўлганда  $\alpha$  нинг қиймати  $-\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлади.  $\omega \gg \omega_0$  да эса силжиш ва мажбур этувчи куч қарама-қарши фазада бўлади, яъни  $\alpha = -\pi$ .

Силжиш ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи 0 эмас, балки  $-\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлганда резонанс ҳодисасининг амалга ошиши ғалати туюлади. Лекин силжиш ва мажбур этувчи куч орасидаги фазалар фарқи  $-\frac{\pi}{2}$  га тенг бўлганда тебранаётган моддий нуқта тезлиги ва мажбур этувчи куч фазаларининг фарқи 0 га тенг бўлади. Шунинг учун мажбур этувчи кучнинг иши моддий нуқта тезлигини (яъни әнергиясини) оширади. Натижада тебраниш амплитудаси кескин ортади.

Мажбурий тебранишлар ва резонанс кўпчилик физик жаёнларда ва техникада катта роль ўйнайди. Масалан, турли частотали тебранишлар йиғиндинсидан маълум частотали тебранишни ажратишда резонанс ҳодисасидан фойдаланилади. Баъзи ҳолларда эса резонанс жуда зарарли бўлади, чунки у катта деформацияларнинг вужудга келишига ва иншоотларнинг бузилишига сабабчи бўлади. Бинобарин, турли машиналар ва иншоотларни лойиҳалаш жараёнида резонанс ёътиборга олинади.

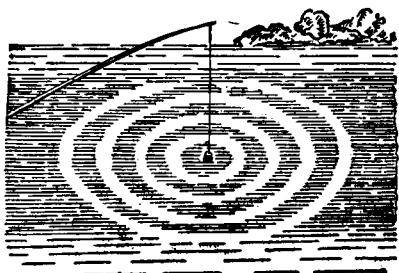


11.22- расм

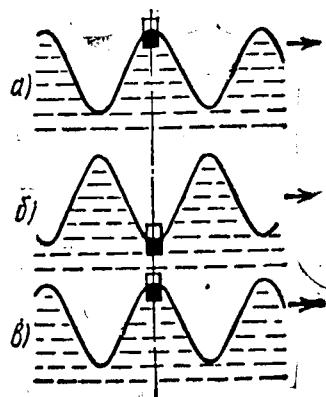
## XII БОБ ТҮЛҚИНЛАР

### 1-§. Түлқинларнинг вужудга келиш механизми

Түлқинлар билан танишишни кундалик турмушимизда кўп кузатган ҳодисадан бошлайлик. Сувга бирор жисм ташласак, унинг сирти бўйлаб түлқинлар тарқалади. Түлқин навбатлашган айланасимон дўнгликлар ва чуқурликлардан иборат. Сув сиртининг бирор ондаги манзарасига (яъни фотосуратига) эътибор берсангиз (12.1-расмга қ.) ундаги айланасимон дўнгликлар ва чуқурликларнинг маркази тош тушган О нуқта эканлигини аниқлаймиз. Бирор муддат түлқиннинг тарқалиш жараёнини кузатсангиз, дўнглик ва чуқурлик айланаларнинг радиуслари катталашиб бораверади. Шуниси қизиқки, кузатувчи тасавурида түлқин тарқалиши туфайли сув зарралари О нуқтадан узоқлашаётгандек, яъни қирғоқ томонга қўчаётгандек туюлади. Аслида сув зарралари кўчмайди, балки тебраниш етиб келган зарралар ўзларининг мувозанат вазиятлари атрофида тебранма ҳаракат қиласилар. Бунга ишонч ҳосил қилиш мақсадида сув сиртининг бирор нуқтасидаги пўкак ҳаракатини кузатайлик (12.2-а расм). Кузатишларнинг кўрсатишича, пўкак түлқин билан биргаликда қирғоқ томон ҳаракатланмайди, балки ўзи жойлашган соҳадаги, сув зарралари билан биргаликда навбатманавбат гоҳ пастга (12.2-б расм), гоҳ юқорига (12.2-в расм) силжийди, яъни тебранади.



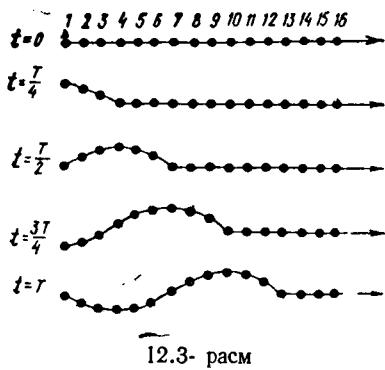
12.1- расм



12.2- расм

Умуман, ҳар қандай мұхитда түлқинларни үйғотиши учун тебранувчи манба бўлиши лозим. Бу манба ўзи жойлашган соҳадаги мұхит зарраларини тебратади. Лекин мұхит зарралари ўзаро боғлиқ. Хусусан, юқорида баён этилган суюқлик сирти бўйлаб түлқинларнинг тарқалишида суюқлик сиртиning қўшни элементлари орасидаги ўзаро боғланиш сирт таранглик ва оғирлик кучлари туфайли амалга ошади. Эластик мұхитда эса зарралар орасидаги ўзаро боғланиш кучлари эластик характеристерга эга. Мұхит зарралари орасидаги бу ўзаро боғланиш туфайли манба үйғотган тебраниш бошқа зарраларга ҳам аста-секин узатилади. Бунда мұхитнинг тебранаётган ҳар бир зарраси ўзига қўшни бўлган заррага, у эса қўшни бошқа зарраларга мажбур этувчи куч билан таъсир этади. Шунинг учун мұхит зарраларининг тебранишлари мажбур этувчи куч частотаси билан (яъни түлқин манбанинг тебраниш частотаси билан) содир бўлади.

Шундай қилиб, түлқин деганда тебранишларнинг мұхитда тарқалиш жараёнини тушуниш лозим. Түлқиннинг тарқалиш йўналиши *нур* деб, ихтиёрий *t* вақтда тебранишлар етиб келган мұхит зарраларининг геометрик ўринлари эса *тўлқин фронти* деб аталади. Бинобарин, тўлқин фронти мұхитнинг тебранаётган зарраларини тебранишни ҳали бошламаган зарраларидан ажратиб турувчи чегаравий сирт тарзидан тасаввур қилиниши мумкин. Тўлқин фронтининг шакли мұхит хоссалари, тебраниш манбанинг шакли ва ўлчамларига боғлиқ. Бир жинсли ва изотроп мұхитда жойлашган нуқтавий тебраниш манбайдан тарқалётган тўлқинларнинг фронти сферик шаклда бўлади. Бинобарин, мазкур тўлқинлар *сферик тўлқинлар* деб ном олган. Агар тебраниш манбай текислик шаклига эга бўлса, манбага яқин соҳалардаги тўлқин фронти ҳам текислиқдан иборат бўлади. Шу сабабли бу тўлқинлар *ясси тўлқинлар* деб аталади. Иккала ҳолда ҳам нур тўғри чизиқ бўлиб, у тўлқин фронтига перпендикуляр бўлади. Агар мұхит зарралари нурга перпендикуляр равишда тебранаётган бўлса, бундай тўлқинни *кўндаланз тўлқин* деб, мұхит зарралари нурга параллел равишда тебранаётганда ҳосил бўлган тўлқин *бўйлама тўлқин* деб аталади. Суюқлик сирти бўйлаб тарқаладиган тўлқинлар (юқорида баён этилган сув сиртидаги тўлқинлар) алоҳида синфга оид бўлиб, уларнинг тарқалиш жараённанда мұхит зарралари вертикаль текисликларда ётадиган айланасимон әгри чизиқлар бўйича тебранади. Бундай тўлқинларнинг вужудга келиш механизми устида тўхтамаймиз. Биз фақат бир жинсли ва изотроп эластик мұхитда тарқаладиган тўлқинлар ҳақида



кўндаланг тўлқин 1-заррага етиб келган бўлсин. Натижада бу зарра  $T$  давр билан нур йўналишига перпендикуляр равишда тебрана бошлайди. У мувозанат вазиятидан юқорига қараб ҳаракатланиб ўзига қўшни бўлган зарраларни ҳам илаштиради. Чорак даврдан сўнг ( $t = \frac{T}{4}$ ) 1-зарра юқорига максимал силжиган бўлади, 2- зарра 1-заррадан бир оз камроқ, 3- зарра эса ундан ҳам камроқ силжиган бўлади. Бу вақтда 3- зарра томонидан илаштирилган 4-зарра юқорига қараб эндигина ҳаракатлана бошлайди. Ярим даврдан сўнг ( $t = \frac{T}{2}$ ) 1- зарра мувозанат вазиятидан паст томонга ўтиб кетяпти, 2- ва 3- зарралар юқорига максимал силжиб бўлгач, энди орқага қайтяпти, 4- зарра юқорига максимал силжиб бўлади. 4- зарра томонидан илаштирилган 5- зарра ва у илаштирган 6- зарралар ҳам мувозанат вазиятидан бир оз силжиган. 7-заррага эса тебаниш эндигина етиб келди.

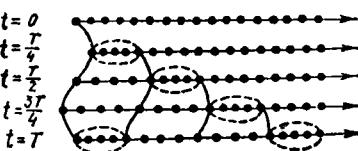
$t = \frac{3T}{4}$  вақтдан сўнг 1-зарра пастга максимал силжиб бўлади, 4- зарра мувозанат вазиятидан паст томонга қараб ўтипти 7- зарра юқорига максимал силжиган, 10- зарра юқорига қараб эндигина ҳаракатлана бошлайди. Ниҳоят, битта тўлиқ даврдан сўнг ( $t = T$ ) 1-зарра мувозанат вазияти орқали юқорига ўта бошлайди, 4- зарра энг пастки вазиятга етди, 7- зарра пастга ҳаракатланиш жараёнида мувозанат вазиятидан ўтипти. 10- зарра юқорига максимал силжиб бўлди. Бу вақтда тебраниш 13-заррага етиб келади. Шу тариқа кўндаланг тўлқиннинг муҳитда тарқалиши содир бўлади.

фикримизни давом эттирамиз.

Тўлқинларнинг вужудга келиш ва тарқалиш механизми билан танишайлик. Нур йўналишидаги бир- бири билан эластик боғланган бир қатор зарраларни тасаввур қиласайлик (12.3-расм). Қулайлик мақсадида зарраларни чандан ўнгга ортиб борадиган тартибида номерлайлик. Кузатиш бошланганда ( $t = 0$ )

Күндаланг тұлқинларнинг тарқалиши жараёнида мұхит қатламларининг бир-бирига нисбатан силжиши, яғни силжиш деформацияси содир бўлади. Қатламларнинг нисбий силжишига қаршилик кўрсатадиган эластик кучлар (бу кучлар туфайли мұхит зарралари тебранади) фақат қаттиқ жисмларда вужудга келади, чунки қаттиқ жисмлар ўз шаклларини сақлашга интилади. Суюқлик ва газсимон мұхитларда эса силжиш деформацияси содир бўлмайди. Бинобарин, уларда силжишига қаршилик кўрсатувчи эластик кучлар ҳам вужудга келмайди. Шу сабабли суюқлик ва газларда кўндаланг тұлқинлар вужудга келмайди.

12.4-расмда бўйлама тұлқинларнинг тарқалишида мұхит зарралари вазиятларининг бир-биридан  $\frac{T}{4}$  вақт қадар фарқланадиган онлардаги манзаралари тасвирланган. Бўйлама тұлқиннинг тарқалиш жараёнида мұхит зарралари нур йўналишида ва унга тескари йўналишда силжийди. Бинобарин, мұхит зарраларининг зичланишлари (расмда пункттир чизиқ билан ўралган) ва сиyraklaniшлари вужудга келади. Зичланишлар вужудга келганд соҳада ҳажм торайди, сиyraklaniшлар вужудга келган соҳада эса ҳажм кенгайди. Ҳажмнинг ўзгаришига қаршилик кўрсатадиган эластик кучлар қаттиқ жисмларда ҳам, суюқлик ва газларда ҳам вужудга келади. Шу сабабли бўйлама тұлқинлар қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатдаги мұхитларда содир бўлади.



12.4- расм

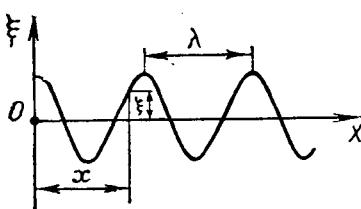
Фараз қилайлик, чексиз мұхитнинг бирор нүктасида тебранувчи система (манба) жойлашган бўлсин. У ҳолда система ўзига бевосита тегиб турган зарраларга, улар эса ўзларига қўшни бўлган зарраларга тебраниш узатади. Шу тарика тобора нарида турган мұхит зарраларининг тебранишлари, яғни тұлқиннинг мұхитда тарқалиши содир бўлади. Бу жараёнда манбадан тобора узоқроқда жойлашган мұхит зарралари тебрана бошлайди. Бинобарин, мазкур жараёнда тұлқин худди ўзини вужудга келтирган манбадан «югуриб қочаётгандек» түюлади. Шу боисдан уни *югурувчи тұлқин* деб аталади.

## 2- §. Тұлқин тенглама

Фараз қилайлик, чексиз мұхитнинг бирор нүктасида тебранувчи система (манба) жойлашган бўлсин. У ҳолда система ўзига бевосита тегиб турган зарраларга, улар эса ўзларига қўшни бўлган зарраларга тебраниш узатади. Шу тарика тобора нарида турган мұхит зарраларининг тебранишлари, яғни тұлқиннинг мұхитда тарқалиши содир бўлади. Бу жараёнда манбадан тобора узоқроқда жойлашган мұхит зарралари тебрана бошлайди. Бинобарин, мазкур жараёнда тұлқин худди ўзини вужудга келтирган манбадан «югуриб қочаётгандек» түюлади. Шу боисдан уни *югурувчи тұлқин* деб аталади.

Югурувчи түлқин тенгламасини ёзиш — мұхитнинг ихтиёрий зарраси учун силжишнинг вақтга боғлиқ равища үзгаришини ифодаловчи муносабатни аниқлаш демекдир. Мәзкур вазифаны хусусий ҳол, яъни бир жинсли ва изотроп мұхитда тарқалаётган күндаланг түлқинлар учунгина бажарайлик. Мұхитнинг  $O$  нуқтасига жойлаштирилган тебранишлар манбаси  $t = 0$  вақтдан бошлаб

$$\xi = A \cos \omega t$$



12-5- расм

қонун бүйічка гармоник тебранма ҳаракат қилаётган бўлсин. Майданинг бу ҳаракати туфайли мұхит зарралари ҳам  $A$  амплитуда ва  $\omega$  частота билан тебранади. Лекин мұхит зарралари манбадан қанчалик узоқроқ жойлашган бўлса, улар шунчалик кечикиброқ тебранма ҳаракатни бошлайди.

Хусусан, манбадан  $x$  масофа узоқликда жойлашган (12.5-расмга қ.) зарра  $O$  манбага бевосита қўшни бўлган заррага нисбатан

$$\tau = \frac{x}{u}$$

вақт қадар кечроқ тебрана бошлайди. Бу ифодада түлқиннинг мұхитда тарқалиш тезлиги  $u$  ҳарфи билан [мұхит зарраларининг мувозанат вазияти атрофидаги тебранма ҳаракат тезлиги ( $v$ ) дан фарқ қилиш мақсадида] белгиланган. Шуннинг учун  $O$  нуқтадан  $x$  масофа узоқликдаги зарранинг ихтиёрий  $t$  вақтдаги силжиши манбага бевосита тегиб турган зарранинг  $t - \frac{x}{u}$  вақтдаги силжишига тенг бўлади, яъни

$$\xi = A \cos \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.1)$$

Бу ифода *югурувчи түлқин тенгламаси* деб аталади. У түлқин тарқалаётган мұхит ихтиёрий заррасининг мувозанат вазиятидан силжиши ( $\xi$ ) ни вақт ( $t$ ) ва зарранинг тебраниш манбаидан узоқлиги ( $x$ ) нинг функцияси тарзда аниқлайди.

Югурувчи түлқин графиги (12.5- расмга қ.) гармоник тебраниш графигига (11.8- расмга қ.) ўхшаш бўлса-да, уларнинг моҳияти турлича әканини алоҳида қайд қиласайлик. Тебраниш графиги битта зарра силжишининг вақтга боғлиқ-

лигини ифодалайди. Югурувчи түлкін графиги эса түлкін тарқалаётган мұхит барча зарраларининг айни бир вақтдаги силжишлари билан зарраларнинг тебраниш манбаидан узоқ-ликлари орасидаги боғланишни иғодалайды. Бошқача қилиб айтганды, югурувчи түлкін графиги гүё түлкіннинг оний фотосуратидир. Расмдан күренишича, түлкін графиги синусоидадан иборат. Бинобарин, бундай түлкінни, яъни тебраниси гармоник қонун бўйича содир бўладиган манба туфайли тарқаладиган түлкінни гармоник түлкін ёхуд синусоидал түлкін деб аталишининг сабаби ҳам шунда.

Силжиш максимал қийматга ( $\xi_{\max.} = +A$ ) эришган нуқталарни түлкін дүнгликлари деб, минимал қийматга ( $\xi_{\min.} = -A$ ) эришган нуқталарни эса түлкін чукурликлари деб аталади. Икки қўшни чукурлик (ёки дўнглик) орасидаги масофа түлкін узунлиги ( $\lambda$ ) деб ном олган. Түлкін узунлигини бир хил фазада тебранаётган иккита энг яқин нуқталар орасидаги масофа тарзида ҳам аниқлаш мумкин, чунки бу нуқталарнинг тебраниш фазалари  $2\pi$  га фарқланади (маълумки, аргументи  $2\pi$  га ўзгарганда косинус яна дастлабки қийматини тиклайди).

Демак, битта давр (яъни  $T$  вақт) давомида *и* тезлик билан тарқалаётган түлкін босиб ўтган масофа мазкур түлкіннинг узунлигидир:

$$\lambda = uT. \quad (12.2)$$

Бу ифода ёрдамида (12.1) тенгламани ўзгартириб ёзишимиз мумкин:

$$\begin{aligned} \xi &= A \cos \left( \omega t - \omega \frac{x}{u} \right) = A \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{T} \frac{x}{u} \right) = \\ &= A \cos \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right). \end{aligned}$$

Мазкур тенгламадаги  $\frac{2\pi}{\lambda}$  ни, одатда,  $k$  ҳарфи билан белгиланади ва түлкін сон деб аталади. У  $2\pi$  метр узунликдаги кесмада жойлашадиган түлкін узунликларининг сонини ифодалайди. Натижада югурувчи түлкін тенгламаси

$$\xi = A \cos (\omega t - kx) \text{ ва } \xi = A \cos (\omega t + kx) \quad (12.3)$$

кўринишга келади. Иккинчи тенглама қарама-қарши йўналишда (яъни  $x$  нинг камайиш томонига қараб) тарқалаётган түлкін учун ўринли. Бироқ (12.3) ифода ясси югурувчи түлкін, яъни фронти ясси текисликдан иборат бўлган югурувчи түлкін учун чиқарилганлигини қайд қиласлик. Агар мұхит-

да тарқалаётган түлкін сферик бўлса, муҳит зарраларининг тебраниш амплитудалари зарранинг тебраниш манбаидан узоклиги ( $r$ ) га тескари пропорционал равишда камайиб боради. Бинобарин, сферик югурувчи түлкін тенгламаси

$$\xi = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr) \quad (12.4)$$

кўринишда ёзилади.

(12.1) дан ифодаланиб муҳитда түлкін тарқалишини ифодалайдиган дифференциал тенгламани ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун (12.1) дан  $t$  ва  $x$  бўйича иккинчи тартибли хусусий ҳосилалар олайлик:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left[ -A \omega \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= -A \omega^2 \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right); \\ \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{A \omega}{u} \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= -\frac{A \omega^2}{u^2} \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \end{aligned}$$

Бу ифодаларни таққослаш натижасида қўйидаги муносабатни ёза оламиз:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}.$$

Мазкур муносабат  $\xi$  нинг қиймати  $y$  ва  $z$  га боғлиқ бўлмаган ҳолда түлкін процесснинг муҳитда тарқалишини акс эттиради. Умумий ҳолда, яъни  $\xi = \xi(x, y, z, t)$  бўлганда, бу тенглама қўйидаги кўринишга келади:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (12.5)$$

Тўлкін ҳаракатнинг дифференциал тенгламаси ёки оддийгина қилиб, *тўлкін тенглама* деб юритиладиган мазкур дифференциал тенглама энг умумий ҳолдаги тўлкін процесс тарқалишини ифодалайди.

### 3- §. Фазавий ва группавий тезликлар

Аввало, (12.1) тенгламадаги тўлкіннинг тарқалиш тезлиги ( $u$ ) термини остида қандай тушунча ётганлигини ойдинлаштириб олайлик. Яси тўлкін бирор  $i$  вақтдан сўнг

тебраниш маңбаидан  $x$  масофа узоқликка етиб келади (12.6-расм). Мазкур вақтдаги түлкін фронти ясси текисликтен изборат бўлиб, бу текисликтин барча нуқталари бир хил фазада тебранади. Шу сабабли түлкін фронтини *бир хил фазалар текислиги* дейиш ҳам мумкин. Тебранувчи нуқталар фазалари бир хил деганда (12.1) тенгламадаги косинус аргументи доимий бўлишини, яъни

$$\omega \left( t - \frac{x}{u} \right) = \text{const}$$

эканини тушунамиз. Лекин  $\omega$  доимий катталик бўлгани туфайли юқоридаги шартни

$$t - \frac{x}{u} = \text{const} \quad (12.6)$$

тарзда ёзишимиз мумкин. Мазкур тенглик  $t$  вақт ва фазаси қайд қилинган нуқталарнинг (яъни бир хил фазалар текислигининг) координатаси ( $x$ ) орасидаги боғланишни ифодалайди. Вақт ўтиши билан бир хил фазалар текислигининг координатаси ўзгаради. У худди  $OX$  ўқ бўйлаб ҳаракатланаёт-гандек бўлади. Мазкур ҳаракат тезлигини топиш учун (12.6)-ни дифференциаллайлик:

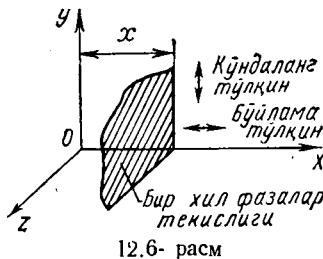
$$dt - \frac{1}{u} dx = 0.$$

Бундан

$$u = \frac{dx}{dt}. \quad (12.7)$$

Демак, түлкіннинг тарқалиш тезлиги фазанинг кўчши тезлигини англатади. Шу боисдан уни *фазавий тезлик* деб ҳам аталади.

Кўпчилик ҳолларда, түлкінларнинг фазавий тезлиги түлкін параметрларига эмас, балки муҳит хоссаларига боғлиқ бўлади, холос. Бошқача қилиб айтганимизда, частоталари турлича бўлган түлкінлар муайян муҳитда бир хил фазавий тезлик билан тарқалади. Лекин шундай түлкінлар ҳам бўладики (масалан, сиртий түлкінлар), уларнинг фазавий тезликлари частоталарига боғлиқ бўлади. Бундай ҳодиса, яъни *түлкінлар фазавий тезлигининг частотасига боғлиқлиги түлкінлар дисперсияси* деб аталади.



12.6- расм

Турли частотали түлқинлар йиғиндисини *тұлқинлар группаси* ёки *түлқин «пакет»* деб аталади. Дисперсияга әға бўлган түлқинлар учун «пакет» ҳаракатланиш жараёнида деформацияланиб «ёйилиб» боради. «Пакет»нинг тезлиги унинг таркибидаги түлқинларнинг бирортасини ҳам тезлигига мос келмайди. Бундай ҳолларда түлқинлар группаси максимумининг кўчиши тезлиги тушунчасидан фойдаланилади ва уни *группавий тезлик* деб аталади. Түлқин узунликлари  $\lambda$  дан  $\lambda + d\lambda$  гача бўлган түлқин «пакет»нинг группавий тезлиги қўйидагича муносабат билан аниқланади:

$$u_r = u - \lambda \frac{du}{d\lambda}.$$

Мазкур муносабатдан кўринишча, группавий тезликнинг фазавий тезликдан фарқланиши фазавий тезликнинг узунлигига боғлиқлигини ифодалайдиган ҳад  $\left( \frac{du}{d\lambda} \right)$  билан аниқланади:

1.  $\frac{du}{d\lambda} > 0$  бўлган ҳолларда (яъни узун түлқинла қисқа тўлқинларга нисбатан тезроқ тарқалса) группавий тезлик фазавий тезликдан кичик бўлади. Бундай ҳолларни *нормал дисперсия* деб аталади.

2.  $\frac{du}{d\lambda} < 0$  бўлган ҳолларда (яъни узуноқ тўлқинлар сеқинроқ тарқалса) группавий тезлик фазавий тезликдан катта бўлади. Бундай ҳолларни *аномал дисперсия* деб аталади.

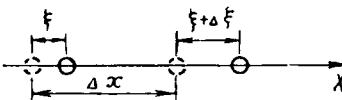
3.  $\frac{du}{d\lambda} = 0$  бўлган ҳол эса дисперсия кузатилмайдиган ҳол учун тааллуқлидир. Бунда фазавий ва группавий тезликлар айнан бир хил қийматга әга ( $u_r = u$ ). Бошқача қилиб айтганда, «пакет» таркибидаги барча тўлқинлар бир хил тезлик билан тарқалади.

#### 4- §. Тўлқин энергияси

Тўлқиннинг муҳитда тарқалиш жараёнида энергиянинг тарқалиши ҳам содир бўлади. Буни қўйидагича тавсиф қилиш мумкин. Тебраниш манбаига бевосита тегиб турган зарралар манба энергияси ҳисобига тебранади. Бу зарралар эса ўзидан кейинги зарраларга энергия узатади ва ҳоказо. Шу тариқа тўлқин худди энергия «ташиётгандек» бўлади. Бу энергия зарралар тебранма ҳаракатининг кинетик энергияси ва элас-

тик деформацияланган мұхитнинг потенциал энергиясидан иборат.

Түлқин энергияси билан  $\omega$  частотали ясси бүйлама түлқиннинг бир жинсли изотроп мұхитда тарқалиш мисолида танишайлык. Бүйлама түлқинде мұхит зарралари түлқиннинг тарқалиш йұналишида төбранма ҳаракат қиласы. Масалан, түлқиннинг тарқалиш йұналишини ифодаловчи  $Ox$  үк устида жойлашған иккі зарранинг мувозанат вазиятлари орасидаги масофа  $\Delta x$  бўлсин (12.7-расмга к.). Бүйлама түлқин тарқалиши туфайли бирор онда мазкур зарралар мувозанат



12.7- расм

вазиятидан мос равишда  $\xi$  ва  $\xi + \Delta\xi$  га силжийди. Бошқача қилиб айтганда, мұхитнинг бир-биридан  $\Delta x$  узсқликдаги иккі заррасининг силжишлари  $\Delta\xi$  га фарқланяпты.  $\Delta\xi$  нинг  $\Delta x$  га нисбати лимитда (яъни  $\Delta x \rightarrow 0$ )  $\xi$  дан  $x$  бўйича олинган ҳосиладир. Бу нисбатни *нисбий деформация* деб аталади ва  $\sigma$  ҳарфи билан белгиланади ( $\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ ). Демак, нисбий деформациянинг қыймати (12.1) дан  $x$  бўйича олинган хусусий ҳосила билан аниқланади:

$$\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{A\omega}{u} \sin \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.8)$$

$\sigma > 0$  бўлган ҳолларда зарралар орасидаги масофа шу зарраларнинг мувозанат вазиятлари орасидаги масофадан катта бўлади. Бинобарин, бундай ҳолларда мұхит зарраларининг сийраклашиши, яъни чўзилиш деформацияси кузатилади.  $\sigma < 0$  бўлган ҳолларда эса аксинча, сиқилиш деформацияси (мұхит зарраларининг зичланиши) содир бўлади.

Деформацияланган эластик мұхит элементар ҳажми ( $\Delta V$ ) нинг потенциал энергияси

$$U = \frac{1}{2\mu} \sigma^2 \Delta V$$

муносабат билан аниқланади. Бунда  $\mu$  — эластиклик коэффициенти бўлиб, унинг қыймати мұхит зичлиги ( $\rho$ ) ва мазкур мұхитда түлқиннинг тарқалиш тезлиги ( $u$ ) билан қўйидағича боғланган:

$$\mu = \frac{1}{\rho u^2}$$

Мазкур муносабат ва (12.8) ифодалардан фойдалансак, потенциал энергия ифодаси қуидаги күрнишга келади:

$$U = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V. \quad (12.9)$$

Мұхиттің худди шу  $\Delta V$  ҳажмидаги зарраларининг кинетик энергияси

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \rho \Delta V \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V \quad (12.10)$$

бұлади.

(12.9) ва (12.10) ифодаларни таққослаш натижасыда қуидаги холосага келамиз: мұхиттің текшириләтган ҳажмидә кинетик ва потенциал энергиялар бир-бирига тенг бўлиб, уларнинг қийматлари бир хил фазада ўзгаради. Бу хусусияти билан тўлқин ҳаракат тебранма ҳаракатдан фарқланади (маълумки, тебранма ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг кинетик ва потенциал энергиялари қарама-қарши фазада ўзгаради, яъни кинетик энергияси максимумга эришганда потенциал энергияси минимал бўлади ва аксинча). Текшириләтган ҳажмнинг тўлиқ энергиясини топиш учун кинетик ва потенциал энергиялар йигиндинин олиш керак:

$$W = E + U = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V.$$

Бу ифоданинг  $\Delta V$  ҳажмга нисбати — мұхиттің бирлик ҳажмидә мужассамлашган энергиядир. У энергия зичлиги деб аталади:

$$\omega = \frac{W}{\Delta V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right). \quad (12.11)$$

Демак, энергия зичлиги — ўзгарувчан катталиқ, ҳар бир онда тўлқиннинг турли нуқталарida унинг қиймати турлича бўлади. Синус квадратининг ўртача қиймати  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлганлиги учун тўлқиннинг ихтиёрий нуқтасидаги энергия зичлигининг вақт бўйича ўртача қиймати

$$\omega_{yp.} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

ифода билан аниқланади.

Шундай қилиб, тўлқин тебраниш манбаидан мұхиттің узоқроқдаги соҳаларига энергия «ташийди». Агар тўлқин йў-

лига хаёлан бирор сирт жойлаштирасак, бу сирт орқали түлқин билан биргаликда энергия ҳам ўтади. Түлқиннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр равишда жойлаштирилган  $S$  сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия миқдори билан характерланувчи катталик энергия оқими деб аталади. Энергия оқими скаляр катталик бўлиб, у қувват бирликларида, хусусан СИ да ватт ҳисобида ўлчаниди. *Түлқиннинг тарқалиши йўналишига перпендикуляр бўлган бир квадрат метр юзли сирт орқали бир секунд давомида кўчиб ўтадиган энергия миқдорини энергия оқимининг зичлиги деб аталади.* Түлқин  $OX$  ўқи йўналишида тарқалаётган бўлса (12.8- расмга к.), у  $1 \text{ m}^2$  юзли сирт орқали 1 с давомида кўчириб ўтадиган энергия миқдори ( $j$ ) расмда тасвирланган параллелепипед ичидаги мужассамлашган энергиядир:

$$j = w_{\text{ср.}} u = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 u. \quad (12.12)$$

Түлқиннинг тарқалиш тезлиги ( $u$ ) — вектор катталик, унинг йўналиши түлқиннинг тарқалиш йўналиши (демак, энергиянинг кўчиш йўналиши) билан мос тушади. Шунинг учун энергия оқимининг зичлигига ҳам вектор катталик маъносини бериш мумкин:

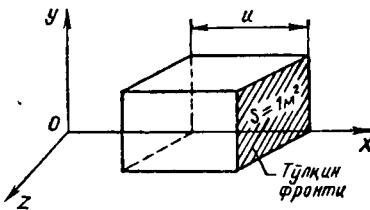
$$I = \omega u. \quad (12.13)$$

Бу  $j$  векторни *Умов вектори* деб аталади. Унинг абсолют катталиги бўйича ўртача қиймати

$$I = j_{\text{ср.}} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 u \quad (12.14)$$

*тўлқин интенсивлиги* деб аталади.

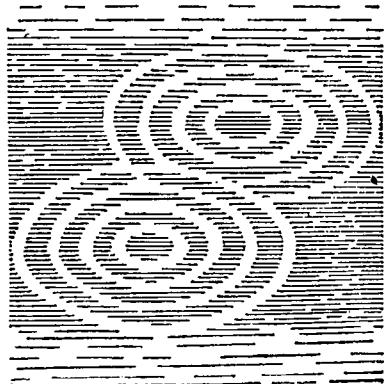
Демак, тўлқин интенсивлиги — тўлқин ўзи билан биргаликда «элтаётган» энергия оқими зичлигининг ўртача қийматидир. У  $\text{Вт}/\text{м}^2$  ҳисобида ўлчанади.



12.8- расм

## 5- §. Тұлқинлар суперпозицияси принципи. Тұлқинлар интерференцияси

Қўпчилик ҳолларда мұхитда бир вақтнинг ўзида бир неча тұлқин тарқалади. Масалан, сув сиртінің иккі жойига иккі тошни ташланғ. Иккала тебраниш манбаидан тарқалаётган сиртій тұлқинлар манзарасыға әзтибор берсанғыз (12.9- расмға қ.), улар бир-бірләрі билан учрашгандан сүнг ҳам худди ўзидан бошқа тұлқин мавжуд бўлмагандек тарқалишини давом эттираверади. Тұлқинларнинг тарқалишидаги бу мустақиллик бир вақтнинг ўзида бир неча тұлқин мавжуд бўлган ҳол учун ҳам ўринли. Баён этилган тажриба тұлқинлар суперпозицияси принципининг яққол тасвиридир.



12.9- расм

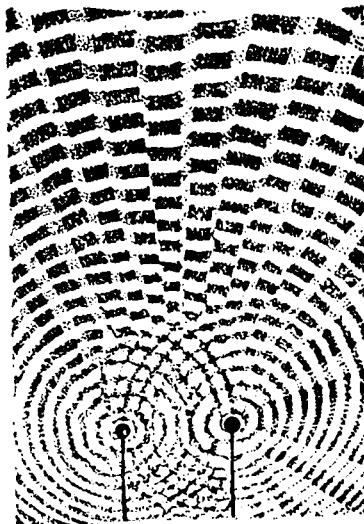
Мустақил тұлқинлар қўшилади, лекин бир-бірини ўзгартыrmайды. Бинобарин, бир- бірини кесіб ўтаётган тұлқинларнинг ажralғандан кейнгі тарқалишида содир бўлган учрашишнинг аломатлари мутлақо сезилмайды.

Суперпозиция принципи барча ҳолларда ҳам бажарила-вермайды. Хусусан, портлаш жараёнларыда тарқаладиган зарб тұлқинларда мұхит зарраларининг натижавий силжиши шу қадар катта қийматта эга бўладики, улар вужудга келтирадиган деформация мұхит материалининг эластиклик чегарасидан ошиб кетади. Бундай ҳоллар учун Гук қонуни бажарилмайды. Щу сабабли, биз кичик амплитудали тұлқинларни текшириш билан чегараланамиз.

Тұлқинларнинг қўшилишида вужудга келадиган ҳодисасы тұлқинлар интерференцияси деб аталади. Бу ҳодисада

икки ёки ундан ортиқ түлқинларнинг устма-уст тушиши натижасида муҳитнинг баъзи соҳаларидағи зарраларининг тебранишлари кучаяди, баъзи соҳаларидағи зарраларининг тебраниши эса сусаяди (ёки бутунлай сўнади). Айниқса, частоталари бир хил ва фазалар фарқи ўзгармас бўлган икки түлқин туфайли вужудга келадиган манзара ёътиборга лойик. Бундай түлқинларни *когерент түлқинлар*, уларни тарқатаётган манбаларни эса *когерент манбалар* деб аталади.

Икки шарчани (12.10-расм) бир вақтда сув сиртига тегизсан, худди сувга тош ташланганидек, тегищ соҳаларидан ҳар томонга когерент түлқинлар тарқалади. Бу түлқинларнинг бир-бiri билан учрашиши натижасида интерференцион манзара кузатилади. Сув сиртининг бир хил фазадаги түлқинлар учрашадиган соҳаларида тебраниш амплитудаси кучаяди. Аксинча, түлқинлар қарама-қарши фазада учрашадиган соҳаларда эса түлқинлар бир-бирини сўндиради, бундай соҳаларда сув сирти сокинлигини сақлайди.

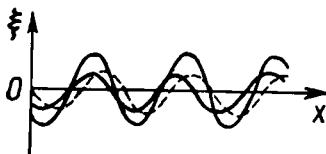


12.10- расм

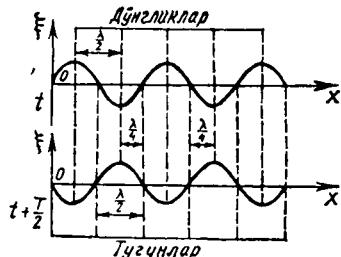
## 6- §. Турғун түлқинлар

Икки түлқин интерференциялашишига оид яна бир мисол: Амплитудалари ва частоталари бир хил бўлган икки ясси түлқин бир-бирига қараб ҳаракатланганда учрашиб, натижада турғун түлқин вужудга келади.

Хусусан, турғун түлқиннинг содир бўлиши учун сирор тўсиққа тушаётган ва тўсиқдан орқага қайтаётган түлқинлар учрашиши лозим. Тўлқинларнинг бири  $OX$  ўқнинг мусбат йўналишида, иккincinnси эса  $OX$  ўқнинг манфий йўналиши бўйича тарқалаётган бўлсин. 12.11- расмда бу тўлқинларнинг бири и гичка узлуксиз чизиқ билан, иккincinnси эса пункттир чизиқ билан тасвирланган.



12.11- расм



12.12- расм

Мазкур түлкүнларнинг тенгламаларини ёзайлик:

$$\xi_1 = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right); \quad \xi_2 = A \cos \omega \left( t + \frac{x}{u} \right). \quad (12.15)$$

Уларни қўшамиз ва натижани косинуслар йифиндиси формуласи асосида ўзгартирамиз:

$$\begin{aligned} \xi = \xi_1 + \xi_2 &= A \left[ \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) + \cos \omega \left( t + \frac{x}{u} \right) \right] = \\ &= 2A \cos \omega \frac{x}{u} \cos \omega t. \end{aligned}$$

Лекин  $\omega = \frac{2\pi}{T}$ -ва  $uT = \lambda$  эканлигини ҳисобга олса к, юқоридаги ифодани

$$\xi = 2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos \omega t \quad (12.16)$$

кўринишда ёза оламиз. Вужудга келган бу ифода турғун түлқин тенгламасидир. Унинг графиги 12.11- расмда қуюқ чизиқ билан тасвирланган.

Демак, турғун түлқин частотаси учрашаётган түлқинлар частотасига teng. Амплитудаси (яъни  $\cos \omega t$  олдидаги кўпайтубчи)

$$2A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (12.17)$$

вақтга боғлиқ эмас, бироқ муҳит зарраларининг вазиятини ифодаловчи  $x$  координатага боғлиқ (12.12- расм):

а)  $[\cos 2\pi \frac{x}{\lambda}] = 1$  бўлган нуқталарда турғун түлқин

амплитудаси максимал қийматга — қўшилаётган түлқинлар амплитудасининг иккапланган қиймати ( $2A$ ) га teng бўлади. Бу нуқталар дўнгликлар деб аталади. Дўнгликлар

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

шарт бажарилган нүқталарда ҳосил бўлади. Бундан дўнгликларнинг координаталари учун

$$x = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (12.18)$$

ифодани ҳосил қиласиз. Икки қўшни дўнглик орасидаги масофани қўйидагича топамиз:

$$x_{n+1} - x_n = (n + 1) \frac{\lambda}{2} - n \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}.$$

б)  $\cos 2\pi \frac{x}{\lambda} = 0$  бўлган нүқталарда турғун тўлқин амплитудаси ҳам нолга teng. Бундай нүқталарни *тугунлар* деб аталади. Демак, тугунлар

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

шарт бажарилган нүқталарда ҳосил бўлади. Бундан тугунларнинг координаталари

$$x = \pm (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (12.19)$$

ифода билан аниқланишини топамиз. Икки қўшни тугун орасидаги масофа эса

$$x_{n+1} - x_n = [2(n + 1) + 1] \frac{\lambda}{4} - (2n + 1) \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$$

га teng. Ихтиёрий тугундан энг яқин дўнгликкача бўлган масофани топайлик:

$$(2n + 1) \frac{\lambda}{4} - n \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4}. \quad (12.20)$$

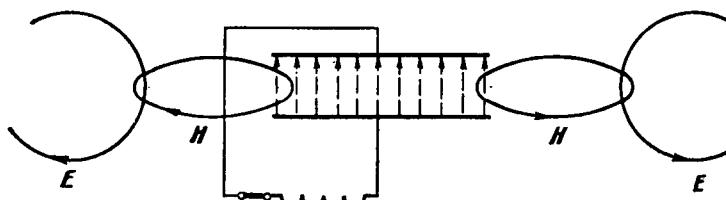
Дўнгликлар ва тугунлар бир-биридан тўлқиннинг чорак узунлиги қадар масофада жойлашади.

Югурувчи тўлқиндан фарқли равишда турғун тўлқиннинг энергия оқими нолга teng. Бунинг сабаби шундаки, турғун тўлқинни вужудга келтираётган қўшилувчи тўлқинлар — тушаётган ва қайтаётган тўлқинлар қарама-қарши йўналишларда teng миқдордаги энергияларни кўчиради. Бинобарин, турғун тўлқиннинг тугун нүқталар оралиғида мужассамлашган тўлиқ энергияси ўзгармай сақланади. Факат кинетик энергиянинг потенциал энергияга ва аксинча, потенциал

гиянинг кинетик энергияга айланышлари содир бўлади. Доимо тинч вазиятда турадиган (яъни мувозанат вазиятидан силжимайдиган) тугун нуқталар орқали энергия кўчмайди.

## 7- §. Электромагнит тўлқинларни тарқатиш ва қабул қилиш

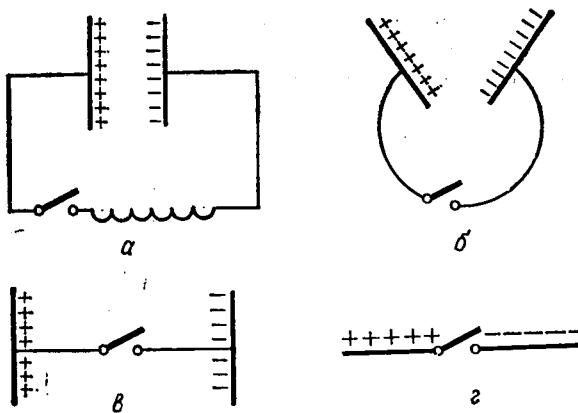
Индуктивлик ( $L$ ) ва сигим ( $C$ ) дан иборат тебраниш контуридаги конденсаторни ташки манбадан зарядлаб бўлгач, катит билан занжирни уласак (12.13-расм), электромагнит тебранишлар, яъни электр ва магнит майдон энергияларининг бир-бирига айланышлари содир бўлади. Бундай контурни, одатда берк тебраниш контури деб аталади ва унда энергиянинг ниҳоятда оз қисмигина контур атрофидаги фазода электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Ҳақиқатан, контурдаги энергиянинг бир турдан иккинчи турга айланувларида ўзгарувчан электр майдон фазонинг конденсатор пластинкала-



12.13- расм

ри орасидаги жуда кичик соҳасида тўпланган ва қопламалар билан ўралган. Шунинг учун электромагнит тўлқин чекли йўналишда, яъни конденсатор пластинкалари билан чегаралган йўналишда тарқала олади (12.13-расмда конденсаторнинг разрядланиш вақтидаги электромагнит майдоннинг тарқалиши тасвирланган). Бундан, тебраниш контури очиқроқ қилиб ясалса, яъни вужудга келадиган ўзгарувчан электр майдон контурни ҳар тарафлама ўраб оладиган қилиб ясалса, контурнинг тўлқин тарқатувчанигини ошириш мумкин, деган хуносага келамиз.

Иккинчи томондан, тебраниш контурининг тебраниш даври  $T$  қанчалик кичик бўлса, электр майдоннинг ўзгариш тезлиги  $\frac{dE}{dt}$  шунчалик катта бўлади. Бу эса магнитоэлектр индукция ҳодисаси туфайли содир бўладиган уюрмавий магнит майдон интенсивлигининг ортишига сабаб бўлади. Бу майдон энергияси уюрмавий электр майдон энергиясига, у эса янги



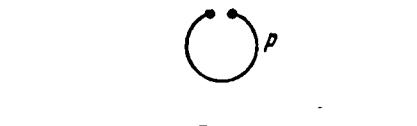
12.14- расм

магнит майдон энергиясига айланади ва ҳоказо. Шу тариқа фазода электромагнит майдонни тарқалиши содир бўлади. Демак, тебраниш контурининг даври қанчалик кичик бўлса, контур энергиясининг шунчалик кўпроқ қисми электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Бундан, тебраниш контуридаги индуктивлик ва сифим қўйматларини кичрайтириш лозим (чунки  $T = 2\pi\sqrt{LC}$ ), деган холосага келамиз.

Юқорида баён қилинган фикрларга асосланиб, берк тебраниш контурини (12.14- а расм) фикран қўйидаги кетма-кетлика ўзгартирайлик: конденсатор пластинкалари орасини бир оз кенгайтириб, фалтак ўрнига конденсатор пластинкаларини бирлаштирувчи бир ўрамгина сим олайлик (12.14- б расм). Натижада сифим ва индуктивлик анчагина камаяди, электромагнит тўлқиннинг тарқалиши учун лозим бўлган соҳа эса ортади. Тебраниш частотасини ( $v \sim \frac{1}{T}$  янада орттириш мақсадида контурни 12.14- в расмдаги шаклга келтириш мумкин. Ниҳоят, конденсатор пластинкаларини бутунлай олиб ташлаш мумкин (12.14- г расм). Агар бошланғич ҳолатда (12.14- а расм) берк тебраниш контурида электр майдон фазонинг фақат конденсатор пластинкалари оралиғидаги соҳасида мужассамлашган бўлса, сўнгги ҳолатда (12.14- г расм) очиқ тебраниш контури атрофидаги фазонинг барча соҳасида мавжуддир, 12.14- г расмда тасвирланган очиқ тебраниш контуридаги калитни уласак, ўтказгич бўйлаб зарядларнинг ҳаракати (яъни электр ток) вужудга келади. Бу ток туфайли

магнит майдон вужудга келади, у уюрмавий электр майдонни вужудга келтиради ва ҳоказо.

Герц тажрибаларида қўлланилган очиқ тебраниш контури ҳам юқорида баён этилганга ўхашаш эди. Герц ўтказгичларнинг сифимини бир оз ортириш учун ўтказгичлар учларини йўғонлаштириб сфера шаклига келтириди (12.15- расмга



12.15- расм

қаранг). Герцнинг бу қурилмаси *Герц вибратори* (вибратор — тебранишларни вужудга келтирувчи демакдир) деб аталади. Вибраторнинг иккала қисми дастлаб ўзгарувчан ток манбаидан (индуктордан) юқорироқ потенциаллар фарқи вужудга

келгунча зарядланади. Потенциаллар фарқи етарлича юқори бўлганда вибраторнинг иккала қисми оралиғида учқун юз берриб (тешилиш) занжирнинг иккала қисмини улади. Вибраторнинг иккала қисми бир неча марта қайта зарядлангандан сўнг тебранишлар сўниб қолади, чунки вибратор зарядланган вақтда олган энергия электромагнит тўлқинини нурлантиришига ва жоуль иссиқлигига сарфланади. Кейин индуктор вибраторни янгидан зарядлайди ва жараён тақрорланаверади.

Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш учун вибратордан бирор масофа узоқликда қабул қилувчи қурилма — *резонатор* (*P*) қўйилади. Резонатор вибраторга ўхашаш қурилма бўлиб, электромагнит тўлқиннинг ўзгарувчан майдони таъсирида унда индукцион ток вужудга келади. Натижада резонаторнинг учқун оралиғида майда учқунчалар вужудга келиб, электромагнит тўлқинлар қайд қилинаётганлигидан далолат беради.

Герц электромагнит тўлқинларнинг қайтиши, синиши, интерференцияси, дифракцияси ва қутбланишни текшириб, оптиканинг барча қонунларини электромагнит тўлқинларга қўллаш мумкинлигини аниқлади. Герц тажрибалари асосида аниқланган электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги  $3 \cdot 10^8$  м/с га, яъни ёруғлик тезлигига тенг бўлиб чиқди. Бу натижа Максвелл назариясининг тўғрилигини тасдиқлади, чунки Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқинлар ёруғлик тезлигига тарқалиши лозим эди. Герц тажрибаларида ҳосил қилинган электромагнит тўлқинларнинг частоталари  $10^8$  Гц, яъни тўлқин узунликлари ( $\lambda = \frac{c}{v}$ ) бир неча



12.16- расм

метрга тенг әди. Қейинчалик (1906 йил) П. Н. Лебедев узунлиги 6 мм ( $v = 5 \cdot 10^{10}$  Гц) бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш имконини берадиган жуда кичик вибратор ясади. Қейинроқ (1922 йил) А. А. Глаголева — Аркадьева юқори частотали электромагнит тўлқинларни вужудга келтириш усулини ишлаб чиқиб тўлқин узунлиги 0,1 мм ( $v = 3 \cdot 10^{12}$  Гц) бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилишга мубаффақ бўлди.

Умуман, электромагнит тўлқинлар жуда кенг интервалдаги частоталарга эга бўлиши мумкин. Электромагнит тўлқинларни частоталар ёхуд тўлқин узунликлар бўйича класификация қилиш электромагнит тўлқинларнинг спектри дебаталади (12.16-расмга қаранг). Тўлқин интервалларининг номлари уларнинг табиати ёхуд тарихи билан боғлиқдир.

### 8- §. Электромагнит тўлқиннинг асосий хоссалари

Электромагнит тўлқиннинг дифференциал тенгламаси қўйидагича бўлади:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (12.21)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (12.22)$$

бундаги  $u$  — электромагнит тўлқиннинг фазавий тезлиги.

Максвелл назариясига асосан, электромагнит тўлқиннинг бирор муҳитда тарқалиш тезлиги шу муҳитнинг электр ва магнит ҳусусиятларига боғлиқ бўлиб, унинг қиймати қўйидаги муносабат билан аниқланади:

$$u = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu_s}}. \quad (12.23)$$

Вакуумда муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  ва диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бирга тенг. Шунинг учун вакуумда электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги

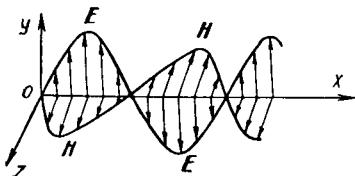
$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (12.24)$$

муносабат билан ифодаланади. Бу ифодадан фойдаланиб (12.23) ни қуйидаги күрнишда ёзиш мумкин:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (12.25)$$

Демак, электромагнит түлкіннинг мұхитда тарқалыши тезлиги вакуумдаги тезлигидан  $\sqrt{\mu \epsilon}$  марта кичик

Максвелл назариясининг натижаларидан бири — электромагнит түлкінларнинг күндалаң түлкінлар эканлигидир:  $E$  ва  $H$  векторлар ўзаро перпендикуляр бўлиб, улар түлкіннинг тарқалиш тезлиги  $u$  га перпендикуляр текисликларда ётади. Электромагнит түлкінда  $E$  ва  $H$  векторларнинг тебранишлари доимо бир хил фазада содир бўлади. Зеро электромаг-



12.17- расм

нит түлкінни шундай икки ўзаро перпендикуляр текисликларда ётувчи синусоидалар шаклида (12.17- расм) тасвирилаш мумкинки, бунда түлкін шу икки текислик кесишиши натижасида ҳосил бўлган чизиқ бўйлаб тарқалади. Синусоидалардан бири электр майдон куч-

ланганлик вектори  $E$  нинг, иккинчиси эса магнит майдон кучланганлик вектори  $H$  нинг тебранишларини ифодалайди.

Агар электромагнит түлкін частотаси айнан бир хил сақланса (яъни  $\omega = \text{const}$ ) уни *монохроматик* электромагнит түлкін деб аталади.  $Ox$  ўқ йўналишида тарқалаётган  $\omega$  частотани электромагнит түлкін тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx + \phi_0), \quad (12.26)$$

$$H = H_m \cos(\omega t - kx + \phi_0), \quad (12.27)$$

бундаги  $E_m$  ва  $H_m$  — мос равишда  $E$  ва  $H$  векторларнинг амплитуда қийматлари,  $k = \frac{\omega}{u} = \frac{2\pi}{\lambda}$  — түлкін сон,  $\phi_0$  — координатаси  $x = 0$  нуқтадаги тебранишларнинг бошланғич фазаси. (12.26) ва (12.27) да бошланғич фазалар бир хил, чунки электромагнит түлкінда  $E$  ва  $H$  лар бир хил фазада тебранади.

## 9- §. Электромагнит түлқин энергияси

Электромагнит түлқин билан биргаликда электромагнит майдонни характерловчи катталик — энергия ҳам тарқалади. Бирлик ҳажмдаги электромагнит майдон энергияси электр майдон энергиясининг зичлиги ва магнит майдон энергиясининг зичлиги йигиндисидан иборат:

$$w = w_e + w_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (12.28)$$

Электромагнит майдонда электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари ҳар бир моментда бирдай бўлади, яъни:

$$w_e = w_m.$$

Шунинг учун (12.28) ифода қуийдагича ёзилиши мумкин:

$$w = 2w_e = 2w_m = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2. \quad (12.29)$$

Бундан

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon E} = \sqrt{\mu_0 \mu H},$$

деган холосага келамиз. Бу эса, ўз навбатида (12.29) ифодани

$$w = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} E \cdot H \quad (12.30)$$

кўринишда ёзишга имкон беради. Агар (12.30) ифода билан аниқланувчи электромагнит майдон энергиясининг зичлигини (12.23) ифода билан аниқланувчи электромагнит түлқиннинг тезлигига кўпайтирсак, бирлик вақтда бирлик юз орқали кўчирилаётган энергияни, яъни энергия оқимининг зичлигини характерлайдиган катталикни ҳосил қиласмиш:

$$S = w \cdot u = E \cdot H. \quad (12.31)$$

Бу ифодани вектор кўринишда

$$S = [E \cdot H] \quad (12.32)$$

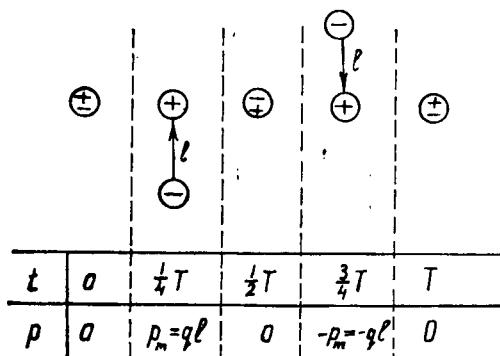
шаклида ёзиш мумкин.  $E$  ва  $H$  лар ўзаро перпендикуляр бўлганлиги учун, бу векторларнинг вектор кўпайтмаси электромагнит түлқиннинг тарқалиш йўналишидаги  $S$  вектордир.  $S$  векторни *Ўмов — Пойнтиңг вектори* деб аталади, унинг модули (12.31) ифода билан аниқланади, чунки  $\sin(\hat{E}H) = 1$ .

Нисбийлик назариясига асосан, энергияяга эга бўлган ҳаракатланувчи материя массага ҳам эга бўлади. Бу қонун  $W = mc^2$  муносабат орқали ифодаланар эди. Шунинг учун электро-

магнит майдон мавжуд бўлган фазанинг бирлик ҳажмига  $w/c^2$  масса тўғри келади. У ҳолда электромагнит майдоннинг тарқалишини (яъни электромагнит тўлқинни) массага эга бўлган материянинг ҳаракати деб қарамоқ керак. Ҳаракатланувчи материя эса импульсга эга бўлиши керак. Агар электромагнит майдон вакуумда тарқалаётган бўлса (вакуумдаги тезлиги  $c$  ёди), унинг импульси  $\frac{w}{c^2} \cdot c = \frac{w}{c}$ -га тенг бўлади. Бу катталик электромагнит майдон импульсининг зичлиги дейилади. Масса ва импульсга эга бўлган материя ўз йўлидаги тўсиқларга босим кучи билан таъсир қилиши керак. Ҳақиқатан, 1900 йилда Лебедев томонидан ўтказилган тажрибалар ёруғлик босимини аниқлашга имкон берди.

### 10-§. Диполнинг нурланиши

Электромагнит тўлқинларнурловчи энг оддий система вазифасини қўзғалмас  $+q$  заряд ва унинг атрофида тебранувчи —  $q$  заряддан иборат диполь бажаради (12.18- расм). Бошлиғи чархийи пайтда, яъни диполнинг  $+q$  ва —  $q$  зарядлари устмасуст тушган пайтда диполнинг электр моменти  $p = 0$  бўлади. Чорак давр ўтгач —  $q$  заряд  $+q$  заряддан максимал  $l$  масофага силжийди, шунинг учун диполнинг электр моменти максимал  $p = p_m = ql$  қўйматга эришади. Ярим даврдан сўнг  $+q$  ва —  $q$  зарядлар яқинлашиб устмасуст тушган пайтда  $p = 0$  бўлади. Сўнгра  $t = \frac{3}{4}T$  пайтда —  $q$  заряд  $+q$



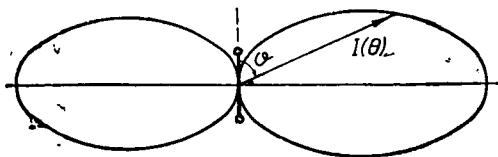
12.18- расм

заряддан максимал (лекин  $t = \frac{1}{4}T$  пайтдагига тескари томонга) узоқлашади, шунинг учун  $\mathbf{p} = -\mathbf{p}_m = -q\mathbf{l}$  бўлади. Шу тарзда процесс даврий тақрорланади. Диполнинг электр моменти эса вақт ўтиши билан

$$P = p_m \cos \omega t \quad (12.33)$$

қонун бўйича ўзгаради.

Диполнинг ўлчами диполь тарқалаётган электромагнит тўлқин узунлигидан кичик (яъни  $l \ll \lambda$ ) бўлган ҳолни текширамиз. Бундай диполь элементар диполь дейилади. Элементар диполга (кейинчалик, оддийгина, диполь деб атамиз) яқин бўлган соҳаларда электромагнит майдон манзараси анча мураккаб бўлади. Биз диполь тарқатаётган электромагнит



12.19- расм

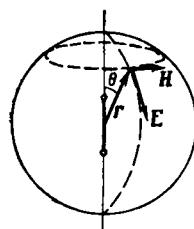
тўлқин узунлиги  $\lambda$  дан анча катта масофадаги нуқталар (яъни  $r \gg \lambda$  шарт бажариладиган ва диполнинг тўлқин зонаси деб аталарадиган соҳа) учун мулоҳаза юритамиз (12.19- расм):

1. Диполь тарқатаётган электромагнит тўлқиннинг биржинсли изотроп муҳитдаги тўлқин фронти сферасимон бўлади.

2. Ҳар бир нуқтада  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар ўзаро перпендикуляр ва нур йўналишига (яъни диполь марказидан муайян нуқтага ўтказилган радиус- вектор  $\mathbf{r}$  га) ҳам перпендикуляр бўлади. Нур йўналиши бўйлаб қараганимизда электромагнит тўлқиннинг оний манзараси 12.17- расмда тасвирилангандек бўлади.

3.  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар бир фазада тебранади.

4.  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторларнинг амплитуда қийматлари ( $E_m$  ва  $H_m$ ) гакуум учун  $\frac{1}{r} \sin \theta$  пропорционал бўлади. Бундаги  $\theta$  — диполь ўқи ва радиус- вектор  $\mathbf{r}$  йўналишлари орасидаги бурчак. Тўлқин зонада электромагнит нурланиш интенсивлиги



12.20- расм

қонун бўйича ўзгаради. 12.20-расмда  $r$  нинг берилган қиймати учун нурланиш интенсивлигининг  $\theta$  га боғлиқ равишда ўзгариши тасвирланган. Уни диполь нурланишининг *йўналанганик диаграммаси* деб аталади. Диаграммадан кўринишича, диполь ўқига перпендикуляр йўналишларда диполь нурланиши энг кучли бўлади. Диполь ўққа параллел ( $\theta = 0$  ёки  $\pi$ ) йўналишларда мутлақо нурланиш тарқатмайди.

### Халқаро система (СИ) даги асосий ва қўшимча бирликлар

Катталикининг		Катталик ўлчов бирлигининг		
номи	ўлчамилниг	номи	белгиси	тавърифи
1	2	3	4	5
<i>Асосий бирликлар</i>				
Узунлик	$L$	метр	м	Кріптон- 86 атомининг $2p_{10}$ ва $5d_5$ сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланишининг вакуумдаги тўлқин узунлигидан 1650763,73 марта катта бўлган узунликни 1 метр деб қабул қилинган
Масса	$M$	кило-грамм	кг	Килограммнинг халқаро прототипининг массасини 1 килограмм деб қабул қилинган
Вақт	$T$	секунд	с	Цезий- 133 атоми асосий ҳолатининг икки ўта нозик сатҳлари орасидаги ўтишга мос бўлган нурланиш давридан 9 192 631 770 марта катта вақт 1 секунд деб қабул қилинган

1	2	3	4	5
Электр токнинг кучи	$I$	ампер	A	1 ампер — вакуумда бир- биридан 1 м масофада жойлашган икки параллел чексиз узун, лекин кесими жуда кичик тўғри ўтказгичлардан ўтганда ўтказгичнинг ҳар бир метр узунлигida $2 \cdot 10^{-7}$ Н ўзаро таъсир куч ҳосил қиласидиган ўзгармас ток кучига teng
Термо- динамик темпера- тура	$\theta$	кељвин	K	Сувнинг учланма нуқтасини харак- терловчи термодинамик темпера- туранинг $\frac{1}{273,16}$ улуси 1 кель- вин деб қабул қилинган
Модда миқдори	$N$	моль	моль	Углерод- 12 нинг 0,012 кг массаси- даги атомлар сонига тенг структу- равий элемент (масалан, атом, молекула ёки бошқа зарра) лардан ташкил топган системадаги мод- данинг миқдори 1 моль деб қабул қилинган
Ёруғлик кучи	$J$	кандела	кд	540 $\cdot 10^{12}$ Гц частотали монохрома- тик нурланиш чиқараётган манба ёруғлигининг энергетик кучи $\frac{1}{683} \frac{\text{Вт}}{\text{ср}}$ га тенг бўлган йўна - лишдаги ёруғлик кучи 1 кандела деб қабул қилинган

### Қўшимча бирликлар

Яssi бурчак	радиан	рад	Айланада узунлиги радиусга teng бўлган ёни ажратадиган икки радиус орасидаги бурчак 1 радиан деб қабул қилинган
Фазовий бурчак	стерадиан	ср	Учи сфера марказида жойлашган ва шу сфера сиртидан радиус ква- дратига teng юзли сиртни ажра- тувчи фазовий бурчак 1 стерадиан деб қабул қилинган

## МУНДАРИЖА

<b>Сүз боши . . . . .</b>	<b>8</b>
<b>I б о б. Вакуумдаги электр майдон</b>	
1- §. Электр заряд ва унинг сақланиш қонуни . . . . .	4
2- §. Кулон қонуни . . . . .	5
3- §. Электр майдон ва унинг кучланганлиги . . . . .	7
4- §. Кучланганлик-чизиқлари. Гаусс теоремаси . . . . .	9
5- §. Электр майдонда зарядни қўчиришда бажарилган иш. Потенциал . . . . .	14
6- §. Эквипотенциал сиртлар. Электр майдоннинг потенциали ва кучланганлиги орасидаги боғланиш . . . . .	19
<b>II б о б. Диэлектриклардаги электр майдон</b>	
1- §. Диэлектриклар ва уларнинг кутбланиши . . . . .	21
2- §. Қутбланиш вектори. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг температурага боғлиқлиги . . . . .	23
3- §. Боғланган зарядлар . . . . .	24
4- §. Диэлектрикдаги электр майдон. Электр индукция вектори	26
5- §. Сегнетоэлектриклар . . . . .	30
<b>III б о б. Электр майдондаги ўтказгичлар</b>	
1- §. Ўтказгичда зарядларнинг тақсимланиши . . . . .	31
2- §. Электростатик индукция. Ван-де-Грааф генератори . . . . .	34
3- §. Ўтказгичнинг электр сифими. Конденсаторлар. . . . .	36
4- §. Электростатик майдон энергияси . . . . .	40
5- §. Пондеромотор кучлар. Ўзаро таъсир назариялари . . . . .	43
<b>IV б о б. Электр токнинг қонунлари</b>	
1- §. Электр ток ва унинг асосий характеристикалари . . . . .	45
2- §. Электр юритувчи куч ва кучланиш . . . . .	46
3- §. Ом қонуни . . . . .	49
4- §. Жоуль—Ленц қонуни . . . . .	54
5- §. Кирхгоф ҳоидалари . . . . .	55
<b>V б о б. Турли муҳитларда электр токнинг ўтиши</b>	
1- §. Металлардаги ток ташувчилар—электронлардир . . . . .	57
2- §. Металлар классик электрон назариясида Ом қонунийн ту шунтирилиши . . . . .	59
3- §. Видеман—Франц қонуни . . . . .	61

4-§. Металлар классик электрон назариясининг камчиликлари . . . . .	62
5-§. Электроннинг металдан чиқиш иши . . . . .	64
6-§. Термоэлектрон эмиссия ва унинг қўлланилиши . . . . .	66
7-§. Газлардан электр токнинг ўтиши . . . . .	71
8-§. Плазма . . . . .	78

#### VI б о б. Вакуумдаги магнит майдон

1- §. Магнит майдон ва унинг характеристикаси . . . . .	81
2- §. Магнит майдонни график усулда тасвирлаш . . . . .	84
3- §. Био—Савар — Лаплас қонуни . . . . .	86
4- §. Турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш . . . . .	88
5- §. Магнит индукция векторининг контур бўйича циркуляцияси . . . . .	90
6- §. Соленоид ва тороиднинг магнит майдони . . . . .	93
7- §. Магнит индукция векторининг сирт орқали оқими . . . . .	99

#### VII б о б. Магнит майдоннинг таъсиrlари

1- §. Ампер қонуни ва унинг баъзи татбиқлари . . . . .	96
2- §. Парапел токларнинг ўзаро таъсири. Ток кучининг ўлчов бирлиги . . . . .	99
3- §. Лорентц кучи . . . . .	100
4- §. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати. . . . .	102
5- §. Холл эффекти . . . . .	106
6- §. Токли ўтказгични ва токли контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш . . . . .	107

#### VIII б о б. Моддаларнинг магнит хоссалари

1- §. Моддаларнинг магнитланishi . . . . .	109
2- §. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг циркуляцияси . . . . .	113
3- §. Магнит қабул қилувчанлик ва магнит сингдирувчанлик . . . . .	115
4- §. Диамагнетизм ва пармагнетизм . . . . .	116
5- §. Ферромагнетиклар . . . . .	120
6- §. Ферромагнетизмнинг табнати . . . . .	122

#### IX б о б. Электромагнит индукция

1- §. Электромагнит индукция ҳодисаси . . . . .	125
2- §. Индукция электр юритувчи кучи . . . . .	128
3- §. Ўзиндукция ва ўзаро индукция . . . . .	132
4- §. Магнит майдон энергияси . . . . .	134
5- §. Уюрмавий электр майдон. Уюрмавий токлар . . . . .	136

#### Х б о б. Электромагнит майдон учун Максвелл назариясининг асослари

1- §. Магнитоэлектр индукция ҳодисаси. Силжиш токи. . . . .	140
2- §. Максвелл тенгламалари . . . . .	143
3- §. Электромагнит майдон . . . . .	146

#### XI б о б. Тебранишлар

1- §. Механик тебранишлар . . . . .	148
2- §. Электромагнит тебранишлар . . . . .	150
3- §. Гармоник тебранишлар тенгламаси . . . . .	152
4- §. Маятниклар . . . . .	155

5- §. Гармоник тебранишлар энергияси . . . . .	160
6- §. Бир хил частотали бир йұналишдаги тебранишларни құшиш . . . . .	162
7- §. Тепкіли тебраниш . . . . .	165
8- §. Ўзаро перпендикуляр тебранишларни құшиш . . . . .	166
9- §. Сұнұвчы механик тебранишлар . . . . .	168
10- §. Сұнұвчы электромагнит тебранишлар . . . . .	171
11- §. Мажбүрий тебранишлар . . . . .	172
12- §. Резонанс ҳодисаси . . . . .	175

#### X11 б о б. Тұлқинлар

1- §. Тұлқинларнинг вужудға келиш механизми . . . . .	178
2- §. Тұлқин тенглама . . . . .	181
3- §. Фазавий ва группавий тезликлар . . . . .	184
4- §. Тұлқин энергияси . . . . .	186
5- §. Тұлқинлар суперпозицияси принципи. Тұлқинлар интерференцияси . . . . .	190
6- §. Турғун тұлқинлар . . . . .	191
7- §. Электромагнит тұлқинларни тарқатыш ва қабул қилиш . . . . .	194
8- §. Электромагнит тұлқиннинг асосий тенгламасы . . . . .	197
9- §. Электромагнит тұлқин энергияси . . . . .	199
10- §. Диполнинг нурланиши . . . . .	200

*На узбекском языке*  
АМИЛ ИСМАИЛОВИЧ АХМАДЖАНОВ  
**КУРС ФИЗИКИ**  
т о м II

*Учебник для студентов инженерно-технических  
специальностей вузов*

Издание второе, переработанное

*Ташкент «Ўқитувчи» 1988*

Редакторлар *М. Пўлатов, Д. Эргашева*  
Расмлар редактори *С. Соин*  
Тех. редактор *Т. Грешникова*  
Корректор *З. Содикова*

ИБ 4682

Теришга берилди 11.01.88. Босишига руҳсат этилди 14.07.88. Формати  $84 \times 108_{\text{з.}}$ .  
Тип. көғози №2. Литературная гарн. Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида  
босилди. Шартли, б. л. 10,92. Шартли кр.-отт. 10,92. Нашр л. 9,65. Тиражи  
11000. Зар. 2079. Баҳоси 65т

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент-129, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 18—334—87.

Ўзбекистон ССР нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат  
комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш оирлашмасининг ўзи  
корхонасида терилиб 3-босмахонада босилди. Тошкент Юнусобод массиви, Му-  
родов кўчаси, 1. 1988.

Набрано на головном предприятии, отпечатано в типографии №3 ТППО «Матбу-  
от» Государственного комитета УзССР по делам издательств, полиграфии и  
книжной торговли. Ташкент, массив Юнусабад, ул. Мурадова 1

- A 98 Аҳмаджонов О.**  
Физика курси. Т. 2. Электр, магнетизм, тұлқинлар: Олий ўқув юрт. студ. учун дарслик.— 2- қайта ишланған нашри.— Т.: Үқитувчи, 1988.— 208 б.  
Ахмаджанов А. Курс физики. Т. 2.; Учеб. для студ. инженерно-технических вузов.

ББК 22.33я73