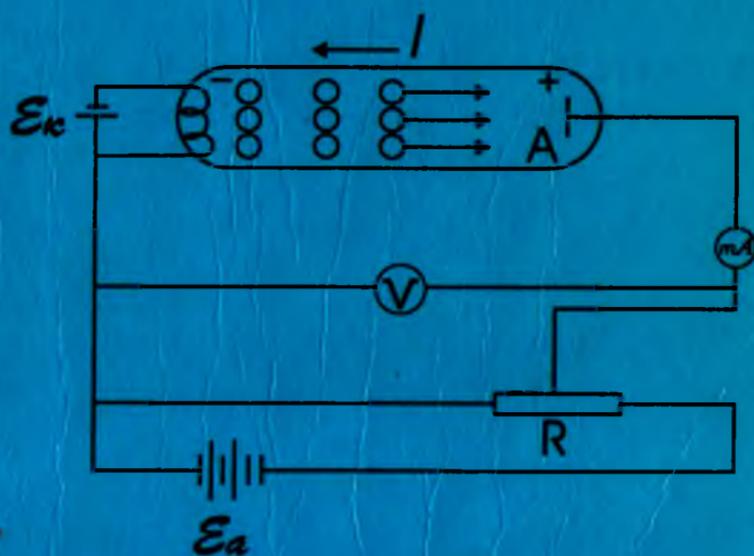


22  
Ў.Қ.НАЗАРОВ

# УМУМУЙ ФИЗИКА КУРСИ

## II



Ў. Қ. НАЗАРОВ

# УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

II ЖИЛД

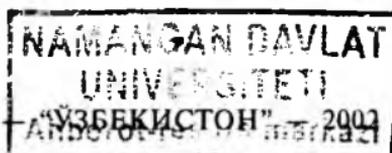
ЭЛЕКТР ВА ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

*Ўзбекистон Республикаси*

*Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги техника  
олий ўқув юртлари талабалари учун ўқув қўлланмаси  
сифатида тавсия этади*



ТОШКЕНТ



22.2я73

H80

**Назаров Ў. Қ.**

H 80 Умумий физика курси. Ж.2. Электр на электромагнетизм: Техника олий ўқув юртлари талабалари учун ўқув қўлланма. — Т.: Ўзбекистон, 2002. — 248 б.

ISBN 5-640-01780-5

“Умумий физика курси”нинг иккинчи жилди техника олий ўқув юртларига мўлжалланган бўлиб, олий ва ўрта мактаб муаммолари институти қошидаги илмий-услубий бош бошқармаси 1996 йил тасдиқлаган физика курсининг янги дастурига мос ҳолда ёзилган. Ушбу қўлланма “Электростатика”, “Электр токи” ва “Электромагнетизм” қисмларига оид мавзуларни ўз ичига олган. Қўйилган масалаларни изоҳлашда физик жараёнлар ўзаро боғлиқ эканлигига алоҳида эътибор берилган ҳамда табиат ва техникага оид мисоллар билан бойитилган.

**ББК 22.2я73+22.33я73**

№ 457-2001

Алишер Навоий номидаги  
Ўзбекистон Республикасининг  
Давлат кутубхонаси

№  $\frac{1604000000 - 110}{M351(04) 2001}$  - 2002

ISBN 5-640-01780-5

© “ЎЗБЕКИСТОН” нашриёти, 2002 й.

## Сўз боши

“Умумий физика курси”нинг иккинчи жилди техника олий ўқув юртларига мўлжалланган бўлиб, олий ва ўрта махсус таълим муаммолари институти қошидаги илмий-услубий Бош бошқармаси томонидан 1996 йилда тасдиқланган физика курсининг янги дастурига мослаштирилган ҳолда ёзилган. Бу ўқув қўлланмаси 14 бобдан иборат бўлиб, унда физиканинг электростатика, электр токи, электромагнетизм қисмлари ёритилди.

Ўқув қўлланмасининг электростатика қисми электр заряд, электр майдон, диэлектрикларда электр майдон, электр майдондаги ўтказгичлар каби боблардан ташкил топган. Қўлланманинг электр токи қисми ўзгармас ток қонунлари, металллардаги ўтказувчанликнинг электрон назарияси, вакуумда электр токи, газларда электр токи деб номланган бобларга тақсимланган.

Электромагнетизм қисми эса электр токининг магнит майдони, зарядли заррачаларнинг магнит майдондаги ҳаракати, моддаларнинг магнит хоссалари, электромагнит индукция, электромагнит майдон назарияси, электромагнит тебранишлар ва электромагнит тўлқинлар каби бобларга тақсимланган.

Физик ҳодисалар нисбатан содда усулда ёзилган ва техникадан, табиатдан олинган мисоллар билан бойтилган; ҳодисаларнинг математик устуқурмалари асосли қилиб келтириб чиқарилган.

“Умумий физика курси”нинг иккинчи жилди техника олий ўқув юртлари талабалари учун тавсия этилган ва Давлат таълим стандартларининг қурилиш бўйича бакалавр мутахассисликлари 054600, 054700, 054800, 054900, 055000 ҳамда техниканинг бошқа соҳаларидаги бакалавр мутахассисликларига қўйилган талабларга тўлиқ мос келади.

Матнларни ёритиш давомида физик катталикларнинг бирликлари келтирилмаган бўлиб, улар қўлланманинг охирида жадвал тарзида берилган. Бу усул билан қўлланманинг ҳажмини кенгайтирмаган ҳолда физик ҳодисаларнинг моҳиятини чуқурроқ очишга интилдик.

Муаллиф дарсликнинг мазмунини яхшилашга қаратилган ҳамма фикр-мулоҳазаларни чуқур миннатдорчилик билан қабул қилади.

## 1-боб

### ЭЛЕКТР ЗАРЯД. ЭЛЕКТР МАЙДОН

*Электр заряд ўз таъсирини майдон орқали узатувчи модда ҳолатларидан биридир. Электр заряд модда тузлишининг ички хоссалари билан боғлиқ бўлиб, у бир жисмдан иккинчисига ўтиши ёки жисмнинг бутун ҳажми бўйлаб кўчиши мумкин. У ҳолда жисмнинг зарядли ҳолати қандай юзага келади, деган савол туғилади. Ушбу боб жисмларнинг зарядланиб қолиши ва шу жисмлар атрофида ҳосил бўладиган электр майдон хусусиятини ўрганиш масалаларига бағишланган.*

#### 1. 1-§. Электр заряд. Заряднинг сақланиш қонуни

Маълумки, ҳамма моддалар атомлардан тузилган. Атомлар эса мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида мураккаб орбиталар бўйлаб ҳаракатланувчи манфий зарядли электронлардан иборат. Оддий шароитда атомдаги мусбат ва манфий зарядларнинг миқдори ўзаро тенг бўлиб, атом электрнейтрал ҳолатда бўлади. Жисм зарядлари йиғиндиси 0 га тенг ҳолатда бўлиши учун у электрнейтрал атомлардан таркиб топган бўлиши лозим. Бирор таъсир туфайли, масалан, терига ишқаланган шиша таёқча атомларининг бир қисми ишқаланиш туфайли ўз валент электронларидан ажралиб қолса, шиша таёқчада **мусбат** заряд ортиқча бўлиб қолади. Аксинча, бу электронларни ўзига бириктириб олган терида эса, **манфий** заряд ортиқчалиги пайдо бўлади. Йўқотилган ёки қабул қилинган электронларнинг сонини  $N$  деб белгилайлик. У ҳолда, ишқаланиш туфайли ҳар икки жисмда пайдо бўлган заряд миқдори қуйидагича аниқланади:

$$q = \pm Ne, \quad (1.1)$$

бунда  $e$  — электрон зарядига тенг бўлган катталиқ. Электрон заряди миқдор жиҳатдан  $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл бўлиб ҳозирча фанга маълум бўлган энг кичик заряддир. Демак, *мусбат заряд модданинг нейтрал ҳолатига нисбатан электронлар этишмаслигини англатса, манфий заряд бу ҳолатга нисбатан электронлар ортиқча эканлигини кўрсатади*. Ҳар қандай  $q$  заряд эса электрон зарядига қарралидир (1.1. ифодага қ.).

Юқорида келтирилган мисолдаги икки жисм, яъни шиша таёқча ва тери бошқа жисмлардан ажратилган бўлса, уларда ишқаланиш натижасида пайдо бўлган зарядларнинг абсолют миқдори ўзаро тенг бўлади. Бундан хулоса шуки,  $n$  та жисмдан ташкил топган изоляцияланган (ташқи жисмлар билан электр заряд алмашинмайдиган) тизимдаги жисмларнинг заряди йўқолмайди. Аксинча, ўзаро таъсир туфайли улар бир-бирига ўтиб, маълум миқдорда қайта таксимланиши мумкин. Демак, изоляцияланган тизимдаги электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармас қолади, яъни

$$\sum_{i=1}^n q_i = \text{const.} \quad (1.2)$$

Электр зарядларнинг сақланиш қонуни деб аталувчи ушбу ифода табиатнинг умумий қонуналаридан биридир.

Электр заряд билан боғлиқ бўлган таъсирлашувларнинг моҳиятини яхши тушуниб олиш мақсадида нуқтавий заряд деган тушунча киритамиз. Зарядланган жисмнинг ўлчами заряддан унинг таъсири текшириляётган нуқтагача бўлган масофага нисбатан жуда кичик бўлса, у *нуқтавий заряд* дейилади. Нуқтавий заряди жуда кичик ҳажмда тўпланган моддий нуқтадир.

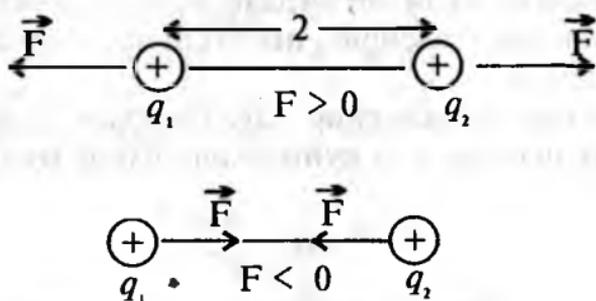
## 1.2-§. Зарядларнинг ўзаро таъсири.

### Электр майдон кучланганлиги

Электр зарядларнинг энг асосий хусусиятларидан бири уларнинг бир-биридан бирор масофада туриб ўзаро таъсирлашишидир. Кулон қонунига биноан вакуумда жойлашган икки нуқтавий зарядлар таъсирининг миқдорий қиймати зарядларнинг кўпайтмасига тўғри, удар орасидаги масофанинг квадратига тесқари пропорционалдир:

$$F = K \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}. \quad (1.3)$$

Электр куч  $F$  зарядларнинг масса марказларини бирлаштирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган (1.1-расм). Бунда бир хил ишорали зарядларнинг ўзаро таъсири итаришиш ( $F > 0$ ), ҳар хил ишорали зарядларнинг ўзаро таъсири тортишиш ( $F < 0$ ) кучи сифатида намоён бўлади.



1.1-расм.

Юқорида келтирилган (1.3) ифодадаги пропорционаллик коэффиценти  $K$  нинг қиймати бирликлар тизимининг қандай танланишига боғлиқ. Халқаро бирликлар тизимида бу катталиқ  $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  бўлиб, бунда  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}$  электр доимийси деб юритилади. (1.3) ифодадаги  $K$  ни ўз қиймати билан алмаштирсак, Кулон қонунининг халқаро бирликлар тизимидаги ифодасини ҳосил қиламиз:

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}. \quad (1.4)$$

Бу ифода вакуумда жойлашган зарядлар учун ўринли.

Айнан шу  $q_1$  ва  $q_2$  зарядларни  $r$  масофада диэлектрик муҳитга киритайлик. Тажрибадан улар орасидаги таъсир  $\epsilon$  марта камайишини аниқлаймиз, яъни

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2}. \quad (1.5)$$

Муҳитнинг табиатига боғлиқ бўлган бу катталиқ  $\epsilon$  — муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги деб аталади.

Унинг табиати билан кейинги бобда тўлиқроқ танишамиз. Ҳозир эса бу катталиқнинг физик маъносини очиш мақсадида (1.4) ва (1.5) формулаларнинг нисбатини олайлик. Бу нисбатдан

$$\varepsilon = \frac{F_0}{F} \quad (1.6)$$

эканлигини аниқлаймиз. Демак,  $\varepsilon$  катталиқ бир хил масофада жойлашган ва айнан бирдай зарядларнинг вакуумдаги таъсири муҳитдаги таъсирига нисбатан неча марта катта бўлишини кўрсатади.

Куч вектор катталиқдир. Шу боисдан Кулон қонунини умумий шаклда яна қуйидагича ёзиш мумкин:

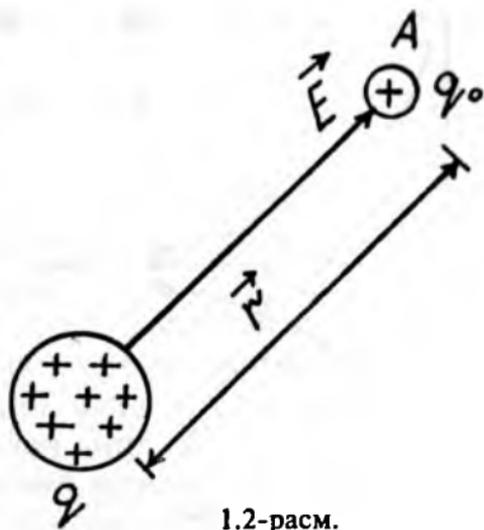
$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \vec{r}, \quad (1.7)$$

бунда  $\vec{r}/r$  — бирлик вектор. (1.3) кўринишда ёзилган Кулон қонунини умумий физика курсининг I жилдида келтирилган бутун олам тортишиш қонунининг  $F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}$  кўринишидаги ифодаси билан таққосласак, улар бир-бирига ўхшашлигини кўрамиз. Зотан, ҳар икки куч масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, марказий кучлар туркумига киради. Бу кучларнинг манбаи бўлмиш заряд ёки масса ўз таъсирини майдон орқали узатади. Зарядлар таъсирини узатувчи моддий муҳит гравитацион майдондан фарқли ўлароқ электр майдон деб аталади. Электр майдоннинг манбаи электр заряддир. Қўзғалмас электр заряд атрофидаги электр кучлар таъсири сезиладиган фазо соҳаси ушбу заряднинг электр майдони дейилади. Бу майдон, одатда, электростатик майдон деб аталади. Бунда “статик” қўшимчаси майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгармаслигини англатади.

Бу майдон таъсирини белгилаш мақсадида нуқтавий заряд  $q$  ҳосил қилган электр майдонга,  $q \gg q_0$  шартни қаноатлантирувчи  $q_0$  с и н о в з а р я д и н и киритамиз (1.2-расм). Синов заряди деб шундай кичик заряд миқдорига айтиладики, бу заряднинг майдони нуқтавий заряднинг электр майдонига деярли таъсир этмайди. Нуқтавий заряд  $q$  нинг синов зарядга кўрсатадиган таъсир кучи  $F$  ни майдон-

нинг кўрилатган  $A$  нуқта-сининг (1.2-расм) характери-стикаси сифатида олол-маймиз. Чунки, (1.3) ифо-длага кўра, бу кучнинг қиймати нафақат  $q$  га, бал-ки  $q_0$  га ҳам боғлиқ.

Майдон фақат  $q$  заряд-га тегишли эканлигини тикдлаш мақсадида  $F$  нинг  $q_0$  га нисбатини олиш мақсадга мувофиқдир. Бу нисбат



1.2-расм.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (1.8)$$

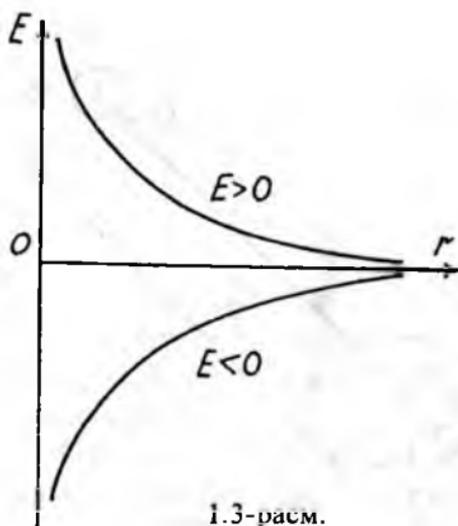
кўрилатган нуқтанинг электр майдон куч-ланганлиги дейилади. Агар  $q_0 = +1$  деб олсак,  $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{+1}$  бўлиб, майдон кучланганлигининг физик моҳияти очи-лади: майдоннинг берилган нуқтасига киритилган мусбат бирлик зарядга таъсир этаётган кучга миқдор жиҳатидан тенг ва йўналиши бўйича мос бўлган катталиқ майдоннинг шу нуқтасидаги *кучланганлиги* дейилади. Кучланганлик майдоннинг куч характеристикасидир. Майдон кучлан-ганлиги  $\vec{E}$  маълум бўлса, майдонга киритилган ихтиёрий нуқтавий заряд  $q_0$  га таъсир этаётган кучни аниқлаши мум-кин

$$\vec{F} = q_0 \vec{E}. \quad (1.9)$$

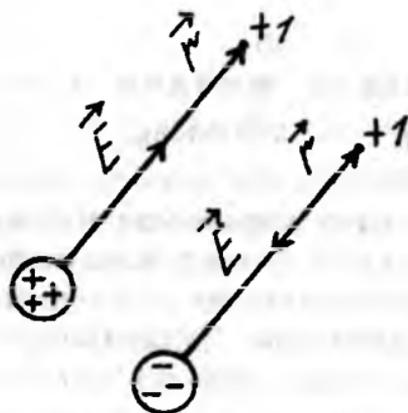
Кулон қонунига асосланиб, 1.2-расмда келтирилган  $q$  ва  $q_0$  зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучини қуйидагича ёзайлик:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q \vec{r}}{r^2}. \quad (1.10)$$

Агар (1.8) формулага кучнинг (1.10) ифодасини қўйсак, нуқтавий заряд  $q$  нинг электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш имконини берувчи тенгликни ҳосил қиламиз:



1.3-расм.



1.4-расм.

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.11)$$

Бинобарин, нуқтавий заряднинг майдон кучланганлиги  $\vec{E}$  майдон манбаи  $q$  га тўғри, шу  $q$  заряд билан электр майдон кузатилаётган нуқта (1.2-расм) орасидаги  $r$  масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлар экан.  $\vec{E}$  нинг масофага боғланиш графиги 1.3-расмда келтирилган. Шаклдан равшанки, ҳеч бир заряд  $r = 0$  нуқтада нуқтавий бўла олмайди. Бинобарин,  $r = 0$  да майдон кучланганлигини аниқлаш мумкин эмас. Майдон манбаидан узоқлашган сари мусбат ( $q > 0$ ) ёки манфий ( $q < 0$ ) зарядларнинг таъсири  $1/r^2$  қонун бўйича камайиб боради. Демак, нуқтавий заряднинг электр майдони **марказий майдондир**. Шу хусусияти билан электр майдони гравитацион майдонга ўхшашдир.

Электр майдон кучланганлиги вектор катталиқ. Унинг йўналиши заряднинг ишорасига боғлиқ. Хусусан, мусбат заряднинг майдон кучланганлиги заряддан кўрилаётган ёки мусбат бирлик ( $q_0 = +1$ ) заряд жойлашган нуқтага ўтказилган радиус-вектор бўйлаб йўналган бўлса, манфий заряднинг майдон кучланганлиги радиус-векторга тескари йўналган (1.4-расм).

### 1.3-§. Майдонларни жамлаш тамойили

Нуқтавий заряд майдон кучланганлигининг

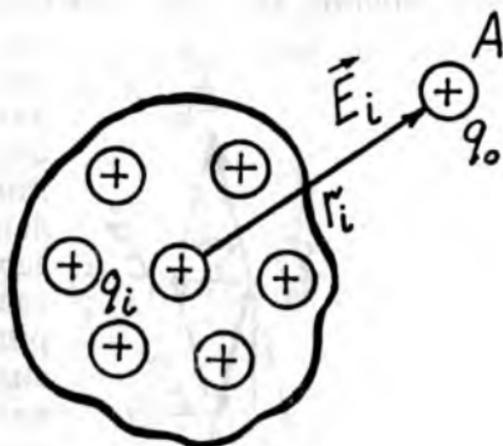
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{r}$$

ифодаси ёрдамида ихтиёрий нуқтавий зарядлар тўплами ҳосил қилган майдон кучланганлигини ҳисоблаш мумкин. Электростатиканинг асосий вазифаларидан бири ҳам ихтиёрий зарядлар тизимининг фазонинг бирор нуқта-сида ҳосил қилган натижавий майдон кучланганлигини миқдор ва йўналиш жиҳатидан аниқлашдан иборат.

Нуқтавий бўлмаган ихтиёрий заряд  $q$  ни,  $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$  нуқтавий зарядлар тизими сифатида қараймиз. Зотан, заряд скаляр катталиқ ва нуқтавий зарядларнинг алгебраик йиғиндиси берилган заряд  $q$  га тенг, яъни

$$q = \sum_{i=1}^n q_i.$$

Зарядлар тизими ҳосил қилган электр майдонга  $q_0$  синов зарядини киритайлик (1.5-расм). Ҳар бир нуқтавий заряд синов заряди  $q_0$  га мустақил равишда таъсир этади. Синов зарядига таъсир этаётган кучларнинг тенг таъсир этувчиси ҳар бир нуқтавий заряд таъсир кучларининг вектор йиғиндиси билан аниқланади:



1.5-расм

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n F_i, \quad (1.12)$$

бунда  $\vec{F}_i$  — ихтиёрий  $i$ -нуқтавий заряд  $q_i$  билан синов заряди  $q_0$  орасидаги ўзаро таъсир кучи. Лекин (1.9) га биноан  $\vec{F} = q_0 \vec{E}, \vec{F}_1 = q_0 \vec{E}_1, \vec{F}_2 = q_0 \vec{E}_2, \vec{F}_3 = q_0 \vec{E}_3, \dots, \vec{F}_n = q_0 \vec{E}_n$

эканлигини эътиборга олсак ва уларни (1.12) ифодага кўйсак,  $A$  нуқтадаги натижавий майдон кучланганлиги учун

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (1.13)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Демак, *зарядлар тизимининг  $A$  нуқтадаги натижавий электр майдон кучланганлиги ҳар бир нуқтавий заряд шу нуқтада ҳосил қилган майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг*. Келтирилган бу хулоса электр майдонлар таъсирининг мустақиллиги ёки майдонларни жамлаш (суперпозиция) тамойили дейилади.

Майдонларни жамлаш тамойилининг татбиқи сифатида диполнинг электр майдон кучланганлигини ҳисоблаб чиқайлик. **Миқдор жиҳатдан тенг ва бир-биридан кичик  $l$  масофага узоқлаштирилган икки қарама-қарши ишорали зарядлар тизими диполь деб аталади**. Бу зарядли тизим тушунчаси шу билан афзалки, атом ёки улардан ташкил топган ҳар бир молекулани диполь деб қараш мумкин. Чунки, ҳар бир атом миқдори тенг, ишоралари ҳар

хил бўлган зарядлар тизимидан тузилган. Агар бу зарядларнинг масса марказлари бир-бирига нисбатан силжиган бўлса, атом ёки молекулани 1.6-расмда келтирилган зарядлар тизими сифатида тасаввур этиш мумкин. Келтирилган тизимда, зарядлар орасидаги масофа  $l$  диполь марказидан (1.7-расм) майдон таъсири текширилатган нуқтанинг ўрнини аниқловчи  $r$  масофага нисбатан жуда кичикдир (яъни  $l \ll r$  шarti бажарилади). **Манфий заряддан мусбат заряд томон (диполь ўқи бўйлаб) йўналган  $l$  диполь елкасининг заряд миқдорига кўпайтмаси**



1.6-расм.

$$\vec{p}_e = q \cdot \vec{l} \quad (1.14)$$

**диполь моменти дейилади.**

Энди диполнинг масса марказидан  $r$  масофада ётган нуқтадаги майдон кучланганлигини ҳисоблайлик. 1.6-расмда келтирилган шаклдан  $D$  нуқтадаги натижавий майдон кучланганлиги мусбат ва манфий зарядларнинг шу нуқтада ҳосил қилган кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\oplus} + \vec{E}_{\ominus}.$$

Вектор катталикларни уларнинг модуллари билан алмаштирайлик:

$$E = E_{\oplus} \cos \alpha + E_{\ominus} \cos \alpha. \quad (1.15)$$

Олинган нуқта ҳар икки зарядга нисбатан симметрик бўлганидан  $E_{\oplus} = E_{\ominus}$ . У ҳолда, (1.15) билан аниқланган натижавий майдон

$$E = 2E_{\oplus} \cos \alpha \quad (1.16)$$

шаклни олади. (1.10) ифодага биноан  $q$  мусбат заряднинг  $D$  нуқтадаги майдон кучланганлиги

$$E_{\oplus} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon(BD)^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon\left(r^2 + \frac{l^2}{4}\right)}$$

бўлиб, бунда  $(BD)^2 = r^2 + \frac{l^2}{4}$  (1.6-расмга қ.). Тўғри бурчакли учбурчак  $BCD$  дан:

$$\cos \alpha = \frac{l/2}{\sqrt{r^2 + l^2/4}} = \frac{l}{2\sqrt{r^2 + l^2/4}}.$$

Келтирилган бу икки кийматни (1.16) тенгламага қўйиб, натижавий майдон кучланганлигини аниқлаймиз:

$$E = \frac{ql}{4\pi\epsilon_0\epsilon(r^2 + l^2/4)^{3/2}} = \frac{p_e}{4\pi\epsilon_0\epsilon(r^2 + l^2/4)^{3/2}}. \quad (1.17)$$

Бу ифодани янада соддароқ шаклга келтириш мақсадида ( $l \ll r$  шартга кўра)  $l^2/4$  ҳадни ташлаб юборамиз. У ҳолда (1.17) қуйидаги ихчам кўринишни олади:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p_e}{\epsilon r^3}, \quad (1.18)$$

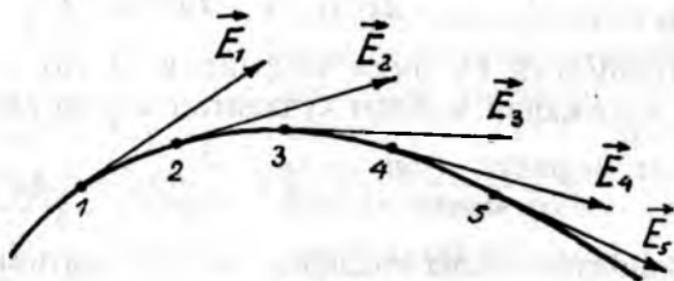
ёки вектор кўринишида:

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{p}_e}{\epsilon r^3}. \quad (1.19)$$

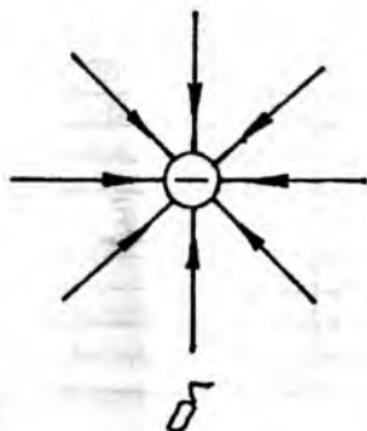
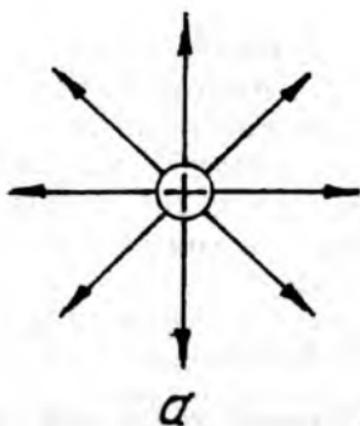
ифодадаги (—) ишора 1.6.-расмда келтирилган натижавий майдон кучланганлигининг йўналиши диполь моменти  $\vec{p}_e$  нинг йўналишига тескари эканлигини кўрсатади.

#### 1.4-§. Электр майдоннинг график тасвири. Электр куч чизиқлари оқими

Куч таъсирига эга бўлган электр майдонни график равишда тасвирлаш мақсадида **куч чизиғи** деган тушунча киритилган. Фарадей берган таърифга кўра *куч чизиғи деб шундай йўналишли чизиққа айтиладики, бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма (1.7-расм), шу нуқтадаги кучланганлик йўналишига мос келиши лозим*. Бу таърифга биноан, мусбат ва манфий нуқтавий зарядларнинг куч чизиқлари радиал равишда, мусбат зарядларники заряддан чексизликка (1.8,а-расм), манфий зарядларники эса чексизликдан зарядга қараб йўналган бўлади (1.8,б-расм). Диполнинг куч чизиқлари мусбат заряддан бошланиб манфий зарядда тугайди (1.9-расм). Куч чизиқларининг асосий хоссаларидан бири шундайки, улар ҳеч қаерда бири-бири билан кесишмайди. Зотан, ҳар бир нуқтадан фақат битта куч чизиғи ўтказилиши лозим. 1.8,а ва б-расмларда келтирилган куч чизиқларига назар ташлайлик. Электр

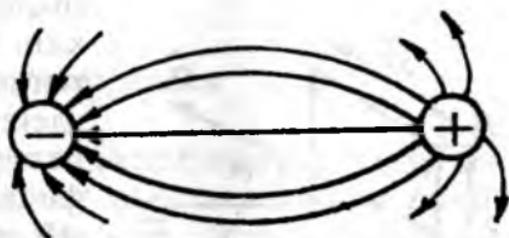


1.7-расм.



1.8-расм.

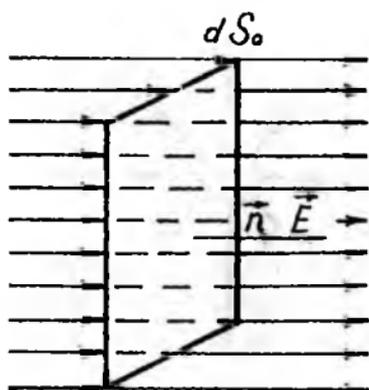
куч чизиқлари бир-бири билан учрашмайди, яъни очик. Бунинг маъноси шуки, мусбат ва манфий қутбли зарядлар бир-биридан мустақил равишда мавжуд бўлади. Аксинча, зарядли тизим диполь шаклда олинса, 1.9-расмга биноан бу тизимнинг куч чизиқлари ёпиқ бўлади.



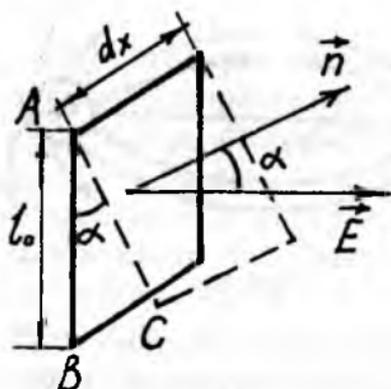
1.9-расм.

Куч чизиғи фазонинг ихтиёрий бирор нуқтасида намоён бўлган майдоннинг йўналиши ҳамда унинг таъсир кучи ҳақида маълумот беради. Масалан, куч чизиқлари зич жойлашган бўлса майдон кучли, сийрак жойлашган бўлса, майдон кучсиз деб ҳисобланади. Демак, бир бирлик юзани кесиб ўтаётган электр куч чизиқларининг сонини майдон кучланганлигининг миқдорий характеристикаси сифатида олиш мумкин. Ихтиёрий  $S$  юзадан ўтаётган электр куч чизиқларининг сони, одатда, **электр** майдон кучланганлик вектори **оқими** дейилади. Равшанки,  $dS_0$  элементар юза куч чизиқларига тик ўрнатилган бўлса (1.10-расм), бу сиртни кесиб ўтаётган оқим максимал қийматга эришади. Бу ҳол содир бўлиши учун майдон кучланганлигининг йўналиши  $dS_0$  элементар юз йўналишини аниқловчи  $\vec{n}$  нормал билан бир хил бўлиши лозим. У ҳолда,

$$\frac{d\Phi_e}{dS_0} = E \quad (1.20)$$



1.10-расм.



1.11-расм.

катталиқни майдон кучланган-лигининг миқдорий харак-теристикаси сифатида оламиз. Юқоридаги ифодадан  $dS_0$  элементар юзани кесиб ўтаётган кучланганлик оқимининг максимал қиймати

$$d\Phi_e = EdS_0. \quad (1.21)$$

бўлади. Умумий ҳолда ажратиб олинган элементар юза куч чизиқларига тик бўлмаслиги мумкин. Нормали ихтиёрий йўналган элементар сиртдан ўтаётган электр оқимни ҳисоблашда 1.11-расмда келтирилган шаклдан фойдаланамиз.  $ABC$  учбурчакда  $AB = l_0$ ,  $AC = l$  деб олайлик. У ҳолда  $\vec{n}$  нормал билан  $E$  орасидаги  $\alpha$  бурчакни

$$\cos \alpha = \frac{l_0}{l} = \frac{l_0 dx}{l dx} = \frac{dS_0}{dS}$$

ифодадан аниқлаймиз. Бундан нормал йўналишида ўрнатилган  $dS_0$  юза бмлан нормалга нисбатан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган  $dS$  юза орасидаги боғланишни топамиз:

$$dS_0 = dS \cdot \cos \alpha. \quad (1.22)$$

(1.21) тенгламада келтирилган  $dS_0$  ни ўз ифодаси билан алмаштирсак, куч чизиқларига нисбатан ихтиёрий жойлашган элементар юзадан ўтаётган кучланганлик оқимини ҳисоблаш имконини берувчи ифода ҳосил бўлади:

$$d\Phi_e = EdS \cdot \cos \alpha. \quad (1.23)$$

Келтирилган бу ифодани икки векторнинг скаляр кўпайтмаси шаклида ёзайлик. Бунинг учун  $dS$  элементар юзани сон қиймати  $dS$  га тенг бўлган  $d\vec{S}$  вектор деб

олимиз.  $\vec{n}$  — нормал бирлик вектор бўлганидан  $d\vec{S} = dS\vec{n}$  тенглик ўринлидир. У ҳолда  $\vec{E}$  векторнинг  $\vec{n}$  нормалга туширилган проекцияси  $E_n = E \cos \alpha$  бўлади. Келтирилган бу изоҳга биноан киритилган  $d\vec{S}$  вектор орқали (1.23) ни қуйидагича ўзгартирамиз:

$$d\Phi_e = (\vec{E}d\vec{S}) = E_n dS. \quad (1.24)$$

Бундан ихтиёрий ёпиқ  $S$  сиртни кесиб ўтаётган электр майдон кучланганлик оқимини ҳисоблаш учун юқоридаги ифодани бу сирт бўйича интеграллаш лозим, яъни

$$\Phi_e = \oint_S (\vec{E}d\vec{S}) = \int_S E_n dS. \quad (1.25)$$

### 1.5-§. Гаусс теоремаси

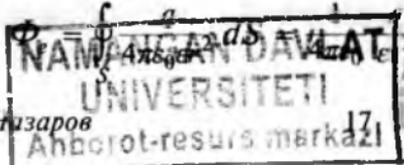
Зарядлар тизими ҳосил қилган электр майдон кучланганлигини ҳисоблашда майдонларни жамлаш тамойили билан бир қаторда Гаусс теоремаси ҳам кенг қўлланилади. Бунда нуқтавий заряд атрофида ҳосил бўладиган электр майдон кучланганлигини аниқлаш ифодасидан фарқли равишда ихтиёрий шаклдаги зарядланган жисмлар атрофида ҳосил бўладиган электр майдонни аниқлаш имконияти мавжуд бўлади. Бу масалани аввал соддароқ ҳолда кўриб чиқайлик.

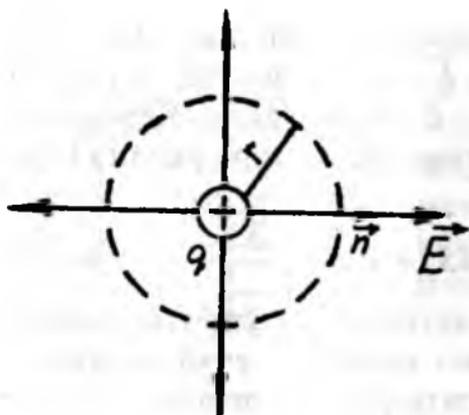
Нуқтавий заряд  $q$  ни радиуси  $r$  бўлган сферик сирт билан ўрайлик (1.12-расм). Бу сирт диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган бир жинсли муҳит билан қопланган бўлсин. (1.11) ва (1.25) формулаларга асосан сферик сиртдан ўтаётган электр оқим қуйидагига тенг

$$\Phi_e = \oint_S (\vec{E}d\vec{S}) = \oint_S \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cdot (\vec{r}dS)$$

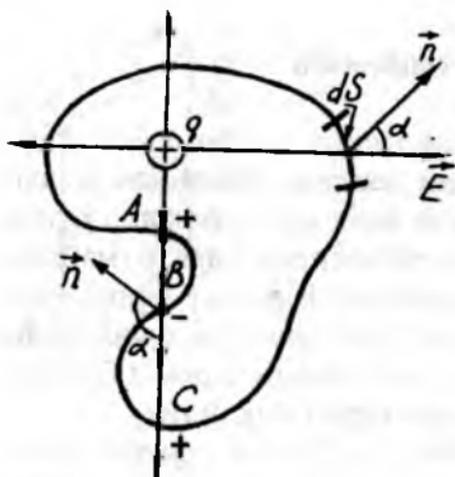
$\vec{E}$  вектор билан  $\vec{n}$  нормал бир хил йўналишга эга. Бинобарин, радиус вектор  $\vec{r}$  билан  $\vec{n}$  нормал орасидаги бурчак  $\alpha = 0$ . Шу боисдан радиуси  $r$  бўлган сферани кесиб ўтаётган электр майдон кучланганлигининг оқими ёски оддийгина электр оқими

$$\Phi_e = \oint_S \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon} \quad (1.26)$$





1.12-расм.



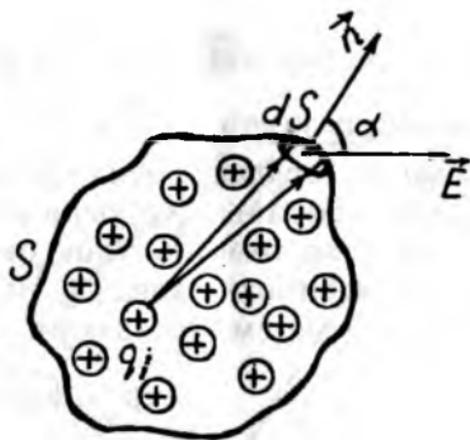
1.13-расм.

бўлади. Ҳосил бўлган бу ифодани ихтиёрий берк сирт учун умумлаштирамиз.

Миқдори  $q$  бўлган нуқтавий заряд ихтиёрий  $S$  берк сирт билан ўралган дейлик (1.13-расм). Сиртни элементар  $dS$  бўлақларга бўлайлик. (1.26) билан аниқланган оқим скаляр катталиқ, демак, элементар оқимларнинг алгебраик йиғиндиси тўлиқ оқимга тенг. Шу билан бир қаторда, 1.13-расмда берилган  $S$  сирт элементар бўлақчаларининг вазиятлари уларга ўтказилган нормалларнинг йўналишлари орқали аниқланади. Сиртдан чиқаётган куч чизиқлари учун  $\cos \alpha > 0$  ( $\alpha < \frac{\pi}{2}$ ) бўлиб, (1.23) га биноан оқим мусбат бўлади. Сиртга кираётган куч чизиқлари учун эса  $\cos \alpha > 0$  ( $\alpha > \frac{\pi}{2}$ ) ва

электр оқим манфий. Сиртнинг шакли қандай бўлишидан қатъи назар, сиртда олинган ҳар бир нуқтани битта куч чизиғи кесади. Масалан, 1.13-расмда келтирилган  $S$  ёпиқ сиртнинг  $A$ ,  $B$  ва  $C$  нуқталарини электр куч чизиқлари уч марта кесди, деб фараз қилайлик.  $A$  ва  $B$  нуқталарни кесиб ўтган куч чизиқларининг таъсири ўзаро нейтраллашади. Чунки, юқорида келтирилган мулоҳазага биноан  $A$  ва  $B$  нуқталарни кесиб ўтаётган куч чизиқлари бир-биридан ишораси билан фарқ қилади. Ёпиқ сиртнинг  $C$  нуқтасини кесиб ўтган куч чизиғи эса нейтраллашмайди ва у инobatга олинади. Демак, (1.26) ифода ихтиёрий ёпиқ сирт учун ҳам ўринли.

Энди олинган натижаларни зарядлар тизимига тўлиқ қилайлик.  $N$  та зарядлар тизими ихтиёрий  $S$  сирт билан қамраб олинган бўлсин (1.14-расм).  $S$  сиртда  $dS$  элементар юзани ажратиб олайлик.  $dS$  элементар юзани ҳар бир заряд ҳосил қилган майдоннинг куч чизиқларининг оқими кесиб ўтади, шунини



1.14-расм.

$$\Phi_{e1} = \oint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{q_1}{\epsilon_0 \epsilon},$$

$$\Phi_{e2} = \oint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{q_2}{\epsilon_0 \epsilon},$$

.....  
 .....  
 .....

$$\Phi_{eN} = \oint_S (\vec{E}, d\vec{S}) = \frac{q_N}{\epsilon_0 \epsilon}.$$

Ушбу оқимларнинг алгебраик йиғиндиси  $S$  ёпиқ сиртдан ўтаётган тўлиқ оқимни беради:

$$\Phi_e = \sum_{i=1}^N \Phi_{ei} = \sum_{i=1}^N \oint_S (\vec{E}_i d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \sum_{i=1}^N q_i. \quad (1.27)$$

Бу тенгламада келтирилган йиғинди остидаги интегрални қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\sum_{i=1}^N \oint_S (\vec{E}_i d\vec{S}) = \oint_S \sum_{i=1}^N (\vec{E}_i d\vec{S}) = \oint_S dS \sum_{i=1}^N E_i = \oint_S \vec{E} d\vec{S}. \quad (1.28)$$

Бунда майдонларни жамлаш тамойили (1.13) га биноин, ҳар бир заряд ҳосил қилган майдон кучланганликла-

рини вектор йиғиндисини  $\sum_{i=1}^N E_i = \vec{E}$ .  $\vec{E}$  эса 1.14-расмда элементар юзага туширилган  $\vec{n}$  нормал кўйилган нуқтада ҳамма зарядлар ҳосил қилган майдон кучланганликларининг тенг таъсир этувчисидир. Юқоридаги (1.28) ифоданинг чап томони тўлиқ оқим  $\Phi_e$  га тенг бўлганидан (1.27) га биноан зарядлар тизими учун Гаусс теоремаси куйидаги математик шаклга эга:

$$\Phi_e = \oint_s (\vec{E} d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \sum q_i \quad (1.29)$$

Бу ифодага кўра, Гаусс теоремасини куйидагича таърифлаш мумкин: **электр майдон кучланганлик векторининг бир жинсли муҳитда олинган ихтиёрий шаклдаги ёпиқ сирт орқали тўлиқ оқими шу сирт қамраб олган зарядлар алгебраик йиғиндисининг  $\epsilon_0 \epsilon$  га нисбатига тенг.**

Вакуум учун  $\epsilon = 1$  ва бу муҳит учун (1.29) тенглама

$$\Phi_e = \oint_s (\vec{E} d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^N q_i \quad (1.30)$$

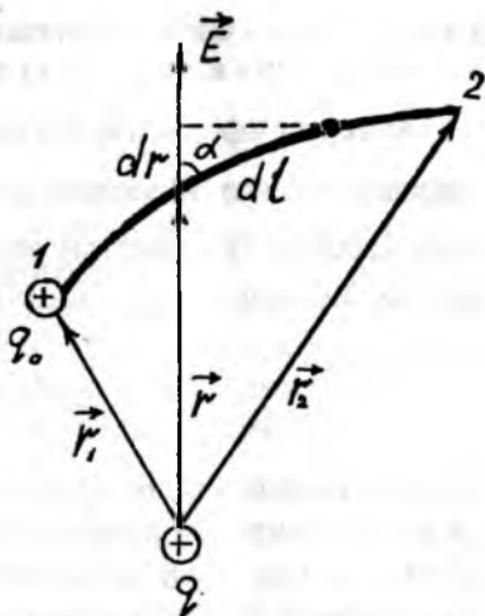
кўринишга ўтади. Демак, вакуумда жойлашган ёпиқ сиртни кесиб ўтаётган электр майдон кучланганлик вектори куч чизикларининг тўлиқ оқими сирт ичида жойлашган зарядлар алгебраик йиғиндисининг  $\epsilon_0$  га нисбатига тенг.

### 1.6-§. Электр майдон потенциалли. Потенциал градиенти

Кулон қонуни (1.1)дан маълумки, электр кучи марказий куч. Бу куч намоён бўлган майдон эса потенциал майдондир. Унинг ҳар бир нуқтаси куч таъсирига эга бўлиши билан бир қаторда, энергетик хоссага ҳам эга. Бу хусусияти билан электр майдон гравитацион майдонга ўхшайди.

Майдоннинг энергиявий хоссаси потенциал деган тушунча орқали аниқланади. Бу катталиқнинг физик маъносини очиш мақсадида  $q$  нуқтавий заряд ҳосил қилган майдонга  $q_0$  синов зарядини киритамиз. Ҳар икки заряд бир хил ишорали бўлса,  $q_0$  синов зарядига итаришиш кучи

тандир қилади. Фараз қилайлик,  $q_0$  синов заряди электр кучи таъсирида майдоннинг 1 билан белгиланган нуқтасидан 2 билан белгиланган нуқтасига ихтиёрый траектория бўлиб кўчсин (1.15-расм).  $q_0$  синов заряднинг бу кўчиришида электр майдоннинг бажарган ишини ҳисоблайлик. Траекториянинг чексиз кичик бўлакларидан бирини ажратиб, уни  $dl$  деб белгилаймиз. Электр кучи бажарган элементар иш



1.15-расм.

$$dA = Fdl \cdot \cos \alpha = q_0 \cdot E \cdot dl \cdot \cos \alpha.$$

булиди, бу ерда  $E$  нуқтавий заряд майдон кучланганлиги бўлиб, унинг қиймати  $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$  ифода бўйича аниқланади. Йўналиши эса  $\vec{r}$  радиус-вектор йўналиши билан мос қолади. Шунинг учун 1.15-расмдан  $dl \cos \alpha = dr$  бўлишини аниқлаймиз. Кўчирилаётган заряднинг бошланғич ҳолати  $\vec{r}_1$  радиус-вектор билан, охириги ҳолати эса  $\vec{r}_2$  радиус-вектор билан аниқланади. У ҳолда  $q_0$  синов зарядини 1 ҳолатдан 2 ҳолатга кўчиришда электр кучининг тўлиқ бажарган иши куйидагича: аниқланади:

$$A = \int_1^2 dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q}{\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q}{\epsilon} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (1.31)$$

Ҳосил бўлган (1.31) ифодага кўра  $q_0$  синов зарядини кўчиришда электр майдоннинг бажарган иши босиб ўтилган йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, у кўчирилаётган заряднинг бошланғич ва охириги вазиятлари билан аниқланар экан. Бу хулоса электр майдон потенциал майдон эканлигини исботлайди. Зотан, фақат потенциал май-

дондагина бажарилган иш босиб ўтилган йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмайди.

Тўлиқ иш ифодасида иштирок этган  $q_0$  синов заряди  $l$ -нуқтадан чексизликка кўчирилсин ( $r_2 = \infty$ ).  $\frac{1}{r_2} = \frac{1}{\infty} \approx 0$  эканлиги сабабли бажарилган иш  $A_{1\infty} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{\epsilon r_1}$  кўринишда бўлади. Бу ишнинг  $q_0$  синов зарядига нисбатини оламиз. Бунда

$$\varphi_1 = \frac{A_{1\infty}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r_1}.$$

ифодагача келамиз. Бу ердаги  $\varphi_1$  катталиқ майдонни ҳосил қилган  $q$  зарядга ва кўриляётган нуқтанинг ўрнига боғлиқ бўлиб, у  $q$  нуқтавий заряднинг  $l$  нуқтадаги потенциал дейилади. Умуман  $q$  нуқтавий заряднинг фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги потенциали

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r}. \quad (1.32)$$

формула орқали ҳисобланади. Демак, мусбат бирлик зарядни майдоннинг берилган нуқтасидан чексизликка кўчиришда электр майдон бажарадиган иш билан ўлчанадиган катталиқ майдоннинг шу нуқтасидаги потенциали дейилади.

Потенциал орқали зарядни майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчиришда бажарилган тўлиқ ишни қуйидаги содда кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) > 0, \quad (1.33)$$

бунда  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  мос равишда электр майдоннинг биринчи ва иккинчи нуқталаридаги потенциалларидир. Одатда  $\varphi_1 - \varphi_2$  потенциаллар айирмаси кучлан иш деган катталиқ билан белгиланади, яъни  $U = \varphi_1 - \varphi_2$ . Бунга асосан, (1.33) билан аниқланадиган ишни янада соддароқ кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = q_0 U. \quad (1.34)$$

Энергиянинг сақланиш қонунига биноан зарядни кўчиришда электр майдон бажарган иш зарядли зарра-

нинг кинетик энергиясини ҳосил қилишга сарф бўлади,  
 ыни

$$q_0 U = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.35)$$

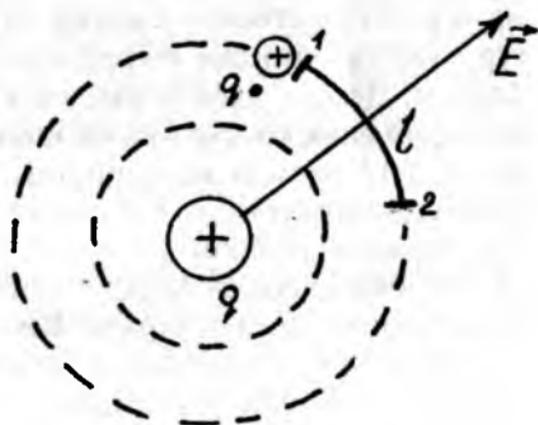
Потенциал электр майдоннинг энергиявий ҳолатини аниқловчи физик катталиқдир. Агар потенциали  $\varphi$  бўлган нуқтага  $q_0$  синов заряди киритилса, у  $W_p = q_0 \varphi$  ифода билан аниқланадиган потенциал энергияга эга бўлади. Энди бу зарядни электр майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчирайлик. Бунда заряд потенциал энергиясининг ўзгариши содир бўлади ва у қуйидагича топилади:

$$\Delta W_p = q_0 \varphi_2 - q_0 \varphi_1 = q_0 (\varphi_2 - \varphi_1) < 0. \quad (1.36)$$

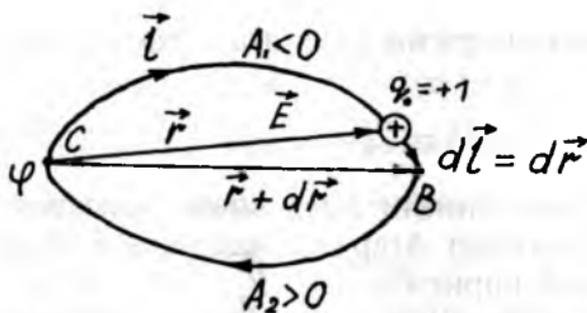
Бу энергия ўзгариши манфий ((1.33)га қ.). Демак, (1.33) билан аниқланган иш ёки (1.35) билан аниқланган кинетик энергия заряд майдон потенциал энергиясининг камийиши ҳисобига юзага келар экан.

Электр куч намоён бўлган майдонда потенциали бир хил бўлган нуқталарни топиш мумкин. Бу нуқталарни бирлаштирувчи сирт **тенг потенциалли ёки эквипотенциал сирт** дейилади. Хусусан, (1.32) га кўра нуқтавий заряднинг эквипотенциал сирти сфералардан иборат.  $q_0$  синов зарядини 1.16-расмда кўрсатилган сферанинг 1 нуқтасидан 2 нуқтасига кўчирайлик. Бунда бажарилган иш  $A = q_0 (\varphi_2 - \varphi_1) = 0$  бўлади. Иккинчи томондан бу ишни

$A = q_0 E l \cos \alpha$  ифода орқали ҳам топиш мумкин. Бу ифодадаги  $l$  биринчи ва иккинчи нуқталар орасидаги масофа.  $q_0$ ,  $E$  ва  $l$  нолдан фарқли аниқ катталиқлардир. Бинобарин, иш нолга тенг бўлиши учун  $\cos \alpha = 0$  ёки  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  бўлиши лозим. Демак, электр куч чизиқлари



1.16-расм.



1.17-расм

доимо эквипотенциал сиртга тик йўналган деб ҳулоса қилиш мумкин.

Электр майдон кучланганлиги 1.17-расмда кўрсатилган йўналишга эга қўлган ҳол учун бир бирлик мусбат зарядни ёпиқ

контур бўйлаб кўчиришда бажарилган ишни ҳисоблайлик. Элементар кўчиш  $d\vec{r}$  ни ёпиқ контурнинг айланиш йўналишини кўрсатувчи элементар  $d\vec{l}$  вектор билан алмаштирамиз.  $d\vec{l}$  кўчишда электр майдоннинг бажарган элементар  $dA$  иши  $\vec{E}$  ва  $d\vec{l}$  векторларнинг скаляр кўпайтмасига тенгдир, яъни:

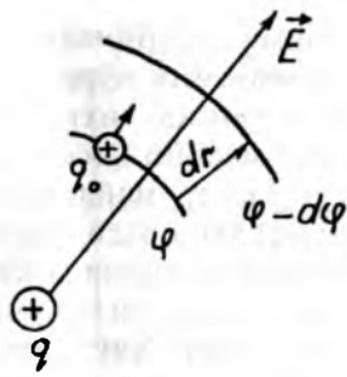
$$dA = (\vec{E}d\vec{l}).$$

Бир бирлик мусбат зарядни ёпиқ контур бўйлаб кўчиришда бажарилган иш (1.31)га асосан нолга тенгдир:

$$A = \oint_S (\vec{E}d\vec{l}) = 0, \quad (1.37)$$

чунки  $+1$  заряд потенциали  $\varphi$  бўлган  $C$  нуқтадан кўчиб, сўнгра яна шу нуқтага қайтиб келди (1.17-расмга қ.). Умуман,  $\oint (\vec{E}d\vec{l})$  кўринишда ёзиладиган ифода  $E$  векторнинг  $d\vec{l}$  кўчиш векторига скаляр кўпайтмасининг ёпиқ контур бўйича олинган интеграл  $\vec{E}$  нинг циркуляцияси дейилади. Демак, электр майдон кучланганлиги векторининг ихтиёрий ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси ноль бўлар экан. Заряд 1.17-расмда келтирилган  $СВС$  ёпиқ контур бўйлаб кўчганда контурнинг  $СВ$  қисмида ташқи куч мусбат бирлик зарядни майдон манбаига яқинлаштириб мусбат иш ( $A > 0$ ) бажаради ва заряд уйғотган электр майдон потенциал энергиясини оширади. Контурнинг  $ВС$  қисмида бирлик заряд электр майдон манбаидан узоқлашади. Электр кучи эса майдон потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига миқдор жиҳатдан тенг, лекин манфий иш ( $A < 0$ ) бажаради.

Энди электр майдон потенциал билан кучланганлик орасидаги боғланишни топайлик. Потенциаллари чексиз кичик  $d\varphi$  қийматга фарқ қилувчи иккита эквипотенциал сирт сийайлик (1.18-расм). Равшанки, биринчи эквипотенциал сиртнинг потенциали  $\varphi$  бўлса, иккинчисиники  $\varphi - d\varphi$  бўлади. Синов заряди  $q_0$  потенциали  $\varphi$  бўлган эквипотенциал сиртдан, потенциали  $\varphi - d\varphi$  бўлган эквипотенциал сиртга кучсин. Икки сирт орасидаги масофа  $dr$  куч чизиги йўналишида бўлса, синов зарядини кўчиришда электр майдон



1.18-расм.

$$dA = q_0 E dr$$

элементар иш бажаради. Бу иш электр майдон потенциал энергиясининг

$$dW_p = q_0 (\varphi - d\varphi - \varphi) = -q_0 d(\varphi)$$

қилар кичик миқдорга камайиши ҳисобига содир бўлиши мумкин. Ҳар икки ифодани тенглаштириш орқали

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \tag{1.38}$$

эквивалентини топамиз. Бунда  $\frac{d\varphi}{dr}$  электр майдон кучланганлиги чизиги йўналишидаги бир бирлик масофада потенциал ўзгаришини ифодалайди. Одатда (1.38) кўринишдаги ўзгариш градиент (grad) тарзида ифодаланади, яъни

$$E = -\text{grad}\varphi. \tag{1.39}$$

Электр майдон кучланганлиги билан потенциал орасидаги мазкур боғланиш қуйидаги мазмунга эга. *Электр майдон ихтиёрый нуқтасининг кучланганлиги миқдор жиҳатдан шу нуқтадаги потенциал градиентига тенг ва унинг камайиши томонига йўналган.* Демак, (1.39) билан аниқланган боғланишда (—) ишора майдон кучланганлик  $E$

доимо потенциалнинг камайиш томонига қараб йўналган эканлигини кўрсатади. Шу боисдан бу боғланиш электр майдоннинг ихтиёрий икки нуқтасидаги потенциаллар айирмасини ҳисоблашда қўлланилади.

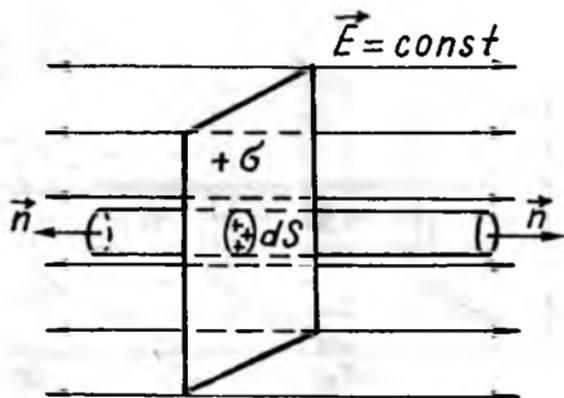
Электр майдоннинг кучланганлиги билан унинг потенциали орасидаги боғланиш умумий физика курсининг биринчи жилдида келтирилган гравитацион майдон кучланганлиги билан унинг потенциали орасидаги боғланишга ўхшаш. Ҳақиқатан ҳам, бу икки турдаги майдонларнинг таъсири марказий кучлар орқали узатилади.

### 1.7-§. Электр майдонларни ҳисоблашга Гаусс теоремасининг татбиқи

Ихтиёрий зарядланган жисмнинг майдон кучланганлигини ҳисоблаш усулларида бири майдонларни жамлаш томойилidir. Лекин бу усул мураккаб математик амалларга асосланади. Фикримизнинг далили сифатида юқорида келтирилган энг содда электр тизими — диполнинг электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш усулини кўрсатиш мумкин.

Амалий электротехникада ишлатиладиган ўтказгичлар симметрик шаклга эга ва улар бир текисда зарядланади. Бундай зарядли тизимлар уйғотган электр майдон кучланганлигини Гаусс теоремаси асосида ҳисоблаш жуда қулай. Масалан, бир текисда зарядланган чексиз сатҳли ясси пластинканинг майдон кучланганлигини ҳисоблаб чиқайлик. Пластинканинг узунлиги  $l$  у билан кўрилаётган нуқта орасидаги масофа  $d$  га нисбатан жуда катта ( $l \gg d$ ) бўлса, у ҳолда бу ясси текисликни чексиз сатҳли деб олиш мумкин. Текисликдаги заряднинг сирт зичлиги  $\sigma = \frac{dq}{dS}$  текисликнинг ҳамма қисмида бир хил дейлик. Ясси текисликдан сатҳи  $dS$  бўлган зарядли элементар юзани ажратиб оламиз. Сирт ён атрофида шундай икки ихтиёрий юзаларни топиш мумкинки,  $dS$  зарядли сирт ҳосил қилган майдон куч чизиқлари бу сиртларга тик бўлади.  $dS$  сирт зарядланган пластинканинг ихтиёрий қисмида ётиши мумкин. Бинобарин, зарядланган чексиз текисликнинг куч чизиқлари сиртга ўтказилган нормал бўйича йўналган бў-

лиши керак (1.19-рисунок). Куч чизиқлари параллел бўлган майдон, одатда, бир минсли электр майдон деб ҳисобланади. Бу майдонга хос қусусият шуки, фазонинг ихтиёрий нуқта-сида майдон кучланганлигининг қиймати ва йўналиши ўзгармас



1.19-рисунок

бўлади ( $E = const$ ). Демак, бир текисда зарядланган пластинканинг атрофидаги майдон бир жинслидир.

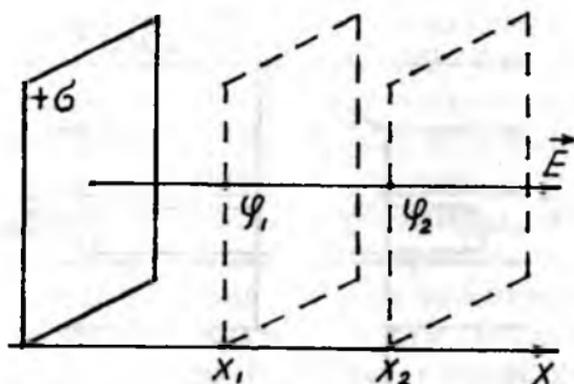
Ёпиқ сирт сифатида асоси  $dS$ , ясовчиси куч чизиқларига параллел бўлган цилиндр оламиз. Куч чизиқлари цилиндрнинг ён сиртини кесиб ўтмайди, демак, бу сирт орқали ўтаётган электр оқими нолга тенг. Тўлиқ оқим эса цилиндрнинг икки асосидан чиқаётган куч чизиқларининг йиғиндиси билан аниқланади. Бу асосларга ўтказилган нормаллар куч чизиқлари билан бир хил йўналишга эга. Бинобарин, ёпиқ сиртдан чиқаётган умумий электр оқими  $d\Phi_e = 2EdS$  ифода орқали аниқланади; бунда  $EdS$  — элементар цилиндрнинг битта асосидан чиқаётган электр оқими. Гаусс теоремаси (1.29)га биноан айнан шу оқим цилиндр ичидаги зарядга боғлиқ бўлиб тенглама билан ҳам топилади.

$$d\Phi_e = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} dq = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} \sigma \cdot ds$$

Демак:  $2EdS = \frac{1}{\epsilon_0\epsilon} \sigma \cdot dS$ . Бундан, бир текис зарядланган чексиз текисликнинг майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} \quad (1.40)$$

бўлишини аниқлаймиз.



1.20-расм.

Кучланганлик аниқ бўлса (1.38) тенгламада пластинка ён атрофидаги нуқталарнинг потенциаллар айирмасини ҳисоблаш мумкин. Пластинкадан  $x_1$  ва  $x_2$  масофаларда ётган икки нуқта олайлик (1.20-расм).

Бу нуқталардаги потенциалларни мос равишда  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  деб белгилайлик. Майдон кучланганлиги билан потенциал орасидаги боғланишга кўра:

$$d\varphi = -Edx = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon} dx. \quad (1.41)$$

Бу ифодани берилган чегараларда интеграллаймиз:

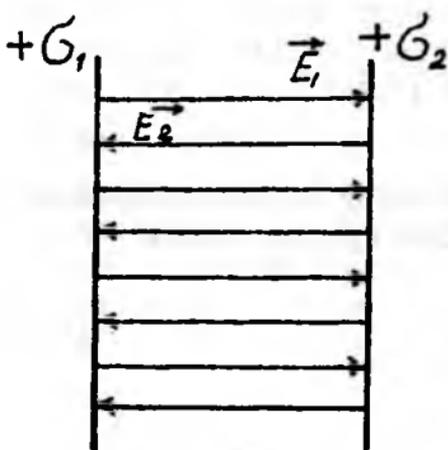
$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = -\frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon} \int_{x_1}^{x_2} dx.$$

У ҳолда бу икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0\varepsilon} (x_2 - x_1) \quad (1.42)$$

бўлади.

Олинган натижаларни заряд сирт зичликлари  $+\sigma_1$  ва  $+\sigma_2$  бўлган икки параллел пластинкага татбиқ этайлик. Бу пластинкалар орасидаги майдон кучланганлигини ҳисоблаш мақсадида ҳар бир пластинкага мос бўлган куч чизиқларини ўтказамиз. 1.21-расмдан равшанки, бир қутбли зарядланган пластинкалар орасидаги натижавий майдон кучланганлиги қуйидагича аниқланади:

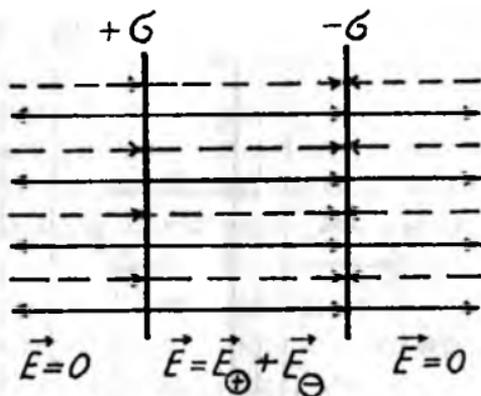


1.21-расм.

$$E = E_1 - E_2 = \frac{\sigma_1}{2\epsilon_0\epsilon} - \frac{\sigma_2}{2\epsilon_0\epsilon}.$$

Агар  $\sigma_1 = \sigma_2$  бўлса, пластинкалар орасидаги майдон нолга тенг бўлиб қолади ( $E = 0$ ).

Юқорида келтирилган икки параллел пластинкадаги зарядларнинг сирт зичлиги ўзаро тенг, лекин иншоралари карама-карши бўлсин. Бу зарядларнинг



1.22-расм.

куч чизиклари 1.22-расмда келтирилган кўринишга эга. Бунда манфий зарядларнинг куч чизиклари пунктир чизик билан кўрсатилган. Расмда икки параллел пластинка оралиғида мусбат ва манфий зарядларнинг электр куч чизиклари бир хил йўналган. Шу боисдан бу соҳадаги натижийий майдон иккала зарядланган текислик туфайли вужудга келган майдонларнинг йиғиндисига тенг:

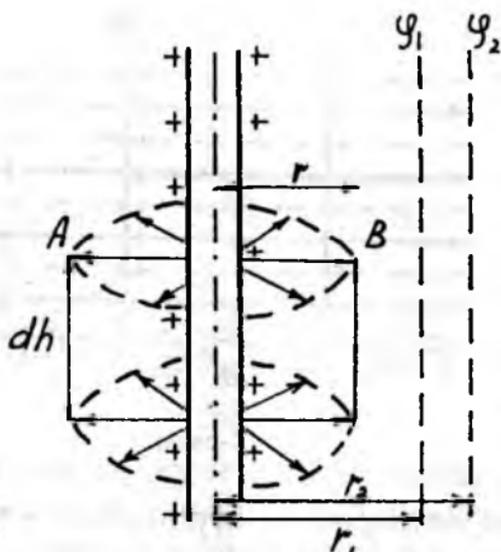
$$E = E_{\oplus} + E_{\ominus} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}. \quad (1.43)$$

Бу пластинкалар ташқарисида электр куч чизиклари қарима-қарши йўналган бўлганидан ушбу соҳалардаги натижийий майдон нолга тенг бўлади. (1.41) тенгламага биноан, пластинкалар орасидаги потенциаллар айирмасини қуйидагича ҳисоблаймиз:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon} \int_0^d dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon} d, \quad (1.44)$$

бунда —  $d$  пластинкалар орасидаги масофа.

Кўп ҳолларда зарядланган чексиз узун цилинрик ўтказгич ёки зарядланган тола ҳосил қилган электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш ҳам муҳим аҳамиятга эга. Бундай ҳолларда заряднинг чизикли зичлиги деган тушунча киритилади. 1.23-расмда зарядланган тола кўрсатилган. Бу толада узунлиги  $dh$  бўлган элементар бўлакча ажратилган. Толанинг шу қисмида  $dq$  заряд миқдори тақсимланган бўлсин. У ҳолда, бир бирлик узунликда



1.23-расм.

жойлашган заряд миқдорига тенг бўлган катталиқ заряднинг чизиқли зичлиги дейилади. Таърифга кўра, унинг математик ифодаси  $\tau = \frac{dq}{dh}$  кўринишда бўлади.

Толанинг зарядланиши унинг ҳамма қисмида бир хил дейлик, яъни заряднинг чизиқли зичлиги ўзгармас ( $\tau = \text{const}$ ) бўлсин. Ўтказгич ўқидан  $r$  масофада ётган  $A$  ва  $B$  нуқталарни олайлик. Бу нуқталардан ўтказгичга

параллел қилиб цилиндр ясовчиларини ўтказамиз (1.23-расм). Цилиндр асосига ўтказилган нормал билан майдон кучланганлиги орасидаги бурчак  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  бўлганидан, цилиндр асосларини оқим чизиқлари кесиб ўтмайди. Цилиндр ён сиртига ўтказилган нормал  $\vec{n}$  билан электр куч чизиқлари бир хил йўналишга эга. Шунинг учун баландлиги  $dh$  бўлган цилиндр ён қисмидан ўтаётган электр оқими

$$d\Phi_e = E dS_n$$

тенглама орқали ифодаланади. Цилиндрнинг ён сирти эса  $dS_{\text{ен}} = 2\pi r dh$  ифодага кўра аниқланади. Демак цилиндрнинг ён сиртини кесиб ўтаётган оқим ифодасини

$$d\Phi_n = E \cdot 2\pi r \cdot dh$$

кўринишда ёзиш мумкин. Гаусс теоремасини татбиқ этиб мазкур оқимни  $d\Phi_e = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} dq = \frac{\tau}{\epsilon_0 \epsilon} dh$  тенглама билан ҳам аниқлай оламиз. Ифодаларнинг ўнг томонини тенглаштирамиз ва зарядланган толадан  $r$  масофада ётган нуқтадаги электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш имконини берувчи формулани ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r}. \quad (1.45)$$

Демак, зарядланган цилиндрсимон ўтказгич ёки зарядланган тола уйғотган электр майдон кучланганлиги  $r$  масофага тескари пропорционал равишда камайиб боради, яъни зарядланган тола атрофидаги майдон бир жинсли бўлмайди.

Электр майдон кучланганлиги билан потенциал орасидаги  $E - \frac{d\varphi}{dr}$  боғланишга асосан, зарядланган цилиндр ўқидан  $r_1$  ва  $r_2$  масофаларда ётган нуқталардаги потенциаллар айирмасини ҳисоблаб чиқайлик, яъни

$$-d\varphi = E dr = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{dr}{r}.$$

Бу ифодани берилган чегараларда интеграллаб:

$$-\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r}.$$

кўриляётган нуқталар орасидаги потенциаллар айирмасини топамиз:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (1.46)$$

## 2-боб

### ДИЭЛЕКТРИКЛАРДА ЭЛЕКТР МАЙДОН

Электр хоссаларига кўра жисмлар диэлектриклар, яримўтказгичлар ва ўтказгичлар каби турларга бўлинади. Бу тақсимот шартли бўлиб, юқори температураларда ёки кучли электр майдонда бу жисмларнинг электр хоссалари ўзгариши мумкин. Жумладан температура қиймати абсолют нолга яқинлашганда диэлектрик билан яримўтказгичнинг электр табиати бир хил бўлар экан.

Модда қайси турга киришидан қатъи назар, у атомлардан ёхуд икки ва ундан ортиқ атомларни бириктирган молекулалардан тузилган. Атом марказида ҳажми атомнинг ҳажмига нисбатан миллиард марта кичик бўлган мус-

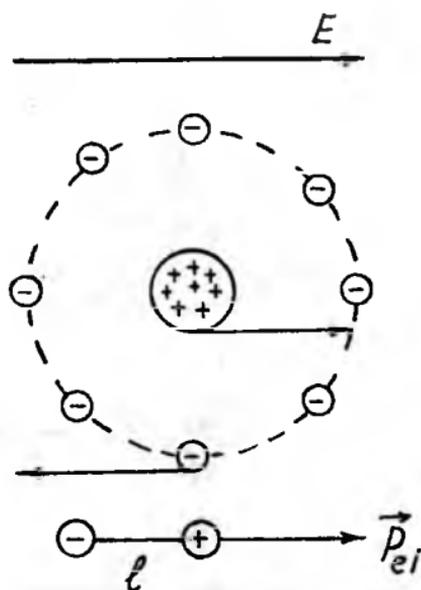
бат зарядли ядро жойлашган. У атом ичида  $10^{12}$  В/м тартибда ўлчанадиган ўта кучли электр майдон ҳосил қилиб, ядро ва электронларнинг боғланган тизимини юзага келтиради. Атом ташқарисидаги электр майдон ядро ва электронлар биргаликда ҳосил қилган майдонларининг йиғиндисидан ташкил топади. Оддий шароитда атом электронейтрал эканлигини эътиборга олсак, жамланган майдонларнинг таъсири нолга тенгдек туйилади. Ҳақиқатан ҳам, ташқи майдон таъсиридан холи бўлган диэлектрикнинг таркибида электр майдони мавжудлиги тажрибада кузатилмаган. Шундай экан, нима учун диэлектрикли муҳитда электр майдоннинг таъсири  $\epsilon$  марта камаяди (1.2-§ га қ.), деган табиий савол туғилади. Ушбу боб шу масалани маълум даражада очишга бағишланган.

## 2.1-§. Кутбли ва кутбсиз диэлектриклар

Диэлектрикларнинг кўпчилиги кристалл тузилишга эга. Моддаларнинг электр хоссалари ўз атомлари билан боғланишини йўқотган эркин электронларнинг зичлиги орқали аниқланади. Агар уй ҳароратидаги ўтказгичда эркин электронларнинг зичлиги  $n \approx 10^{29} \text{ м}^{-3}$  бўлса, кварц, турмалин каби яхши диэлектриклардаги эркин электронларнинг концентрацияси  $n \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}$  ни ташкил қилади. Демак, диэлектрик таркибидаги эркин электронларнинг зичлиги металл таркибидаги эркин электронлар зичлигидан тахминан  $10^{17}$  марта кичик. Бинобарин, бу хусусиятга эга бўлган диэлектрик ҳажми бўйлаб эркин заряд жуда ёмон ҳаракатланади ва у электр токини деярли ўтказмайди.

Атомдаги электронларнинг тақсимогига кўра диэлектриклар кутбли ва кутбсиз турларга бўлинади. Манфий зарядлари мусбат зарядларга нисбатан симметрик тақсимотга эга бўлган атомлар (ёхуд молекулалар) кутбсиз бўлиб, улардан тузилган моддалар кутбсиз диэлектриклар дейилади. Бундай тузилишга эга бўлган атомда мусбат ва манфий зарядларнинг масса марказлари бир нуқтада ётиши лозим. Қарама-қарши ишорали зарядлар масса марказлари орасидаги масофа  $l$  одатда е л к а дейилади. Кутб-

сиз атомлар учун  $l = 0$ . Бинобарин уларнинг диполь моменти ҳам  $p_e = ql = 0$  бўлади\*. Демак, кутбсиз диэлектрик диполь моменти ноль бўлган атомлардан (ёхуд молекулалардан) тузилган бўлар экан. Масалан, водород ( $H_2$ ), азот ( $N_2$ ) каби диэлектриклар кутбсиз диэлектриклар туркумига киради. Шу турдаги диэлектрикни электр майдонга киритайлик. Электр майдон таъсирида бўлган атом мусбат зарядининг масса маркази майдон бўйлаб, манфий зарядининг масса маркази эса майдонга тескари йўналишда силжийди. Атом (ёки молекула)



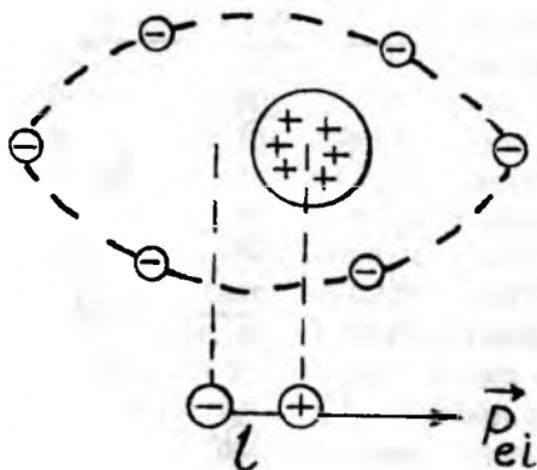
2.1-расм.

елкаси нолдан фарқли ( $l \neq 0$ ) (2.1-расм) диполга айланиб қолади. Келтирилган мулоҳазалардан равшанки, ташқи электр майдон таъсирида кутбсиз диэлектрик атомлар манфий зарядларнинг тақсимоти ўзгаради. Атом деформацияланиб сферик шаклдан эллиптик шаклга ўтади. Ташқи майдон кучайган сари атомларнинг деформацияси катталлашиб, атомнинг диполь моменти ошиб боради. Бундан, атомнинг диполь моменти  $\vec{p}_{ei}$  ташқи майдон кучланганлигига пропорционал, яъни  $p_{ei} \approx \epsilon_0 E$  деган хулосага келамиз. Бу пропорционалликни тенгликка айлантириш мақсадида коэффициент киритайлик:

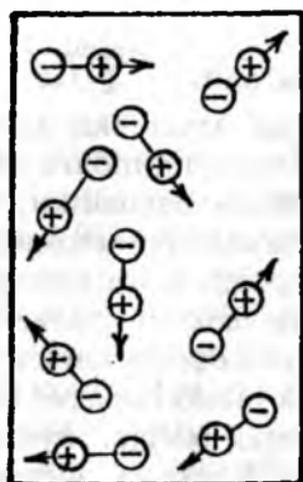
$$P_{ei} = \alpha \epsilon_0 E, \quad (2.1)$$

бунда  $\alpha = 4\pi v^3$  — орбита радиусининг учинчи даражасига ёки атом ҳажмига пропорционал бўлган катталиқ. Тенгламадаги  $i$  индекс ихтиёрий  $i$ -атомнинг тартиб рақами. Кутбсиз атомлардан тузилган диэлектрик кучланганлиги

\* Электр диполь моментини магнит диполь моментидан фарқлаш мақсадида электр диполь моменти  $P_e$  билан белгиланди.



2.2-расм.



2.3-расм.

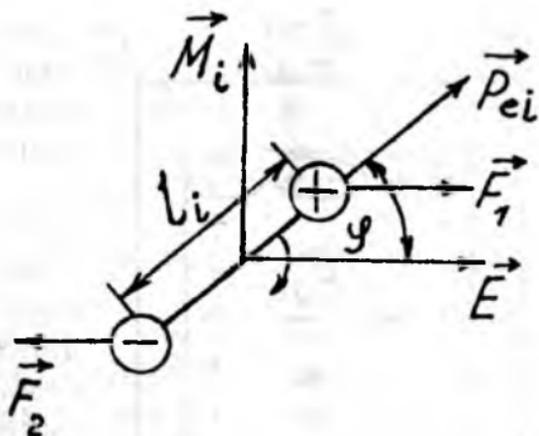
Е бўлган ташқи майдонга киритилса, унинг атомлари қутбланиб қолади. Қутбли атомлар қиймати (2.1) билан аниқланадиган диполь моментига эга. Бинобарин, қутбли атомлар, (1.19)га биноан, диэлектрик ичида йўналиши ташқи электр майдон  $\vec{E}$  га тескари бўлган ички майдонни ҳосил қилади. Бу майдон ташқи майдон  $\vec{E}$  нинг кучсизланишига олиб келади.

Табиатда масса манфий зарядлар масса маркази мусбат зарядлар маркази билан устма-уст тушмайдиган атом ёки молекулалардан тузилган моддалар ҳам бор. Бунда ҳар бир атомнинг (ёки молекуланинг) диполь моментини ( $P_{ei} \neq 0$ ) маълум

йўналишга эга бўлган диполь деб кўриш мумкин (2.2-расм). Диполь моментига эга бўлган атом ёки молекулалардан тузилган диэлектрик қутбли дейилади. Бу турга  $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $HCl$ ,  $CH_3Cl$  ва шу каби бирикмалар киради. Оддий шароитда модда таркибидаги зарралар иссиқлик ҳаракатида иштирок этади. Шу боисдан қутбли диэлектрик ташқи электр майдон таъсиридан холи бўлса, унинг атом диполь моментлари 2.3-расмда кўрсатилгандек, тартибсиз жойлашади. Қутбли диэлектрикнинг натижавий диполь

моменти эса  $\vec{P}_e = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{ei} = 0$  бўлади.

Энди қутбли диэлектрик кучланганлиги  $\vec{E}$  бўлган ташқи майдон таъсирида бўлсин. Унда содир бўладиган ўзгаришни аниқлаш мақсадида айрим олинган дипольга электр майдоннинг таъсирини кузатайлик. Диполь кучланганлиги  $\vec{E}$  бўлган электр майдонга киритилса, диполнинг мусбат ва манфий зарядларига қарама-қарши йўналган икки  $\vec{F}_1 = q\vec{E}$  ва  $\vec{F}_2 = -q\vec{E}$  параллел куч таъсир қилади. Бу кучлар таъсирида диполь ўз ўқи атрофида айланма ҳаракатга келиб, майдон куч чизиқлари йўналишида жойлашишга интилади. 2.4-расмдан бундай жуфт кучлар моментининг модули  $M_i = qEl\sin\varphi = p_{ei} \cdot E \sin\varphi$  эканлигини пайқаш қийин эмас; бунда  $\varphi$  диполь momenti билан майдон кучланганлиги орасидаги бурчак. Бу ифодани вектор шаклда ҳам ёзиш мумкин:



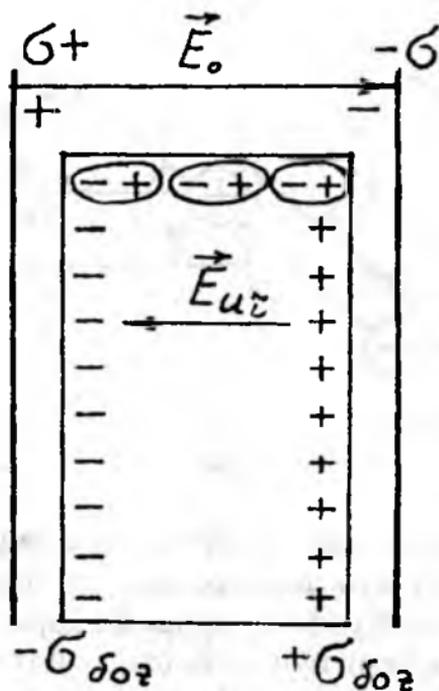
2.4-расм.

$$\vec{M}_i = [\vec{p}_{ei} \vec{E}]. \quad (2.2)$$

Демак, қутбли диэлектрик электр майдон таъсирида бўлса, унинг атом диполь моментлари ( $\vec{p}_{ei} \neq 0$ ), бу моментлар жойлашган текисликка йўналган ўқ атрофида бурилишга ҳаракат қилади. Натижада атомларнинг диполь моментлари майдон куч чизиқлари йўналишида жойлашиб қолади (диэлектрик қутбланади).

## 2.2-§. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг ҳароратга боғлиқлиги

Диэлектрик ташқи электр майдон таъсирида бўлса, диэлектрикда атом диполь моментлари билан боғлиқ ички электр майдон вужудга келади. Ана шу ташқи ва ички майдонлар орасидаги боғланишини аниқлайлик. Бунинг учун миқдоран ўзаро тенг, аммо қарама-қарши ишорали



2.5-расм.

зарядланган икки параллел пластинка олайлик. Эркин зарядлар ҳосил қилган электр майдоннинг кучланганлигини  $\vec{E}_0$  деб белгилаймиз. Бу майдонга диэлектрик киритайлик. Ташқи электр майдон  $\vec{E}_0$  таъсирида диэлектрикнинг атом диполь моментлари қайта тақсимланади ва 2.5-расмда келтирилган заряд тақсимоти ҳосил бўлади. Диэлектрик ичида кетма-кет жойлашган икки қўшни қатлам диполларининг қарама-қарши зарядлари ўзаро нейтраллашиши натижасида умумий заряд нолга тенг бўлади. Диэлектрикнинг икки қарама-қарши сиртидагина

нейтраллашмаган зарядлар юзага келади. Эркин ҳаракат қила олувчи зарядлардан фарқли равишда, улар боғланган зарядлар деб аталади. Бу зарядларни диэлектрикнинг сиртидан ажратиш, яъни молекула таркибидан чиқариш мумкин эмас. Боғланган зарядлар қатламлари орасидаги масофани  $l$  деб белгиласак, диполь моментининг таърифига биноан  $V$  ҳажмли диэлектрикнинг электр моментини

$$P_e = q_{\text{боғ}} \cdot l = \sigma_{\text{боғ}} \cdot S \cdot l = \sigma_{\text{боғ}} V \quad (2.3)$$

ифодадан аниқлаймиз; бунда,  $\sigma_{\text{боғ}}$  — боғланган зарядларнинг сирт зичлиги,  $S$  — боғланган зарядлар жойлашган сиртнинг юзи,  $V$  — эса дипол елкасига тенг қалинликдаги диэлектрикнинг ҳажмидир.

Диэлектрикнинг қутбланганлик даражасини белгилаш мақсадида **қутбланиш вектори** деган катталиқ киритилган. *Бир бирлик ҳажмдаги барча атом (молекула) диполь моментларнинг вектор йиғиндисини қутбланиш вектори дейилади.* Агар бир жинсли электр майдонга қутбсиз диэлектрик киритилган бўлса, ҳамма атомларнинг ёки молеку-

лаларнинг  $p_{ei}$  электр моменти бир хил ва уларнинг ҳаммаси майдон бўйлаб тартибли жойлашиб қолади. Шунинг учун юқоридаги таърифга кўра, қутбсиз диэлектрикларнинг қутбланиш вектори

$$\vec{P}_e = n\vec{p}_{ei} \quad (2.4)$$

кўринишда бўлади; бунда  $n$  — бир бирлик ҳажмдаги атом ёки молекулалар сони.

Қутбли диэлектрикларда эса ҳамма молекулаларнинг диполь моментлари майдон бўйлаб жойлашиб қолиши содир бўлмайди. Иссиқлик ҳаракати туфайли айрим молекулалар электр моментларининг йўналиши узғариб туриши мумкин. Бундай ҳолда чексиз кичик ҳажмдаги электр моментларининг вектор йиғиндисининг бир бирлик ҳажмга келтирилган

$$\vec{P}_e = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^N p_{ei}}{V} \quad (2.5)$$

қиймати ушбу диэлектрикнинг қутбланиш вектори бўлади,  $N$  бунда  $V$  ҳажмдаги молекулалар сони.

Қутбланиш векторининг диэлектрик жойлаштирилган ташқи электр майдон кучланганлиги  $E_0$  га туширилган проекциясини ёки модулини (2.3) ифода орқали ҳам топиш мумкин:

$$P_e = \frac{P}{V} = \sigma_{\text{боғ}} \quad (2.6)$$

Демак қутбланиш векторининг миқдорий қиймати боғланган зарядларнинг сирт зичлигига тенг бўлар экан.

Юқорида юритилган фикрлар асосида диэлектрикли муҳитдаги натижавий майдонни ҳисоблайлик. 2-5-расмдан икки зарядланган пластинкалар орасидаги натижавий майдон кучланганлиги

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{ur},$$

яъни ташқи  $\vec{E}_0$  ва ички  $\vec{E}_{ur}$  майдон кучланганликларнинг вектор йиғиндисига тенг бўлади. Лекин ички майдон ташқи майдонга тескари йўналганлиги сабабли, натижавий майдон кучланганлигининг модули (қиймати) қуйидагича аниқланади:

$$E = E_0 - E_{ur}. \quad (2.7)$$

Диэлектрикли муҳитда ташқи майдоннинг сусайиши шу муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  орқали аниқланар эди, яъни

$$\epsilon = \frac{E_0}{E} \text{ ёки } E_0 = \epsilon E. \quad (2.8)$$

2.5-расмда келтирилган диэлектрикнинг икки сиртини боғланган зарядли ва қарама-қарши қутбли икки параллел пластинка тарзида тасаввур этиш мумкин. У ҳолда ички майдонни (1.43)га биноан  $E_{ur} = \frac{\sigma_{\text{боғ}}}{\epsilon_0}$  кўринишда ифодалаймиз. Ёки (2.6)га кўра, уни куйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$E_{ur} = \frac{P_e}{\epsilon_0} \quad (2.9)$$

(2.9) ифодани (2.7)га қўйсақ, натижавий майдон

$$E = E_0 - \frac{P_e}{\epsilon_0} \quad (2.10)$$

кўринишни олади.

Қутбсиз диэлектрикнинг атом диполь моменти  $\bar{p}_{ei}$  (2.1) ифода билан аниқланиши юқорида кўрсатилган эди. Шу боисдан (2.4)га асосан бу диэлектрикнинг қутбланиш вектори учун

$$P_e = n\epsilon_0\alpha E = \epsilon_0\chi E \quad (2.11)$$

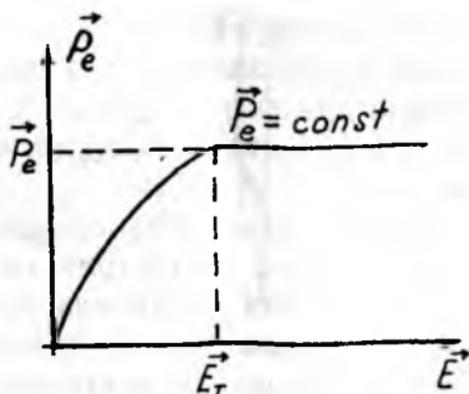
ифода ўринлидир. Бунда  $\chi = n\alpha$  катталиқ бир бирлик ҳажмдаги молекулаларнинг (ёки атомларнинг) қутбланиб қолиш эҳтимоллигини ифодалайди ва диэлектрик қабул қилувчанлик коэффициентини дейилади.

Энди диэлектрик сингдирувчанлик билан диэлектрик қабул қилувчанлик орасидаги боғланишни топайлик. Бунинг учун (2.11) ни (2.10)га қўямиз ва олинган  $E = E_0 - \chi E$  ифодадан  $E_0 = (1 + \chi)E$  тенгликка келамиз. Уни (2.8) ифода билан таққослаш орқали

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (2.12)$$

натижага келамиз. Демак, диэлектрик сингдирувчанлик  $\epsilon$  молекулаларнинг (ёхуд атомларнинг) ички тузилиши би-

лан боғлиқ бўлган диэлектрик қабул қилувчанлик орқали аниқланар экан. Бу ерда ҳар икки катталиқ ҳам ўлчамсиздир.



2.6-расм.

Қутбланиш вектори билан майдон кучланганлиги орасидаги боғланиш (2.11)нинг графиги 2.6-расмда келтирилган.  $E$  маълум бир қийматга етганда  $E$  билан  $P_e$  орасидаги

чизиқли боғланиш йўқолади ва қутбланиш вектори ўзгармас бўлиб қолади ( $\vec{P}_e = const$ ). Бунга сабаб майдон кучланганлиги  $E_T$  қийматга етганда бир бирлик ҳажмдаги ҳамма молекулаларнинг электр моментлари майдон бўйлаб тўла тартибли жойлашган бўлиб, диэлектрикнинг қутбланиши тўйиниш ҳолатига етади. Боғланиш эгри чизиғининг тўйиниш ҳолатига мансуб бўлган горизонтал қисми қутбланиш вектори  $\vec{P}_e$  нинг ўзгармаслиги билан боғлиқдир.

Дебай (2.11) тенглама кучсиз электр майдонда қутбли диэлектриклар учун ҳам ўринли бўлишини исботлаб берган. Лекин кучли электр майдонда қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги ҳароратга боғлиқ экан. Дебай бу боғланишни назарий йўл билан текшириб, қутбли диэлектрикларнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги учун қуйидаги

$$\chi = \frac{n \cdot p_{ei}^2}{3 \epsilon_0 k T} \quad (2.13)$$

ифода ўринли бўлишини кўрсатиб берди; бунда  $p_{ei}$  — битта молекуланинг электр диполь momenti,  $n$  — бир бирлик ҳажмдаги молекулаларнинг сони,  $k$  — Больцман доимийси,  $T$  — ҳароратнинг абсолют қиймати. Бу формулага асосан,  $\chi$  қутбланиб қолиш эҳтимоллиги  $\frac{1}{T}$  га пропорционал экан. Демак, ҳарорат ошганда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати кучайиб, уларнинг электр моментларининг майдон бўйлаб тартибли жойлашиши кийинлашади. Диэлек-

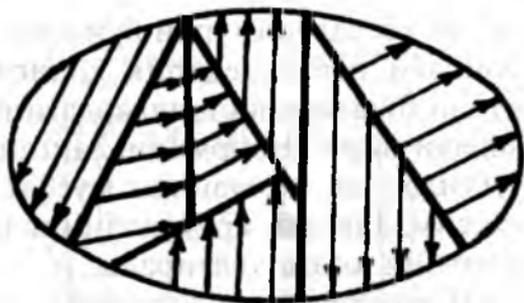
трик сингдирувчанлик (2.12) тенглама орқали диэлектрик қабул қилувчанлик билан боғланган эди. Шунинг учун кутбли диэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ҳам ҳароратга боғлиқдир, яъни ҳарорат ошганда  $\epsilon$  камаяди.

Мавжуд бўлган газ, суюқлик ва қаттиқ ҳолатдаги изоляторларнинг диэлектрик сингдирувчанлик коэффициенти  $\epsilon = 1 \div 10$  оралиғида ўзгаради, холос. Диэлектрик сингдирувчанликнинг бу қийматлари ҳароратга деярли боғлиқ эмас. Бироқ диэлектриклар ичида шундай бир турлари борки, уларнинг диэлектрик сингдирувчанлигини қиймати маълум ҳарорат оралиғида бир неча мингга етиши мумкин. Бу ҳодиса биринчи бор француз доришуноси А. Сегне кашф этган **сегнет тузи** ( $\text{NaKC}_4\text{H}_4 \cdot \text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ) да кузатилган бўлиб, бу хусусиятга эга бўлган кристаллар **сегнетоэлектриклар** деб аталади.

Сегнет тузи, **барий титанит** ( $\text{BaTiO}_3$ ) каби кристалларнинг диэлектрик хусусиятлари рус олимлари И. В. Курчатов, Б. М. Вул томонидан чуқур текширилган. Бу изланишлардан маълумки, **Кюри ҳарорати** деб аталувчи ҳарорат оралиғида, сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги жуда катта қийматга эга бўлади. Масалан, сегнет тузи учун бу ҳароратнинг юқори қиймати  $T_k = 298\text{K}$  бўлса, ҳароратнинг пастки қиймати  $T_k = 258\text{K}$  бўлади. Шу оралиқда сегнет тузининг диэлектрик сингдирувчанлиги  $10^4$  гача ошади. Ёки  $\text{BaTiO}_3$  кристалининг ҳарорати  $T_k = 410\text{K}$  бўлганда, унинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon = 1500$ . Ҳарорат  $T_k = 353\text{K}$  га пасайганда  $\epsilon = 6000$  гача ошади. Сегнетоэлектрикларнинг ҳарорати Кюри ҳарорати оралиғидан ташқарида ётса, улар оддий диэлектриклардан кам фарқ қилади.

Сегнетоэлектрик кристаллар таркибида диполь моментлари бир хил йўналган бир неча миллион молекулаларни бириктирган тўпламлар мавжуд (2.7-расм). Бу тўпламлар доменлар деб аталади. Сегнетоэлектрикларнинг ғайритабiiй хусусиятлари шу доменлар билан боғлиқ. Доменлардаги барча молекулаларнинг диполь momenti бир хил йўналишда бўлади. Аммо ҳар бир доменнинг натижавий диполь momenti иссиқлик ҳаракати туфайли тартибсиз

жойлашади. Ташқи электр майдон бўлмаганда доменлар электр моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг ( $P_e = \sum \vec{p}_{ed} = 0$ ). Ташқи электр майдон таъсирида ҳар бир домендаги барча диполлар худди яхлит диполдек майдон



2.7-расм.

йўналишига мос равишда жойлашади. Доменнинг электр momenti  $p_{ed}$  молекула диполь momenti  $p_{ei}$  га нисбатан жуда катта (яъни  $p_{ed} \gg p_{ei}$  шarti ўринли). (2.13) ифодадаги  $p_{ei}^2$  ни  $p_{ed}^2$  билан алмаштирсак, сегнетоэлектрикнинг диэлектрик қабул қилувчанлик коэффициентини  $\chi$  кескин ошиб кетиш сабабини тушуниш қийин эмас. Бу катталиқ, ўз навбатида диэлектрик сингдирувчанлик билан (2.12) тенглама орқали боғланган эди. Демак  $\epsilon$  қийматининг ҳам кескин органиши содир бўлади.

Сегнетоэлектриклар катта электр сифимли конденсаторларни яшашда, электромагнит тебраниш частоталарини модуляциялашда кенг ишлатилади.

Умуман, диэлектрикларнинг техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланиладиган имкониятлари борки, улар билан ҳам қисқача танишиб ўтайлик. Юқорида кўрганимиздек кутбсиз диэлектрик электр майдонга киритилса, унинг таркибидаги зарядларнинг масса марказлари силжийди. Бу таъсир натижасида диэлектрик атомлари ёки молекулалари деформацияланиб, ўз шаклини ўзгартиради. **Электрострикция** деб аталувчи бу ҳодиса туфайли диэлектрикнинг геометрик ўлчамлари ўзгариши кузатилган.

Аксинча, баъзи диэлектриклар деформацияга учраганда улардаги электр зарядининг тақсимланиши ўзгарар экан. Масалан, турмалин, кварц, сегнет тузи каби кристалл диэлектриклар деформацияланганда уларнинг сиртида боғланган зарядлар ҳосил бўлиши мумкин. Бу ҳодиса, одатда, **пьезоэлектрик ҳодиса** дейилади. Пьезоэлектрик ҳодиса бевосита кристаллнинг тузилиши билан боғлиқ. Маълумки, юқорида номлари келтирилган кристаллар **анизотропик** хусусиятга эга, яъни уларнинг электр ва

оптик хоссалари турли йўналишларда турлича бўлади. Шу боисдан пьезоэлектрик ҳодиса анизотропик хусусияти кучли бўлган кристалллардагина кузатилади. Бу кристалллардан бири деформацияланганда кристалл панжаранинг тугунларида жойлашган мусбат ва манфий ионлар қайта тақсимлананиб, кристаллнинг ноҳдан фарқли электр моментини юзага келтиради.

Пьезоэлектрик хусусиятга эга бўлган кристалллардан маълум йўналишда кесиб олинган пластинкалар частотаси  $10^5 \div 10^7$  Гц оралиғида ётган ультратовушларни ҳосил қилишда кенг ишлатилади.

Шундай қилиб, диэлектрикларнинг физик хоссаларини ўрганиш улардан техниканинг турли соҳаларида маълум мақсадларда ишлатишда муҳим аҳамиятга эга.

### 2.3-§. Силжиш вектори.

#### Икки диэлектрик чегарасидаги электр майдон

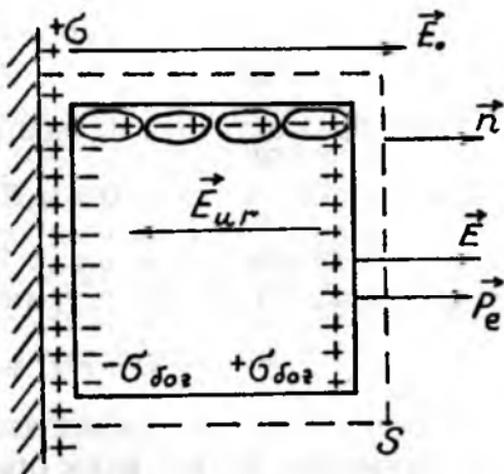
Эркин зарядлар ҳосил қилган электр майдонга диэлектрик киритилса, диэлектрикнинг ташқи майдонга нисбатан икки қарама-қарши сиртларида боғланган зарядлар ҳосил бўлишини олдинги параграфда кўрдик. Энди эркин зарядлар ҳосил қилган майдонга диэлектрик киритилганда Гаусс теоремаси қандай мазмунга эга бўлиши билан танишайлик. Бу масалани ҳал этиш мақсадида бир томони бир текисда зарядланган ясси текислик оламиз. Текислик атрофида кучланганлиги  $\vec{E}_0$  бўлган бир жинсли электр майдон ҳосил қилинган дейлик. Бу майдонга диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon_0$  бўлган бир жинсли диэлектрик жойлаштирамиз. Ҳосил бўлган тизимни 2.8-расмда келтирилган  $S$  ёпиқ сирт билан ўрайлик. Тизимдаги натижавий майдон эркин ва боғланган зарядлар уйғотган майдонларнинг вектор йиғиндисига тенг  $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{ur}$ . Бу ифоданинг икки тамонини  $d\vec{S} = \vec{n}d\vec{S}$  векторга кўпайтириб, ёпиқ  $S$  сирт бўйича интеграл оламиз:

$$\oint_S (\vec{E}d\vec{S}) = \oint_S (\vec{E}_0d\vec{S}) + \oint_S (\vec{E}_{ur}d\vec{S}) \quad (2.14)$$

Гаусс теоремасига асосан, юқоридаги ифодада иштирок этган куйидаги интеграл

$$\oint_s (\vec{E}_0 d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_{\text{эп}}. \quad (2.15)$$

эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига пропорционалдир. Иккинчи интеграл



2.8-расм.

$$\oint_s (\vec{E}_{ur} d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_{\text{боғ}}. \quad (2.16)$$

боғланган зарядларнинг алгебраик йиғиндиси орқали аниқланади. Бу ифодаларни (2.14) тенглама кўйсак, диэлектрикли муҳит учун Гаусс теоремасининг куйидаги кўринишини оламиз:

$$\oint_s (\vec{E} d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} (\sum q_{\text{эп}} + \sum q_{\text{боғ}}). \quad (2.17)$$

Демак, диэлектрикли муҳитни чегаралаб турган ихтиёрлий ёпиқ сиртни кесиб ўтган электр оқим эркин ва боғланган зарядлар алгебраик йиғиндисининг  $\epsilon_0$  га нисбатига тенг. Юқоридаги шаклда ёзилган Гаусс теоремасини биров соддароқ кўринишга келтирайлик. Шу мақсадда (2.9) тенгламани (2.16)га татбиқ этиб, уни куйидаги шаклда ёзамиз:

$$\oint_s (\vec{E}_{ur} d\vec{S}) = -\frac{1}{\epsilon_0} \oint_s (P_e d\vec{S}),$$

бунда (-) ишора боғланган зарядлар диполь momenti  $\vec{P}_e$  нинг йўналиши улар ҳосил қилган ички майдон  $\vec{E}_{ur}$  нинг йўналишига тескари эканлигини кўрсатади. Берилган изоҳга биноан (2.14) ифода куйидаги кўринишга ўтади:

$$\oint_s (\vec{E} d\vec{S}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_{\text{эп}} - \frac{1}{\epsilon_0} \oint_s (\vec{P}_e d\vec{S})$$

$$\oint_s (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e) d\vec{S} = \sum q_{\text{зр}} \quad (2.18)$$

Интеграл остидаги ифодани  $\vec{D}$  билан белгилаймиз:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e$$

Бу тенгламадаги  $\vec{P}_e$  ни (2.11) даги ифодаси билан ал-маштирсак, у қуйидаги кўринишга келади:

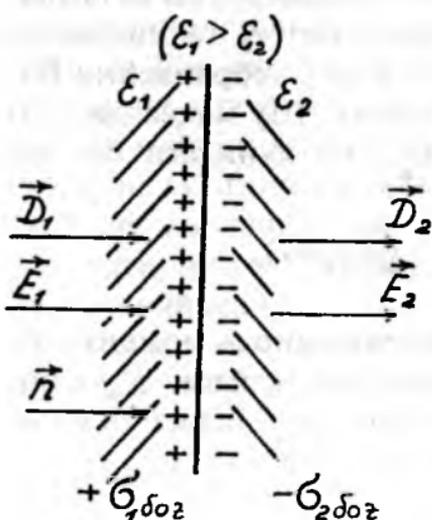
$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (2.19)$$

Киритилган янги физик катталик сил жиш векто-ри дейилади. Бу катталик орқали, (2.18) ифода

$$\oint (\vec{D} d\vec{s}) = \sum q_{\text{зр}} \quad (2.20)$$

кўринишни олади.

Шундай қилиб, сил жиш вектори учун Гаусс тео-рем аси ифодасини олдик. Демак, *сил жиш векторининг ихтиёрий S ёниқ сиртдан ўтган оқими шу сирт ичидаги эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг*. Электр май-доннинг бирламчи манбаи эркин зарядлардир. Сил жиш вектори эса эркин зарядлар уйғотган электр майдоннинг куч характеристикаси бўлиб хизмат қилади. Эркин за-рядлар уйғотган электр майдоннинг куч таъсирини аниқ-ловчи бу вектор таъсирида атомдаги мусбат ва манфий зарядлар бир-бирига нисбатан силжийди. Шу сабабли  $\vec{D}$  век-тор сил жиш вектори деб аталади.



2.9-расм.

Эркин зарядлар ҳосил қил-ган электр майдонга  $\epsilon_1 > \epsilon_2$  шартни қаноатлантирувчи ик-кита бир жинсли диэлектрик киритилган деб фараз қилай-лик (2.9-расм). Майдон таъси-рида икки диэлектрикнинг че-гарадош сиртларида сирт зич-лиги ҳар хил ( $\sigma_{1\text{боғ}}$  ва  $\sigma_{2\text{боғ}}$ ) бўлган боғланган зарядлар ҳосил бўлади. Эркин зарядлар

уйғотган электр майдон билан боғланган зарядлар ҳосил қилган майдоннинг қўшилиши натижасида диэлектрикларни ажратиб турувчи сиртдан ўтаётган электр оқим ўзгаради. Бунда қуйидаги икки ҳолат бўлиши мумкин:

1. Электр майдон куч чизиқлари икки диэлектрикнинг чегарадош сиртига тик йўналган бўлсин (2.9-расм). Биринчи диэлектрикда тарқалаётган силжиш векторининг оқими чегарадош сиртда ўз йўналишини ва миқдорини ўзгартирмасдан иккинчи муҳитда тарқалади, яъни

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_2 \text{ ёки } D_1 = D_2 \quad (2.21)$$

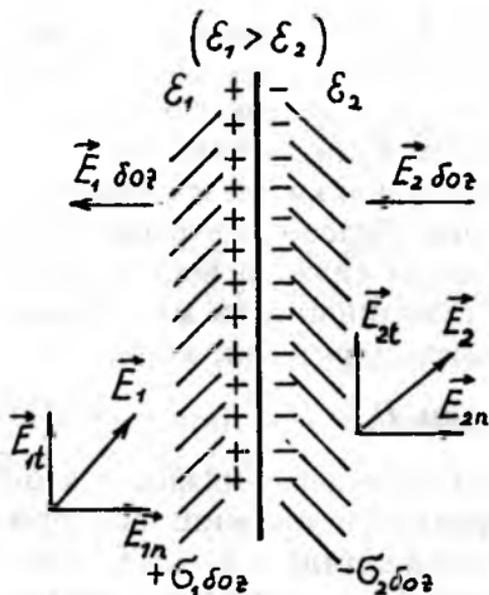
тенглик бажарилади. Биринчи муҳитдаги силжиш вектори  $D_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 E_1$  иккинчи муҳитдаги силжиш вектори  $D_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2$  бўлганидан чегаравий сиртда  $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$  тенглик ўринлидир. Бундан иккинчи муҳитдаги майдон кучланганлиги

$$E_2 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_1 \quad (2.22)$$

эканлигини топамиз. Демак, электр куч чизиқлари икки диэлектрик билан чегараланган сиртга тик бўлса, бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда майдон кучланганлиги миқдор жиҳатдан ўзгаради. Улар орасидаги миқдорий муносабат  $\epsilon_1/\epsilon_2$  нисбатга боғлиқ. Хусусан,  $\epsilon_1 > \epsilon_2$  бўлса,  $E_1 < E_2$  бўлади. Бунда биринчи муҳитдаги электр оқим иккинчи муҳитдаги электр оқимга нисбатан сийрагроқ бўлади.

2. Электр куч чизиқлари икки муҳит чегарасидаги сиртга ўтказилган нормалга нисбатан ихтиёрий. Масалан, 2.10-расмда кўрсатилган йўналишга эга бўлсин. Бунда ҳам  $\epsilon_1 > \epsilon_2$  деб олайлик. У ҳолда икки диэлектрик чегарасида ҳосил бўлган боғланган зарядларнинг сирт зичликлари ҳар хил  $+\sigma_{1\text{боғ}}$  ва  $+\sigma_{2\text{боғ}}$  бўлади. Боғланган зарядлар ҳосил қилган электр майдоннинг куч чизиқлари икки диэлектрик чегарасидаги сиртга тик йўналган (2.10-расм).

Биринчи ва иккинчи муҳитдаги электр майдон кучланганлиги  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  ни нормал ҳамда тангенциал ташкил этувчиларга ажратамиз. Боғланган зарядлар уйғотган майдон ҳар икки муҳитда тарқалаётган  $\vec{E}_1$  ва  $\vec{E}_2$  майдонлар-



2.10-расм.

нинг тангенциал ташкил этувчиларига таъсир этмайди ( $E_{1t} = E_{2t}$ ). Аммо бу майдонларнинг нормал ташкил этувчилари ўзгаради. Ҳар икки муҳитда силжиш векторининг нормал ташкил этувчилари  $D_{1n} = D_{2n}$  ўзаро тенг бўлганидан,  $\epsilon E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$  тенглик бажарилади. Бундан (2.22) тенгламага ўхшаш тенгламани ҳосил қиламиз:

$$E_{2n} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} E_{1n} . \quad (2.23)$$

Ҳар икки муҳит чегарасида тарқалаётган силжиш векторларининг йўналиши шу диэлектриклардаги майдон кучланганликларнинг йўналишига боғлиқ, яъни

$$\vec{D}_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 \vec{E}_1, \quad \vec{D}_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \vec{E}_2. \quad (2.24)$$

Демак, икки муҳит чегарасидаги майдон кучланганликлари қандай бурчак остида синса (2.10-расм), силжиш вектори ҳам шу бурчак остида синади. Лекин силжиш векторларининг нормал ташкил этувчиси бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда ўзгармайди ( $\vec{D}_{1n} = \vec{D}_{2n}$ ). Аммо (2.24) тенглик бажарилиши учун силжиш векторининг тангенциал ташкил этувчиси икки муҳит чегарасида ўзгариши керак. Икки муҳит чегарасида майдон кучланганликларининг тангенциал ташкил этувчилари ўзгармас қолишини юқорида таъкидлаган эди.  $E_{1t} = E_{2t}$  тенгликка (2.24) тенгламани татбиқ этиб, силжиш векторларининг тангенциал ташкил этувчилари орасидаги боғланишни ҳосил қилиш мумкин:

$$\frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}, \quad \text{бундан} \quad D_{2t} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} D_{1t};$$

$\epsilon_1 > \epsilon_2$  катта булганидан,  $D_{2r} < D_{1r}$  кичик бўлади.

Шундай қилиб. электр куч чизиқлари икки муҳит чегарасига ўтказилган нормал билан бирор бурчак ҳосил қилган бўлса, чегаравий сиртдан ўтаётган силжиш вектори  $\vec{D}$  ҳам, майдон кучланганлиги  $\vec{E}$  ҳам миқдор ва йўналиш жиҳатдан ўзгаради. Бирок, (2.24) тенгламага асосан, силжиш векторининг икки диэлектрик чегарасида олинган ихтиёрий кичик  $\Delta S$  юздан ўтаётган оқими

$$\Delta \Phi_e = (\vec{D} \Delta \vec{S}) = D_n \Delta S$$

силжиш векторининг нормалга бўлган проекцияси орқали аниқланади. Силжиш векторининг бу қиймати ҳар икки диэлектрикда бир хил ( $D_{1n} = D_{2n}$ ). Демак, силжиш векторининг нормал йўналишида олинган оқими бир диэлектрикдан иккинчисига ўтганда ўзгармас экан.

### 3-боб

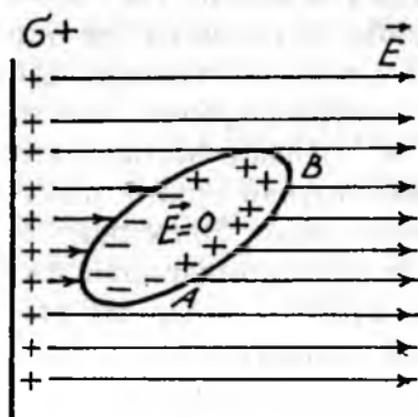
## ЭЛЕКТР МАЙДОНДАГИ ЎТКАЗГИЧЛАР

Хона ҳароратида диэлектриклардан электр хоссалари билан тубдан фарқ қилувчи ўтказгичлар турига Менделеев даврий тизимидаги ҳамма металллар ва ишқорий ер металлари киради. Ўтказгич атомларидаги валент электронлар диэлектрикларникига нисбатан кучсиз боғланган. Шу боисдан валент электронлар иссиқлик энергияси, электр майдон ва бошқа таъсирлар туфайли ўз атомларини осонгина ташлаб эркин электронларга айланади.  $1 \text{ м}^{-3}$  ҳажмда  $10^{29}$  дона атом бўлишини эътиборга олсак ва ҳар бир атомда камида биттадан валент электрон мавжуд деб ҳисобласак ўтказгичдаги эркин электронларнинг зичлиги ҳам шу атрофда, яъни  $n \approx 10^{29} \text{ м}^{-3}$  бўлади. Металлнинг бутун ҳажми бўйлаб эркин ҳаракатланувчи эркин электронлар электрон гази деб ҳам юритилади. Электрон газининг манфий заряди ўз валент электронларидан ажралган атомларнинг (одатда, улар мусбат ионлар деб аталади) мусбат зарядига тенг. Оддий шароитда ҳар қандай ўтказгич электронейтрал ҳолатда бўлади. Лекин ўтказгичлар электр майдонга киритилса, уларда диэлектриклар-

никига нисбатан бутунлай фарқ қилувчи ҳодисалар кузатилади. Ушбу бобнинг мазмуни шу масалаларга бағишланган.

### 3.1-§. Электростатик индукция

Электр майдон таъсирида дастлаб нейтрал бўлган металл ўтказгичнинг учларида қарама-қарши ишорали зарядларнинг пайдо бўлиш ҳодисаси электростатик индукция дейилади. Бир текис зарядланган ясси текислик атропофидаги бир жинсли электр майдонга ўтказгич киритайлик (3.1-расм). Ўтказгичдаги эркин электронлар майдон манбаи томон тортиладилар ва ўтказгичнинг  $A$  қисмида тўпланган электронлар ўтказгичнинг манфий заряд ортиқчалигини юзага келтиради. Ўтказгичнинг  $B$  қисмида эса электронлар концентрацияси камайиб, ўтказгичнинг бу қисми мусбат зарядланиб қолади. Демак, электр майдон таъсирида ўтказгич таркибидаги эркин электронлар қайта тақсимланади, унинг сиртларда манфий ва мусбат зарядлар пайдо бўлади. Ўтказгич ичидаги электр майдон нолга тенг бўлганда электронларнинг қайта тақсимланиши тўхтади. Таъсир воситасида ўтказгич сиртида пайдо бўлган мусбат ва манфий зарядлар эркин зарядлар деб аталади. Чунки, уларни контакт орқали бошқа ўтказгичга ёки ерга ўтказиш мумкин. Келтирилган мулоҳазалардан равшанки, ўтказгични электростатик индукция ёки контакт орқали зарядлаш мумкин экан.



3.1-расм.

Ўтказгич электр майдонга киритилганда электр куч чизиқлари ўтказгичнинг манфий зарядларида тугаб, мусбат зарядлардан бошланади. Шу боисдан ўтказгич атропофида электр куч чизиқлари бир оз деформацияланади ва майдонининг бир жинслилиги бузилади. Ўтказгичдан узоқроқ нуқталарда, электр майдон бир жинслилик хусусиятини сақлайди.

Энди зарядланган ўтказгич атропоида жойлашган нуқта-лардаги электр майдон таъсирини аниқлаш масаласини кўриб чиқайлик. Мусбат зарядланган ўтказгич берилган дейлик. Ўтказгич ичидаги электр майдон нолга тенг (3.2-расм). Заряд эса ўтказгич сирти бўйлаб тақсимланади. Ўтказгичга яқин бўлган ихтиёрий нуқталардан бирини  $C$  деб белгилайлик. Зарядланган ўтказгич сиртидаги  $dS$  элементар юзани танлаймиз ва асоси шу юзага тенг, ўқий  $C$  нуқтадан ўтган цилиндр ўтказамиз. Цилиндрнинг иккинчи асоси ўтказгич ичида ётади. Элементар  $dS$  юзадаги заряднинг сирт зичлиги  $\sigma$  бўлсин. У ҳолда цилиндр билан чегараланган сирт ичидаги заряд миқдори

$$dq = \sigma \cdot dS \quad (3.1)$$

бўлади. Цилиндр асосига ўтказилган нормал  $\vec{n}$  берк сиртни кесиб ўтаётган куч чизиқларининг йўналишини белгилайди. 3.2-расмдан равшанки, цилиндр ён сиртини электр куч чизиқлари кесиб ўтмайди. Цилиндрнинг пастки асоси нейтрал ҳажм, яъни ўтказгич ичида жойлашган бўлганидан, бу асосдан ҳам электр оқими ўтмайди. Демак, ажратиб олинган цилиндрнинг фақат юқори асосини электр куч чизиқлари кесиб ўтиши мумкин. Лекин бу асосга ўтказилган нормал билан майдон кучланганлик бир хил йўналишга эга, яъни улар орасидаги бурчак  $\alpha = 0$  бўлади. Шунинг учун кўриладики, цилиндрдан ўтаётган электр оқими

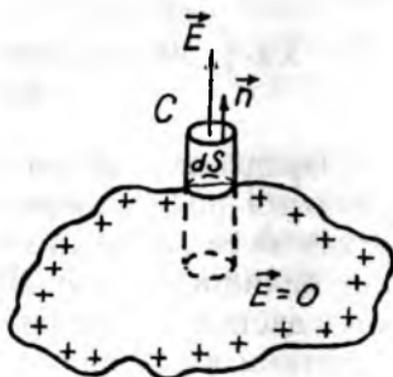
$$d\Phi_e = EdS \quad (3.2)$$

ифодадан топилади. Гаусс теоремаси (1.30)га биноан, бу оқим цилиндр ичидаги заряд миқдори (3.1) га тенг:

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

Бундан зарядланган ўтказгич ён атропоида ётган нуқталардаги майдон кучланганлигини топамиз:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (3.3)$$



3.2-расм.

Демак, зарядланган ўтказгич атрофидаги майдон кучланганлиги заряднинг сирт зичлигига пропорционал экан. Бу ифодани бир оз таҳлил қилайлик. Берилган ўтказгичнинг бирор қисми қабарик бўлса, шу қисмдаги заряднинг сирт зичлиги катта бўлиб, унинг атрофидаги майдон кучли бўлади. Аксинча, ўтказгичнинг ботиқ қисмида заряднинг сирт зичлиги камайиб, шу қисмидаги электр майдон кучсизланади. Зарядли ўтказгичга хос бўлган бу хусусиятни бартараф қилиш мақсадида заряд тўплаш учун қўлланиладиган ўтказгичларнинг сирти жуда яхшилаб силлиқланади.

Агар зарядли ўтказгич диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган бир жинсли диэлектрик билан ўралган бўлса, унинг ён атрофидаги электр майдон  $\epsilon$  марта кучсизланиши керак:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (3.4)$$

Зарядланган ўтказгич яқинига заряди  $q$  бўлган нуқтавий заряд киритайлик. Зарядланган ўтказгич билан нуқтавий заряд ўзаро электр кучи воситасида таъсирлашади. Зарядланган ўтказгич сиртидаги заряднинг сирт зичлиги  $\sigma$  маълум бўлса, у билан нуқтавий заряд орасидаги таъсир кучини қуйидагича топамиз:

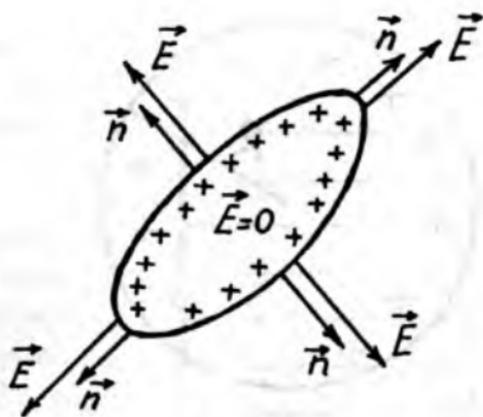
$$F = qE = \frac{q\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (3.5)$$

### 3.2-§. Яккаланган ўтказгичнинг электр сифими. Конденсаторлар

Зарядланган ўтказгич атрофидаги электр майдоннинг ҳолатига шу ўтказгич атрофида бўлган бошқа нейтрал ўтказгич ёки бошқа ихтиёрий электр заряд сезиларли таъсир қилиши мумкин. Шу сабабли масалани кенгроқ очиш учун дастлаб содда ҳол — яккаланган ўтказгичнинг электр ҳолатини кузатайлик.

Зарядланган ўтказгичда заряд унинг сирти бўйлаб тақсимланади. Унинг атрофида қиймати (3.3) билан аниқла-

надиган электр майдон мавжуд бўлади. Бу майдоннинг куч чизиқлари ўтказгич сиртига тик йўналгандир. Ўтказгич сиртига ўтказилган нормал  $\vec{n}$  билан майдон кучланганлиги (3.3-расм) бир хил йўналишга эга. Бундан хулоса шуки, ўтказгичнинг сирти потенциали  $\varphi$  билан аниқланадиган эквипотенциал сиртдир. Табиийки, ўтказгичнинг  $q$  заряди ошса, унга мос равишда ўтказгич сиртининг потенциали ҳам ошади. Ўтказгичнинг потенциали ундаги заряд миқдорига пропорционал:  $q \sim \varphi$ . Бу пропорционаликни тенгликка айлантириш учун коэффициент киритамиз:



3.3-расм.

$$q = C\varphi \quad (3.6)$$

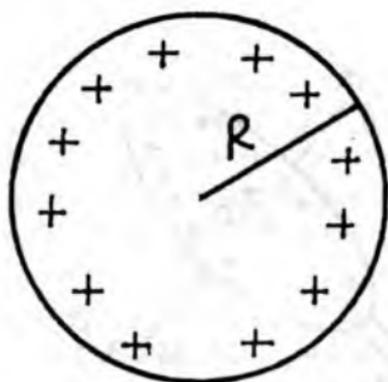
Киритилган коэффициент  $C$  фақат берилган ўтказгичнинг ўлчамига, шаклига ва уни ўраб олган муҳитнинг табиатига боғлиқ. Бу катталиқ ўтказгичнинг электр сифими дейилади. Юқоридаги ифодадан яққаланган ўтказгичнинг электр сифими

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (3.7)$$

Агар потенциални  $\varphi = +1$  деб олсак,  $C = q$  тенгликни ҳосил қиламиз. Демак, ўтказгичнинг потенциални бир birlikка ошириш учун керак бўлган заряд миқдори билан ўлчанадиган катталиқ ўтказгичнинг электр сифими дейилади. Электр сифим берилган ўтказгичнинг шаклига, ўлчамларига боғлиқ.

Мисол тариқасида радиуси  $R$  ва заряди  $q$  бўлган сферик ўтказгичнинг электр сифимини ҳисоблайлик (3.4-расм). Зарядланган сферик ўтказгичнинг потенциали сфера марказида жойлашган нуқтавий заряднинг потенциалига эквивалент:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R} \quad (3.8)$$



3.4-расм.

Бу ифодани (3.7) га қўйсак, сферик ўтказгичнинг электр сифими

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (3.9)$$

сферанинг радиуси  $R$  га, уни ўраб олган муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  га боғлиқ эканлигини аниқлаймиз.

Сифимнинг халқаро бирликлар тизимидаги бирлиги фарад (унинг таърифи китоб охиридаги жадвалда келтирилган). Фарад ( $\Phi$ ) жуда катта бирлик ва бунини қуйидаги мисолда кўрсатиш мумкин. Агар Ерни сферик ўтказгич сифатида қарасак (3.9) тенгламадан унинг сифими

$$C = 4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 6,37 \cdot 10^6 = 7,1 \cdot 10^{-4} \Phi$$

ни ташкил қилади, холос. Шунинг учун радиотехникада, электротехникада сифимнинг кичрайтирилган катталиклари ишлатилади:

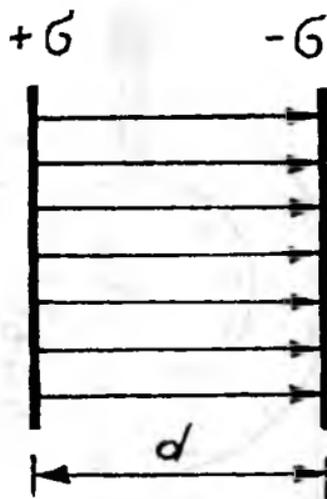
$$1\text{мк}\Phi \text{ (микрофарад)} = 10^{-6} \Phi,$$

$$1\text{п}\Phi \text{ (пикофарад)} = 10^{-12} \Phi.$$

Сифим тушунчасига тааллуқли яна бир нарсани эсла-тиб ўтайлик. Икки ўтказгичнинг сифимлари ҳар хил, масалан,  $C_1 < C_2$  бўлсин. Уларнинг потенциаллари бир хил ( $\varphi_1 = \varphi_2$ ) дейлик. Бунда, (3.7) кўра, биринчи ўтказгичдаги  $q_1$  заряд, иккинчи ўтказгичдаги  $q_2$  заряддан кичик ( $q_1 < q_2$ ) бўлади. Аммо бу ўтказгичларни сим билан уласак, иккинчи ўтказгичдан биринчисига заряд ўтмайди. Чунки, уларнинг потенциаллари бир хил қийматига эга. Икки зарядланган ўтказгич орасида потенциаллар фарқи ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ) мавжуд бўлганда, бир ўтказгичдан иккинчисига заряд оқиб ўтади. Уларнинг потенциали тенглашганда эса заряднинг оқиши тўхтайди.

Яккаланган зарядли ўтказгичнинг яқинига бошқа ўтказгич келтирилган бўлса, у зарядланган ўтказгичнинг таъсирида зарядланади, биринчи ўтказгичнинг заряди эса

мос равишда камаяди. Майдон потенциали аввалги ҳолатини олиши учун биринчи ўтказгични дастлабки потенциалгача зарядлаш лозим. Масалан бир пластинкага параллел қилиб иккинчи пластинкани ўрнатайлик (3.5-расм). Уларни бир-бирига жуда яқин келтириб, улар орасига диэлектрик сингдирувчанлаги ( $\epsilon$ ) катта бўлган диэлектрик киритайлик. Ўтказгичларнинг бундай тизими ясси конденсатор дейилади. Бу қурилмага потенциаллар айирмаси қўйилса, унинг қопламлари миқдор жиҳатдан тенг, лекин ишоралари қарама-қарши зарядлар билан зарядланади. Қопламлар орасидаги потенциаллар айирмасини  $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ , улардаги заряднинг абсолют миқдорини  $q$  деб олайлик. У ҳолда конденсаторнинг электр сиғими



3.5-расм.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \quad (3.10)$$

ифода ёрдамида топилади. Ясси конденсаторнинг потенциаллар айирмаси  $\varphi_1 - \varphi_2$  бўлишини ва заряднинг сирт зичлиги эса  $\sigma = \frac{q}{S}$  билан ҳисобланишини 1.7-§ да кўрган эдик. Буларга асосан, ясси конденсаторнинг электр сиғими:

$$C = \frac{q\epsilon_0\epsilon}{\sigma d} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d} \quad (3.11)$$

Демак, унинг сиғими қопламалар юзасига тўғри, қопламалар орасидаги масофа  $d$  га тескари пропорционал экан.

Ўтказгичларнинг шакли сферик бўлса, **сферик конденсатор**, цилиндрик бўлса, **цилиндрик конденсатор** ҳосил бўлади. Бу конденсаторларнинг сиғими ҳам уларнинг геометрик катталикларига боғлиқ. 3.6-расмда сферик конденсаторнинг тарҳи (схемаси) келтирилган. Металл стерженга ўрнатилган шарсимон ўтказгич ёрдамида  $R_1$  радиусли ички сферик ўтказгич зарядланганда, радиуси  $R_2$



3.6-расм

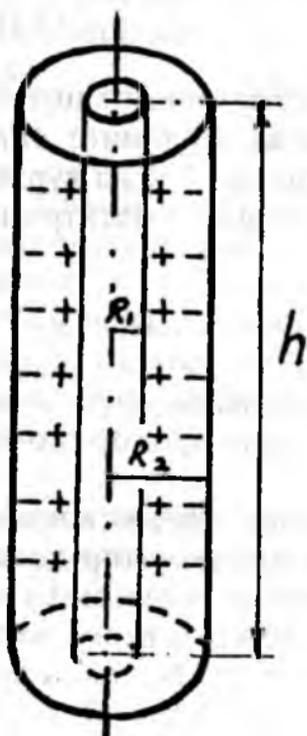
бўлган ташқи сферик ўтказгич электростатик индукция туйфайли зарядланиб қолади. Улар орасидаги потенциаллар айирмасининг

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

ифодасини (3.10) га қўйсақ, сферик конденсаторнинг электр сифими учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (3.12)$$

Энди цилиндрик конденсаторнинг сифимини аниқлаш формуласини кўрайлик. Радиуслари  $R_1 < R_2$  шартни қанотлантирувчи ичи бўш икки цилиндрик ўтказгич, 3.7-расмда кўрсатилгандек бири иккинчисининг ичига киритил-



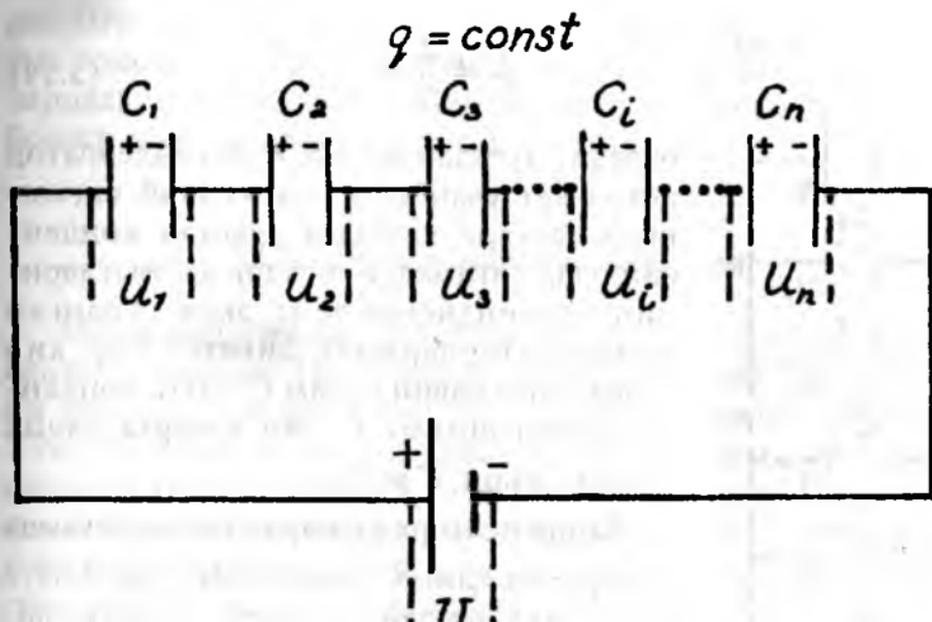
3.7-расм.

са, цилиндрик конденсатор ҳосил бўлади. Цилиндрик ўтказгичнинг потенциаллар айирмаси (1.46) билан аниқланади.  $h$  баландликка эга бўлган цилиндрик ўтказгичнинг заряди  $q = \tau h$  ифода орқали аниқланади, бунда  $\tau$  — заряднинг чизиқли зичлиги. Бинобарин, (1.46) ва (3.10) ларга кўра цилиндрик конденсаторнинг электр сифими учун

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon h}{\ln R_2 / R_1} \quad (3.13)$$

формулани ҳосил қиламиз.

Келтирилган ифодалардан равшанки, ҳамма ҳолларда ҳам конденсаторнинг электр сифими диэлектрик сингдирувчанлик  $\epsilon$  га пропорционал. Қопламалар орасига диэлектрик сингдирувчанлиги жуда



3.8-расм.

катта бўлган барий титанит, сегнет тузи киритиш орқали сиғими жуда катта бўлган конденсаторлар ясалади.

Конденсаторлар тўпламини кетма-кет ёки параллел улаш билан занжирнинг электр сиғимини ошириш ёки камайтириш мумкин. Масалан, сиғимлари хар хил бўлган  $n$  та конденсатор 3.8-расмда кўрсатилганидек кетма-кет уланган дейлик. Бошланғич ва охири қопламалардан ташқари оралиқдаги ҳамма қопламалар таъсир орқали зарядланади. Улар бир хил миқдордаги  $q$  зарядларга эга. Манба кучланиши  $U$  эса конденсаторларда уларнинг сиғимларига мос равишда тақсимланади. Лекин занжирдаги кучланишлар тушишининг алгебраик йиғиндиси манба кучланишига тенг:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + \dots + U_n = \sum_{i=1}^n U_i.$$

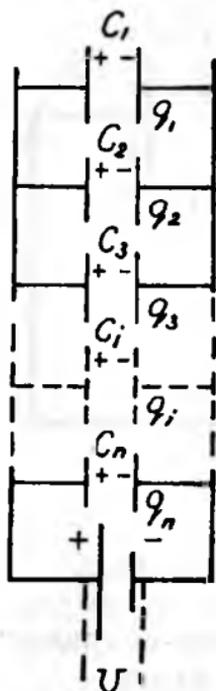
Ёки (3.10) тенгламага асосан, юқоридаги ифодани яна куйидагича ўзгартирамиз:

$$\frac{q}{C} = q \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}.$$

Бундан кетма-кет уланган конденсаторлар тўпламининг натижавий сиғими

$$u = \text{const}$$

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (3.14)$$



3.9-расм.

бўлади. Шундай қилиб,  $n$  та конденсатор кетма-кет уланганда, натижавий сифимнинг тескари қиймати уланган конденсаторлар сифимлари тескари қийматларининг йиғиндисига тенг экан. Уланган конденсаторларнинг сифими бир хил бўлса, натижавий сифим  $C$  битта конденсаторнинг сифими  $C_1$  дан  $n$  марта кичик бўлади, яъни  $C = \frac{C_1}{n}$ .

Конденсаторлар параллел уланганда (3.9-расм) ҳамма конденсаторлар битта кучланиш манбаига уланиб, ўз сифимларига мос бўлган зарядларни қабул қилдилар. Заряднинг сақланиш қонунига биноан, манбада ҳосил бўлган  $q$  заряд конденсаторлардаги зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i.$$

Бу ифодага (3.10) формулани татбиқ этиб, уни қуйидагича ўзгартирамиз:

$$CU = U \sum_{i=1}^n C_i, \text{ бундан } C = \sum_{i=1}^n C_i. \quad (3.15)$$

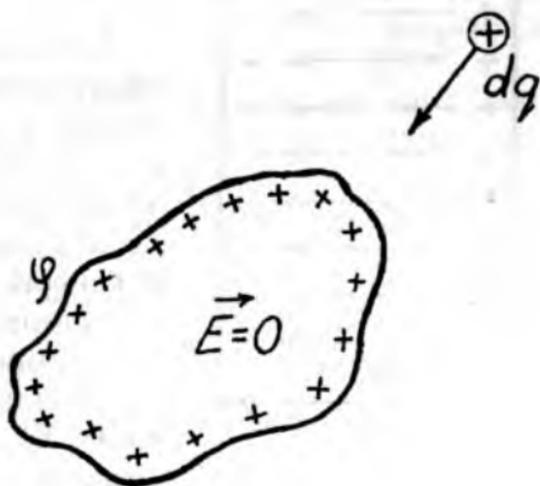
Демак, конденсаторлар параллел уланганда, натижавий сифим  $C$  уланган конденсаторлар сифимларининг алгебраик йиғиндиси билан аниқланади. Мабодо занжирга бир хил сифимли конденсаторлар уланган бўлса, натижавий сифим  $C$  битта конденсатор сифими  $C_1$  га нисбатан  $n$  марта катталашади:  $C = nC_1$ .

Конденсаторлар радиотехника ва электротехниканинг асосий элементларидан биридир. Конденсаторлар интеграл ва дифференциал электр схемаларда кенг ишлатила-

ди. Шунингдек, конденсаторлар ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантиришда, тебраниш контурларида, зарядли зарраларнинг ҳаракат траекториясини ўзгартиришда ва бошқа мақсадларда кенг қўлланилади.

### 3.3-§. Электр майдон энергияси

Маълумки, нейтрал ўтказгич ҳеч қачон ўз-ўзидан зарядланиб қолмайди. Ихтиёрий шаклдаги ўтказгич фақат ташқи кучнинг бажарган иши эвазига зарядланиши мумкин. Ҳўш, бу бажарилган иш қайси турдаги энергиянинг ўзгаришини юзага келтиради, деган табиий савол туғилади. Бу саволга жавоб топишга ҳаракат қилайлик. Ўтказгич бирор усул билан  $+q$  миқдоргача зарядланган бўлсин. Заряд ўтказгич сирти бўйлаб тақсимланади (3.10-расм). Ўтказгич сирти потенциали  $\varphi$  бўлган эквипотенциал сиртдир. Потенциал эса электр майдоннинг энергетик характеристикаси эди. Энди ташқи куч ёрдамида мусбат заряд  $+dq$  ни ўтказгичга яқинлаштириб, унинг зарядини  $dq$  миқдорга оширайлик. Зарядланган ўтказгич билан  $dq$  заряд орасида Кулон кучи мавжуд. Бу таъсир ўз табиати жиҳатидан марказий куч бўлиб, консерватив кучлар гуруҳига киради. Демак, ташқи куч Кулон кучига қарши  $dA = q \cdot d\varphi$  билан аниқланадиган ишни бажариш лозим. Ташқи кучнинг бу бажарган мусбат иши зарядланган ўтказгичнинг потенциал энергиясини оширишга сарф бўлади. Чунки, зарядланиш натижасида зарядли тизимнинг потенциали  $\varphi + d\varphi$  қадар ошади. Бундан ўтказгични зарядлашда ташқи кучнинг бажарган мусбат иши ( $dA > 0$ ) зарядли тизимнинг потенциал энергиясини ҳосил қилиш учун сарф бўлади деган хулосага келамиз, яъни



3.10-расм.

( $dA = dW_e$ ). Энди ушбу энергия қийматини ҳисоблаб чиқайлик. 3.10-расмда потенциали  $\varphi$  бўлган мусбат зарядли ўтказгичга потенциали  $\varphi_\infty = 0$  бўлган нуқтадан  $dq$  заряд келтирилмоқда. Бу зарядни келтиришда ташқи кучнинг ба- жарган элементар иши ифодаси

$$dA = (\varphi - \varphi_\infty)dq = \varphi dq = \frac{q}{C} dq$$

кўринишда бўлади. Бунда зарядли ўтказгичнинг потен- циали  $\varphi = \frac{q}{C}$  формула орқали ўтказгичнинг заряди  $q$  ва сифими  $C$  билан боғланган. Юқоридаги ифодани интег- раллаш ёрдамида

$$A = \frac{1}{C} \int_0^q q dq = \frac{q^2}{2C} \quad (3.16)$$

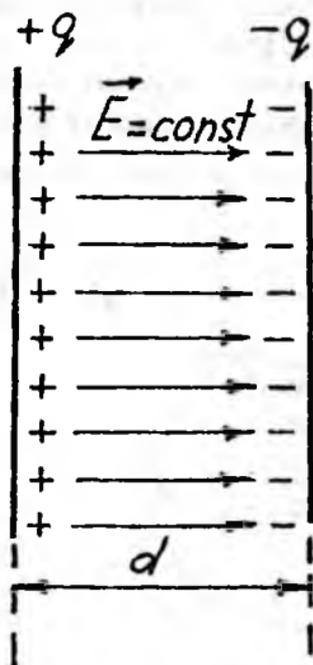
ўтказгични 0 дан  $q$  гача зарядлашда ташқи кучнинг ба- жарган тўлиқ ишини топамиз. Бу иш, ўз навбатида, за- рядли тизимнинг потенциал энергиясига тенг, яъни

$$W_e = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.17)$$

Юқорида келтирилган (3.7) формулага биноан бу энергия яна куйидаги кўринишларда ёзилади

$$W_e = \frac{q^2}{2C} = \frac{q \cdot \varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2}. \quad (3.18)$$

Зарядли ўтказгич ўз атрофида электр майдон ҳосил қилади. Электр майдон эса потенциал майдон. Де- мак, (3.18) билан аниқданган энер- гия нафақат зарядли ўтказгичнинг, балки у уйғотган электр майдоннинг ҳам энергиясидир. Бу масалани яна- да ойдинлаштирайлик. Олинган ўтказгични зарядли ясси конденса- тор билан алмаштирамиз (3.11- расм). Бу конденсаторнинг потен- циаллар айирмаси  $\varphi_1 - \varphi_2 = U$  бўлсин. У ҳолда (3.18) тенгламада-



3.11-расм.

ги потенциални потенциаллар айирмаси билан алмаштириб, ясси конденсаторнинг электр майдон потенциал энергияси учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$W_e = \frac{CU^2}{2}. \quad (3.19)$$

Ясси конденсаторнинг электр сифими (3.11) ифода билан аниқланишини эътиборга олиб, (3.19) тенгламани ўзгача кўринишда ўтказайлик:

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon S U^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} S \cdot d = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V. \quad (3.20)$$

(Бу ифодани келтириб чиқаришда ўртадаги қийматнинг сурат ва маҳражини  $d$  га кўпайтирдик ҳамда  $E = \frac{U}{d}$  формулани эътиборга олдик.  $V = S \cdot d$  эса ясси конденсатор қопламалари билан чегараланган фазонинг ҳажми). Юқоридаги катталиқни  $V$  га бўлсак, **электр майдон энергиясининг зичлиги**

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 \quad (3.21)$$

кўринишда бўлади. Бу ифодада майдон манбаи бўлган заряд иштирок этмайди. Унинг ўрнида заряд вужудга келтирилган электр майдон катталигини аниқловчи электр кучланганлиги иштирок этмоқда. (3.21) ифода бир жинсли бўлмаган майдонлар учун ҳам ўринли. Бир сўз билан айтганда, электр майдон таъсири мавжуд бўлган фазода зичлиги (3.21) билан аниқланадиган электр энергияси ҳосил бўлади.

Вакуумда жойлашган эркин заряд ҳосил қилган электр майдон кучланганлигини  $E_0$  деб белгилайлик. Бўшлиқ учун  $\epsilon = 1$ . У ҳолда, вакуумда жойлашган эркин заряд ҳосил қилган электр майдон энергиясининг ҳажмий зичлиги

$$W_{oe} = \frac{\epsilon_0}{2} E_0^2 \quad (3.22)$$

бўлади. Бу майдонга диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$  бўлган бир жинсли модда киритсак, натижавий майдон кучланганлиги —  $\epsilon$  марта камаяди  $\left( E = \frac{E_0}{\epsilon} \right)$ .

Эркин заряд ҳосил қилган ва майдон кучланганлиги  $E_0$  бўлган электр майдонга диэлектрик жойлаштирилса, майдоннинг бир қисм энергияси диэлектрик молекулаларини деформациялашга ёхуд электр диполларини майдон йўналиши бўйлаб жойлаштиришдаги ишга сарф бўлади. Бу иш эса қутбланган диэлектрикнинг потенциал энергиясига айланади. Қутбланган диэлектрикнинг бирлик ҳажмида тўпланган энергияни аниқлайлик. Диэлектрик синдирувчанлик  $\epsilon$  қутбланиш даражаси  $\chi$  билан қуйидагича боғланган:  $\epsilon = 1 + \chi$ . Бу ифодани (3.21)га қўйсақ, у иккига ажралади:

$$W_e = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\epsilon_0 \chi E^2}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1) E^2}{2} \quad (3.23)$$

Бу ердаги  $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$  ифода майдон кучланганлиги  $E$  бўлган вакуумдаги электр майдоннинг энергия зичлиги. Табиийки,  $E < E_0$ .

Иккинчи ҳад  $\frac{\epsilon_0 (\epsilon - 1) E^2}{2}$  эса диэлектрикнинг бир бирлик ҳажмида тўпланган электр майдон энергиясини ифодалайди.

### 3.4-§. Узоқдан ва яқиндан таъсир қилиш назариялари

Марказий кучлар туркумига кирган электр куч ва у билан боғлиқ эленктростатик майдон хоссаларини ўрганиш ниҳоясида, Бутун олам тортишиш ва Кулон қонунлари очилгандан кейин юзага келган айрим назарияларнинг моҳияти билан қисқача танишиб чиқайлик.

**Бир жисмининг иккинчи жисм сиртига тегмасдан, туриб, маълум масофада ўзаро таъсирлашишини изоҳловчи ғоя узоқдан таъсир қилиш назарияси дейилади.** Бу назария бутун олам тортишиш қонуни кашф этилгандан кейин юзага келган. XVIII ва XIX асрларда яшаб ўтган кўпчилик физик олимлар коинотдаги объектларнинг ўзаро таъсири коинотни ва бутун моддаларни қамраб олган қандайдир “эфир” деб аталган модда орқали узатилади деб изоҳлашга уринишган эди. Кулон ва бутун олам тортишиш қонунларининг ўхшашлигидан, бу назария тарафдорлари моддалар таркибида нафақат вазнсиз “эфир”, бал-

ки оқувчан электр ва магнит моддалар ҳам бўлиши керак деган фикрни илгари суришади. Улар шу мавҳум моддалар асосида электр ва магнит ҳодисаларни асослашга уриндилар. Масалан, ўз мазмунига тўғри келмаган “электр сифим” термини ҳам “оқувчан электр” тушунчаси билан боғлиқ равишда юзага келган эди. Узоқдан таъсир назарияси деярли XIX асрнинг ўрталаригача ўз ҳукмини ўтказиб келди. Лекин физикадаги янги-янги кашфиётлар узоқдан таъсир назарияси асоссиз эканлигини секин-аста кўрсатиб бера бошлади. Хусусан, буюк инглиз физиги Фарадей кашф этган электромагнит индукция ҳодисаси электр ва магнит майдонлар орасида чуқур боғланиш бор эканлигидан далолат беради. Бу ҳодисани узоқдан таъсир этиш назарияси асосида изоҳлаш мумкин эмас. Шу муносабат билан Фарадей яқиндан таъсир этиш назариясига асос солди. Фарадей электр зарядларнинг ва магнетикларнинг таъсири чекли тезлик билан тарқалувчи моддий муҳит — электр ва магнит майдонлар орқали узатилади деган тўғри фикрни илгари сурди. Фарадей яқиндан таъсир этиш назариясини янада ривожлантириб, майдонлар ўз таъсирини куч чизиқлари орқали узатади деб куч чизиқларга таъриф берди ва биринчи бўлиб, бу тушунчаларни физика фанига киритди.

1865 йилда Максвелл электромагнит майдон назариясини яратди. Бу назария асослангандан сўнг электр ва магнит майдонлар табиатда мавжуд бўлган электромагнит майдоннинг хусусий ҳоллари эканлиги аниқланди, яъни нисбий кўзголмас санок тизими (системаси)да олинган заряднинг электр майдони ҳар қандай кўзгалувчан санок тизимида электромагнит майдон сифатида намоён бўлади. Демак, электромагнит майдон қайси санок тизимига нисбатан кузатилишига қараб, у электр ва магнит майдонлар сифатида намоён бўлиши мумкин.

Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси ва кейинчалик Эйнштейн томонидан яратилган гравитацион майдон назарияси узоқдан таъсир қилиш таълимоти бутунлай асоссиз эканлигини исботлаб берди. Кейинчалик, яқиндан таъсир қилиш назарияси асосида майдонлар назарияси юзага келди.

### 4-боб

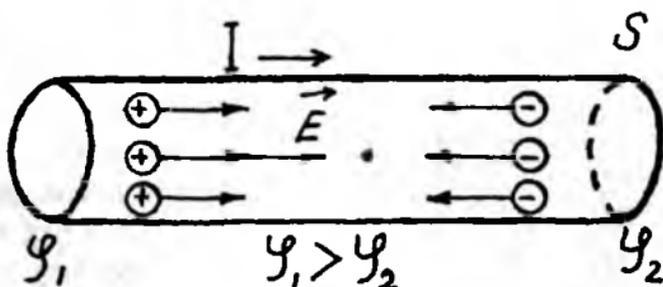
## ЎЗГАРМАС ТОК ҚОНУНЛАРИ

Маълумки, электр заряд ўз атрофида электр майдон ҳосил қилади. Бу майдоннинг ихтиёрий нуқтасига синов заряди киритилса, у майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчади. Электр майдон зарядни кўчириш қобилиятига эга. Табиатда, юқорида эслатиб ўтганимиздек, таркибида эркин ҳаракатланувчи зарядли зарралари бўлган моддалар мавжуд. Металлар, электролитлар шулар турига киради. Масалан, ўтказгични электр майдонга киритсак унинг қарама-қарши сиртида мусбат ва манфий зарядлар ҳосил бўлишини юқорида кўрдик. Хўш, бу тўпланган зарраларни ёпиқ занжир бўйлаб қандай ҳаракатга келтириш мумкин, деган табиий савол туғилади. Бу бобнинг мазмуни зарядларнинг тартибли ҳаракати билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни ўрганишга бағишланган.

### 4.1-§. Электр ток ва унинг асосий катталиклари

**Зарядли зарраларнинг ҳар қандай тартибли ҳаракати электр ток дейилади.** Ток ҳосил бўлиши учун электр майдон мавжуд бўлган муҳитда заряд ташувчи зарралар бўлиши шарт. Электр заряд ташувчи зарралар ролини металлларда электронлар, электролитларда мусбат ва манфий ионлар, газларда электронлар билан мусбат ионлар бажаради.

Цилиндрик ўтказгичнинг икки учиди  $\varphi_1$  –  $\varphi_2$  потенциаллар айирмасини ҳосил қилайлик. Металл ҳажмида потенциали катта бўлган  $\varphi_1$  томондан, потенциали кичик бўлган  $\varphi_2$  томонга йўналган электр майдон вужудга келади. Майдон таъсирида заряд ташувчи зарралар тартибли



4.1-расм.

ҳаракатга келиб, ток ҳосил қилади (4.1-расм). Электронларнинг майдонга тескари йўналишдаги ҳаракати мусбат зарядларнинг майдон бўйлаб ҳаракатига эквивалент. Токнинг йўналиши қилиб мусбат зарраларнинг ҳаракат йўналиши қабул қилинган.

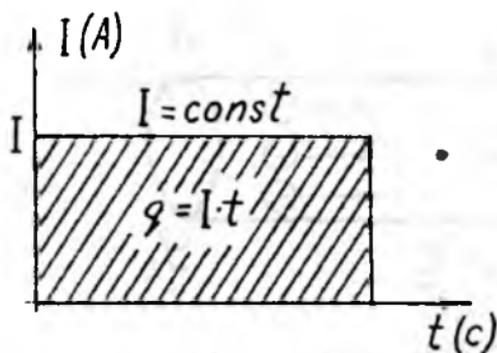
Зарядланган ўтказгични ёки диэлектрикни маълум йўналишда силжитилса зарядларнинг йўналиши ҳаракати юзага келиши мумкин. Бу ток ўтказувчанлик токидан фарқли равишда конвекцион ток деб аталади. Конвекцион токнинг қиймати жуда кичик ва унинг амалий татбиқи йўқ.

Ток ўтиш жараёнида 4.1-расмда келтирилган ўтказгичнинг кўндаланг кесими  $S$  дан вақт оралиғида  $dq$  заряд миқдори оқиб ўтсин. *Ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан вақт бирлиги оралиғида оқиб ўтган заряд миқдори билан ўлчанадиган катталиқ ток кучи ёки оддийгина ток дейилади.* Таърифга биноан унинг қиймати

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

ифода билан аниқланади. Вақт давомида миқдори ва йўналиши ўзгармайдиган тоқлар ўзгармас ток деган номни олган. Бу токнинг графиги 4.2-расмда келтирилган бўлиб, ток кучи вақт ўқиға параллел бўлган тўғри чизиқ билан ифодаланади. Ток ва вақт кесмалари билан чегараланган тўртбурчакнинг юза ўтказгичдан ўтган заряд миқдорига тенг:  $q = It$ . Бундан ўзгармас ток кучининг қиймати

$$I = \frac{q}{t} \quad (4.2)$$



4.2-расм.

Ток кучи скаляр катталиқ. Токнинг ўтказгич кесим юзи бўйлаб тақсимланишини белгилаш мақсадида ток зичлиги  $\vec{j}$  деган катталиқ киритилган. У вектор катталиқ. Ток зичлигининг йўналиши ток ўтаётган ўтказгич кўндаланг кесимиға тик

бўлиб, унинг миқдори бу кесимнинг бир бирлик юзидан ўтган ток билан ўлчанади:

$$J = \frac{dI}{dS_0} \quad (4.3)$$

1.11-расмда келтирилган куч чизиқларига тик ўрналтилган  $dS_0$  юза билан бу чизиқларға нисбатан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган  $dS$  юза орасида қуйидагича боғланиш

$$dS_0 = dS \cdot \cos \alpha \quad (4.4)$$

бор эканлиги (1.22) орқали кўрсатилган эди. (4.4) ифодани (4.3) га қўйсақ, у ҳолда ток зичлиги формуласи

$$j \cos \alpha = \frac{dI}{dS}$$

бўлади. Формуладаги  $j \cos \alpha$  ни  $j_n$  билан алмаштирамиз, яъни  $j \cos \alpha = j_n$ . Бу ерда  $j_n$  — ўтказгич кўндаланг кесими  $dS$  га ўтказилган  $\vec{n}$  нормал йўналишидаги ток зичлиги.  $j$  эса нормал билан ихтиёрий  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган ток зичлиги. (4.3-расм). Демак, ихтиёрий кесимдан ўтаётган ток кучининг зичлиги

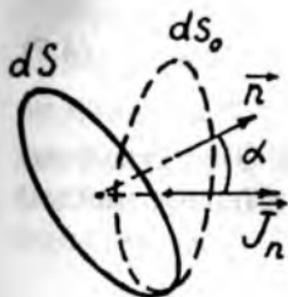
$$j_n = \frac{dI}{dS}$$

бўлиб, ундан олинган интеграл

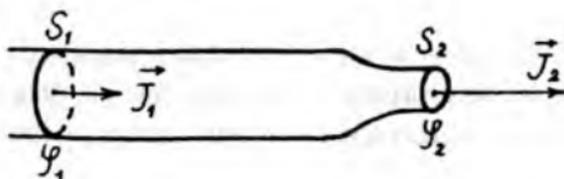
$$I = \int_S j_n dS \int_S (\vec{J} d\vec{S}) \quad (4.5)$$

тўлиқ токни беради, бунда  $d\vec{S} = dS \vec{n}$ .

Кесими ўзгарувчан бўлган ўтказгичдан ўзгармас ток ўтсин. У ҳолда 4.4-расмда кўрсатилган ихтиёрий  $S_1$  ва  $S_2$



4.3-расм.



4.4-расм.

кесимлардан оқиб ўтган заряд миқдорлари ўзаро тенг, яъни  $q_1 = q_2$ . Заряд миқдорларини ((4.2)га асосан) ток кучи билан алмаштирамиз. Бунда ток ўтиши вақти ҳар икки кесим учун бир хил бўлганидан  $I_1 = I_2$  бўлади. Ўзгармас токнинг зичлиги  $J = \frac{I}{S}$  эканлиги юқорида аниқланган эди. Шу боисдан 4.4-расмда келтирилган кесимлар учун қуйидаги тенглик ўринлидир:

$$J_1 \cdot S_1 = J_2 \cdot S_2 \quad (4.6)$$

Бундан хулоса шуки, ўтказгичнинг кесими катта бўлган қисмида ток зичлиги камаяди. Аксинча кесими кичиклашган қисмларида ток зичлиги ортади. Бу хусусияти билан электр ток суюқлик оқимиға ўхшашдир. Буни асосан (4.6) тенгламани ўзгармас токнинг узлуксизлик қонуни сифатида қараш мумкин. Узлуксизлик қонуниға кўра, ўтказгичдан электр ток ўтганда, унинг бирор қисмида заряд тўпланиб қолмайди. Бирор ўтказгич олиниб, унинг учларида потенциаллар айирмаси ҳосил қилинган бўлсин. Ўтказгичнинг ихтиёрий кесимида олинган нуқталарнинг потенциаллари бир хил. Шу боисдан 4.4-расмда келтирилган  $S_1$  ва  $S_2$  кесмаларнинг ҳар бири мос равишда потенциаллари  $\varphi_1$  ва  $\varphi_2$  бўлган эквипотенциал сиртлардир. Заряд оқиши учун ўтказгичнинг потенциаллари унинг узунлиги бўйлаб ўзгариб бориши керак. Агар  $dl$  узунликда потенциал ўзгариши  $d\varphi$  бўлса,  $E$  билан потенциал ўзгариши орасидаги (1.38) боғланишға кўра  $E dl = -d\varphi$  тенгликни ҳосил қиламиз. Ўзгармас ток учун  $\vec{E} = \text{const}$  бўлганидан, юқоридаги ифодани интегралласак, кучланиш билан кучланганлик орасидаги боғланиш қуйидагича аниқланади:

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} = \frac{U}{l}. \quad (4.7)$$

Демак, ўтказгичга қўйилган кучланиш  $U$  ва ўтказгичнинг узунлиги  $l$  маълум бўлса, ўтказгич ичидаги майдон кучланганликни топиш мумкин экан.

#### 4.2-§. Ўзгармас ток қонулари

4.1-расмда келтирилган ўтказгичдан узлуксиз ток ўтиши учун унинг икки учидаги потенциаллар айирмаси  $U = \varphi_1 - \varphi_2$  ни нолдан фарқли қилиб туриш лозим. Агар бу учлардаги кучланиш  $U$  ошса, унга мос равишда ток кучи  $I$  ҳам ошади. Ток кучи занжирнинг бир қисмига қўйилган кучланишга пропорционал:  $I \sim U$ . Бу чизиқли боғланишни тенгликка айлантириш мақсадида коэффициент киритайлик:

$$I = GU, \quad (4.8)$$

бунда  $G$  — ўтказгичнинг табиатига боғлиқ бўлган катталик, у ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги дейилади. Электр ўтказувчанликнинг тескари қиймати  $R = \frac{1}{G}$  ўтказгичнинг қаршилиги дейилади. Бу тушунчага асосланиб (4.8) тенгламани қуйидаги кўринишга келтирамиз:

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

Бу ифода занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни дейилади. Бир жинсли ўтказгич орқали ўтаётган ток кучи бу ўтказгичнинг учларига қўйилган кучланишга тўғри пропорционал.

Ўтказгичнинг қаршилиги унинг табиатга ва геометрик ўлчамларига боғлиқ бўлган катталик. Хусусан, бир жинсли цилиндрик ўтказгичнинг қаршилиги ўтказгичнинг узунлиги  $l$  ва тўғри, унинг қўндаланг кесими юзаси  $S$  га тескари пропорционал:

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

Ўтказгичнинг материалига боғлиқ бўлган катталиқ  $\rho$  — солиштирма қаршилиқ деб аталади. Унинг тескари қиймати  $\gamma = \frac{1}{\rho}$  солиштирма ўтказувчанликни беради. (4.10) ифодани занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни ифодасига киритсак, бу қонунни яна бундай ёзиш мумкин:

$$I = \frac{US}{\rho \cdot l} = \gamma \frac{U}{l} S.$$

Бу ифодада  $\frac{I}{S} = J$  ток зичлиги,  $\frac{U}{l} = E$  майдон кучланганлиги эканлигини эътиборга олайлик. У ҳолда юқоридаги ифода  $J = \gamma E$  шаклини олади. Демак, **токнинг зичлиги электр майдон кучланганлигига пропорционал**. Унинг йўналиши кучланганлик йўналиши билан аниқланади:

$$\vec{J} = \gamma \vec{E}. \quad (4.11)$$

Одатда, бу ифода занжирнинг бир жинсли қисми учун Ом қонунининг дифференциал ифодаси деб юритилади.

Ўтказгичнинг қаршилиги температурага боғлиқ:

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

бунда  $R_0$  — ўтказгичнинг  $0^\circ \text{C}$  даги қаршилиги;  $R_t$  — температурага мос бўлган қаршилиқ;  $\alpha$  — қаршилиқнинг термик коэффициентни.

Ўтказгич таркибида тартибсиз ҳаракат қилаётган электронлар ўз-ўзидан тартибли ҳаракатга келмайди. Уларни тартибли ҳаракатга келтиришда электр майдон  $A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU$  билан аниқланадиган ишни бажариши керак. Заряд миқдори  $q$  ни,  $q = It$  ифода билан алмаштирайлик. У ҳолда электр майдон бажарган иш

$$A = IUt$$

шаклини олади. Бу бажарилган иш ўтказгич сиртидан иссиқлик сифатида ажралиб чиқади. Агар  $U = IR$  эканлигини эътиборга оладиган бўлсак, юқоридаги ифода ўтказгичнинг сиртидан  $t$  вақт ичида ажралиб чиққан иссиқлик миқдорини ифодалайди, яъни

$$Q = I^2 R t. \quad (4.13)$$

Жоуль-Ленц қонуни деб ном олган мазкур ифода қуйидаги мазмунга эга: **ўтказгичдан ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ток кучининг квадратыга, ўтказгичнинг қаршилигига ва ток ўтиш вақтига пропорционал.** (4.13) ифодани бир жинсли бўлмаган занжирнинг қисми учун умумлаштирайлик. Бу тенгламадаги ток кучини (4.9) билан, ўтказгич қаршилиги  $R$  ни (4.10) билан алмаштирамиз. Унда юқоридаги тенглама

$$Q = \frac{U^2 S \cdot t}{\rho \cdot l} = \frac{U^2 l S}{\rho l^2} t = \gamma E^2 l \cdot S \cdot t = \gamma E^2 V \cdot t$$

кўринишни олади. Бунда  $V$  — узунлиги  $l$ , кўндаланг кесими  $S$  бўлган ўтказгичнинг ҳажми. Бу ифодани  $V \cdot t$  га бўлсак, ўтказгичнинг бир бирлик ҳажидан вақт бирлиги оралиғида ажралиб чиққан энергияни аниқлаймиз:

$$W = \frac{Q}{V \cdot t} = \gamma E^2. \quad (4.14)$$

Демак, **ўтказгичнинг бир бирлик ҳажмидан вақт бирлиги оралиғида ажралиб чиққан энергия миқдори майдон кучланганлигининг квадратыга пропорционал экан.** Юқоридаги тенглама занжирнинг бир жинсли қисми учун Жоуль-Ленц қонунининг дифференциал ифодасидир.

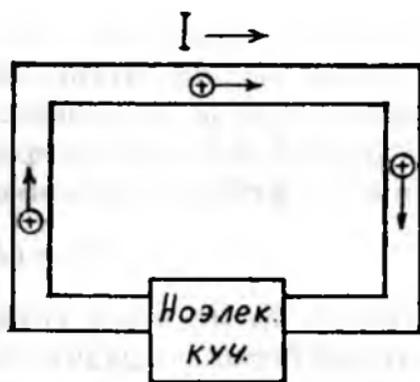
Занжирнинг бир қисмидан ажралиб чиққан иссиқлик миқдори аниқ бўлса, занжирнинг шу қисми учун қувватини аниқлаш мумкин:

$$N = \frac{A}{t} = \frac{IU t}{t} = IU. \quad (4.15)$$

#### 4.3-§. Ом қонунининг умумлашган ифодаси. Электр юритувчи куч

Қарама-қарши қутбли зарядлар билан зарядланган икки металл шарча сим билан уланганда ундан қисқа муддатли ток ўтиши кўпчиликка маълум. Ушбу ҳодисанинг изоҳи қуйидагича: манфий зарядланган шарчадаги ортиқча электронлар мусбат зарядланган шарча томон ҳаракатланиб,

ундаги мусбат зарядни нейтраллаш бошлайди. Бир оз муддатдан кейин ҳар икки шарчанинг потенциаллари тенглашиб, ток ўтиши тўхтайтиди. Демак, ўтказгичдан узлуксиз равишда ток ўтиши учун йўқотилган зарядларнинг ўрнини тўлдириб туриш лозим. Бошқача қилиб айтганда, занжирнинг ихтиёрий



4.5-расм.

икки нуқтасида потенциаллар айирмаси бўлиши керак.

Ток ўтиш жараёнида йўқотилган зарядларнинг ўрнини тўлдириш мақсадида берилган ўтказгичда йўқотилган зарядларни яна дастлабки ўрнида тўлдириб турувчи мосламага уланади (4.5-расм). Ўтказгичнинг икки учида потенциаллар айирмасини таъминлаб берувчи бу мослама, одатда, ток манбаи деб аталади. Ток манбаи киритилган занжир эса берк бўлади. Ток манбаида бирор куч ёки энергиянинг бажарган иши эвазига унда икки қутбли зарядларнинг ажралиши содир бўлади. Масалан, ТЭЦ ва ГРЭС ларда ёқилғининг ёнишидан ҳосил бўлган иссиқлик энергияси, АЭС ларда ядроларнинг парчаланишидан ҳосил бўлган ядровий энергия, ГЭС ларда сув сатҳининг кўтарилишидан ҳосил бўлган механик энергия, аккумулятор ва батареяларда химиявий энергия, фотоэлектрик манба ларда ёруғлик энергияси ишлатилади. Келажакда термо-ядровий реакция энергияси, сўнмаган вулқонлар ва бошқа турдаги энергияларни ҳам электр энергиясига айлантириш масалалари тезкорлик билан ҳал этилмоқда. Ток манбаи мусбат ва манфий зарядларни бир-биридан ажратувчи куч табиати жиҳатидан электростатик кучдан фарқ қилади. Чунки электростатик куч таъсирида ҳар хил қутбли зарядлар бир-бирига тортилади. Шунинг учун ток манбаида мавжуд бўлган кучни **ноэлектрик ёки ташқи куч** деб аташ одат бўлган. Ташқи куч ҳам зарядни ҳаракатга келтиришда ўз хиссасини қўшади. Ташқи кучнинг майдон кучланганлигини

$$\vec{E}_T = \frac{\vec{F}_T}{q} \quad (4.16)$$

деб белгилайлик. Маълумки, майдон кучланганлик мусбат бирлик зарядга таъсир этаётган кучни ифодалайди. Агар мусбат бирлик заряд ноэлектрик куч мавжуд бўлган занжир бўйлаб  $dl$  масофага кўчирилса, ҳар икки электр ва ноэлектрик кучларнинг биргаликда бажарган элементар иши

$$dA = (\vec{E}d\vec{l}) + (\vec{E}_\tau d\vec{l})$$

бўлади. Бу ифодани ёпиқ контур бўйлаб интегралласак, мусбат бирлик зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришдаги тўлиқ ишни ҳосил қиламиз:

$$A = \oint (\vec{E}d\vec{l}) + \oint (\vec{E}_\tau d\vec{l}). \quad (4.17)$$

Электр майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси  $\oint (\vec{E}d\vec{l}) = 0$  бўлар эди. Аммо ташқи куч майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси нолга тенг эмас. Ташқи куч шу хусусияти билан электр кучидан фарқ қилади. Ташқи куч майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси ноэлектрик кучнинг энергиявий характеристикаси бўйлаб хизмат қилади ва у одатда **электр юритувчи куч (ЭЮК)** дейилади. Бу изоҳга биноан, юқоридаги ифодани

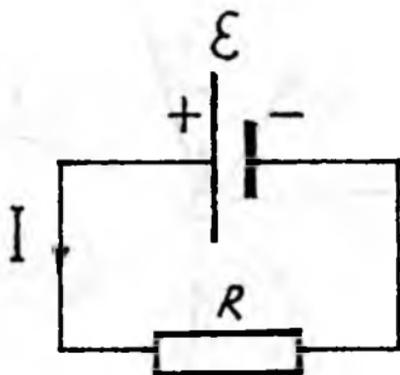
$$\varepsilon = A_\tau = \oint (\vec{E}_\tau d\vec{l}) \quad (4.18)$$

кўринишга келтирамиз. Бу ифодага кўра ЭЮК қуйидагича таърифланади: *мусбат бирлик зарядни берк занжир бўйлаб кўчиришда ташқи кучнинг бажарган иши билан ўлчанадиган катталиқ электр юритувчи куч (ЭЮК) дейилади.*

Берк занжирнинг таркибида қаршиликлар бўлса, бу қаршиликларда кучланиш п а с а й и ш и содир бўлади. Кучланиш ЭЮК каби занжирнинг энергиявий характеристикаси. Бинобарин, занжирнинг  $n$  та қисмида кучланиш п а с а й и ш и кузатилса, энергиянинг сақланиш қонунига асосан бу занжир учун қуйидаги математик ифода ўринлидир:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^n U_i. \quad (4.19)$$

Келтирилган бу ифода берк занжир учун Ом қонунининг умумлашган ифодаси бўлиб, у қуйидаги мазмунга эга. Занжирда содир бўлган кучланишлар пасайишининг алгебраик йигиндиси манбанинг ЭЮК га тенг. Хусусий ҳолда 4.6-расмда келтирилган берк занжир учун юқоридаги ифодани қуйидагича ёзамиз:



4.6-расм.

$$\varepsilon = IR + IV, \quad (4.20)$$

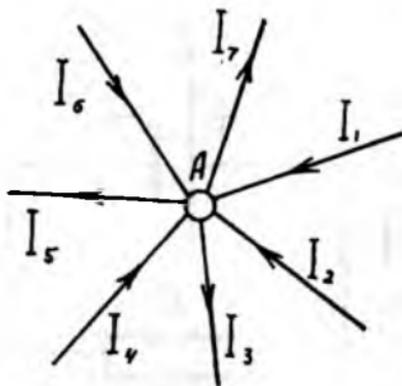
бунда  $R$  — ташқи қаршилик;  $V$  — манбанинг ички қаршилиги. Ташқи қаршилик  $R = 0$  бўлса, занжирдаги ток максимал қийматга эришади ва занжирда қисқа туташув ҳодисаси содир бўлади. Ташқи қаршиликни чексизга тенг ( $R = \infty$ )деб олсак, занжир очик ҳолатда бўлади. Табиийки,  $I = \frac{\varepsilon}{R+r}$  формулага кўра, занжирдан ток ўтмайди. Очик занжир учун Ом қонунини қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$\varepsilon = IR + \varphi_1 - \varphi_2.$$

Ток кучи  $I = 0$  бўлганидан, манбанинг ЭЮК  $\varepsilon = \varphi_1 - \varphi_2$ ; бунда  $\varphi_1 - \varphi_2$  — манба қутблари орасидаги потенциаллар фарқи. Демак, **очик занжир манба қутблари орасидаги потенциаллар айирмаси ЭЮКга тенг бўлар экан.**

#### 4.4-§. Кирхгоф қоидалари

Энди Ом қонунининг умумлашган (4.19) ифодасини мураккаб занжирларга татбиқ қилиш масаласи билан танишиб чиқайлик. Ҳар қандай мураккаб занжирда бир нечта ўтказгичлар туташган нуқталар бўлади. Бу нуқталар тугун деган ном олган. *Электр занжирнинг учта ва ундан ортиқ ўтказгичлар туташган нуқтаси тугун дейилади.* Масалан, 4.7-расмда келтирилган 7 та ўтказгич учрашган  $A$  тугунни кўриб чиқайлик:  $I_1, I_2, I_4$  ва  $I_6$  тоқлар тугундан



4.7-расм.

чиқади. Ҳар бир ток тугунга маълум миқдорда заряд олиб келиши ёки заряд олиб кетиши мумкин. Зарядларнинг сақланиш қонунига биноан тугунга келаётган зарядларнинг миқдори тугундан кетаётган зарядлар миқдорига тенг бўлиши шарт, яъни

$$q_1 + q_2 + q_4 + q_6 = q_3 + q_5 + q_7.$$

Ҳар бир зарядни,  $q = It$  формулага кўра, ўз токига мос бўлган қиймат билан алмаштираемиз. Бунда тоқларнинг тугундан ўтиш вақти ўзаро тенг. Олинган тенгликда  $t$  ни қисқартириб

$$I_1 + I_2 + I_4 + I_6 = I_3 + I_5 + I_7$$

тенгламани ҳосил қилаемиз. Бинобарин, тугунга келаётган тоқларнинг алгебраик йиғиндиси тугундан кетаётган тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг экан. Юқоридаги тенгламани яна бундай кўринишда ёзайлик:

$$I_1 + I_2 + I_4 + I_6 - I_3 - I_5 - I_7 = 0 \text{ ёки } \sum I_i = 0. \quad (4.23)$$

Демак, *тугунда учрашаётган тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг*. Бу хулоса Кирхгофнинг биринчи қонунига дейилади. Кирхгофнинг биринчи қонунига мос бўлган (4.23) тенгламани тузишда тугунга келаётган тоқлар мусбат ишора билан, тугундан кетаётган тоқлар манфий ишора билан олинishi лозим.

Мураккаб занжирнинг тармоқларидан оқётган тоқларни ҳисоблашда тармоқланган занжир берк контурларга ажратилади. Ҳар бир контур таркибида бир нечтагача ток манбалари бўлиши мумкин. Бундай контурлар учун Ом қонунининг умумлашган ифодаси

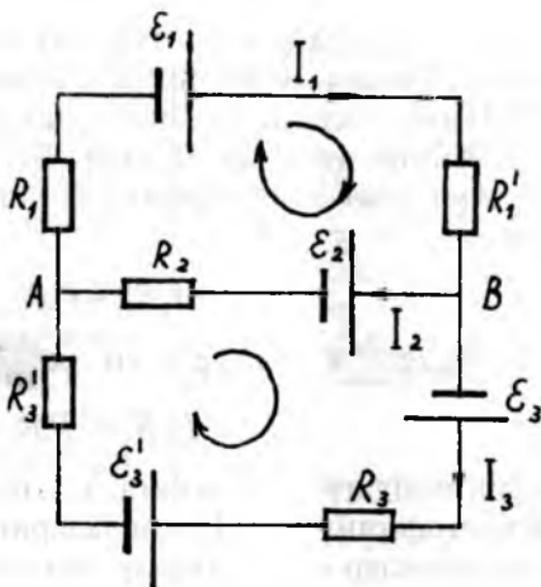
$$\sum_k \varepsilon_k = \sum_i I_i R_i \quad (4.24)$$

шаклда ёзилади. Бу ифода Кирхгофнинг иккинчи қонунига дейилади. У қуйидаги таърифга эга. Тармоқланган электр занжирдаги ихтиёрий **берк контурда содир**

булган кучланишлар паясайишининг алгебраик йиғиндиси, шу контурдаги барча ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

Кирхгофнинг I ва II қоидаларини тармоқланган занжирдаги берк контурларга татбиқ қилиш услуби билан танишайлик. 4.8-расмда тармоқланган занжирлардан бири келтирилган. Аввало занжирдаги тугунлар ҳарфлар билан белгиланади. Биз келтирган занжирда бундай тугунлар иккита: А ва В. Тугунларга мослаб тармоқланган занжирнинг елкаларини аниқлаймиз. Занжирнинг электр асбоблари кетмакет уланган қисми е л к а дейилади. Елкадан фақат бир хил қийматдаги ток ўтади. 4.8-расмдаги занжирда 3 та, яъни  $A\varepsilon_1 B$ ,  $A\varepsilon_2 B$  ва  $A\varepsilon_3 \varepsilon_3 B$  елкалар мавжуд. Демак, тармоқланган занжирдан фақат уч хил  $I_1$ ,  $I_2$  ва  $I_3$  тоқлар ўтиши мумкин. Бу тоқларнинг йўналиши ихтиёрий равишда танлаб олинган. Юқорида келтирилган шартларга биноан Кирхгофнинг I қоидасига мослаб тенгламалар тузилади.

Бунда тугунлар сони  $n$  та бўлса тузилган тенгламалар сони ундан битта кам, яъни  $n - 1$  та бўлади. 4.8-расмда 2 та тугун бор. Икки тугундан биттасига, масалан, А тугунга Кирхгофнинг I қоидасини татбиқ этсак етарлидир:  $I_1 = I_2 + I_3$ . Кейинги босқичда тармоқланган занжирни берк контурларга ажратамиз. 4.8-расмдаги занжирда  $A\varepsilon_1 B\varepsilon_2 A$  ва  $A\varepsilon_2 B\varepsilon_3 \varepsilon_3 A$  контурларга ажратиш мумкин. Контурларнинг айланиш йўналиши эса ихтиёрий равишда танлаб олинди. Биз танлаб олган йўналишлар 4.8-расмдаги занжирда айланма стрелка билан кўрсатилган. Контурдаги тоқнинг йўналиши контурнинг айланиш йўналиши билан мос келса тоқ кучи мусбат, аксинча тескари бўлса, тоқ кучи манфий ишора билан олинади. Тенгламада иштирок этган ЭЮК-



4.8-расм.

нинг ишораси ҳам контурнинг айланиш йўналишига биноан олинади. Контурнинг айланиш йўналиши (стрелкаси) ЭЮКнинг қайси қутбидан чиқса, шу қутбинг ишораси ЭЮКнинг ишораси бўлади. Бу таҳлилга кўра  $A\varepsilon_1 B\varepsilon_2 A$  контур учун Кирхгофнинг II қондаси қуйидагича ёзилади:

$$I_1 R_1 + I_1 R_1^1 + I_2 R_2 = +\varepsilon_1 - \varepsilon_2.$$

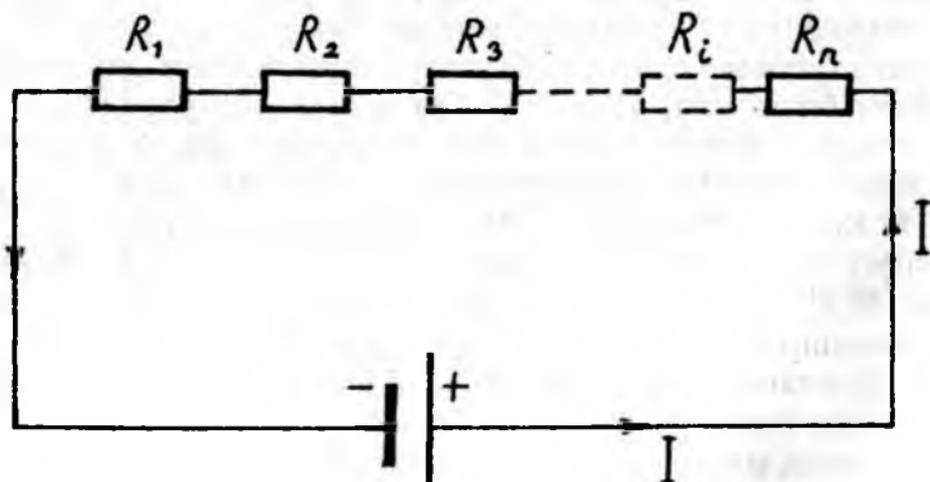
$A\varepsilon_2 B\varepsilon_3 \varepsilon_3^1 A$  контур учун эса

$$I_3 R_3 + I_3 R_3^1 - I_2 R_2 = \varepsilon_3 - \varepsilon_3^1 \varepsilon_2$$

кўринишдаги тенгламага эга бўламиз. Шундай қилиб, Кирхгофнинг I ва II қондаларини татбиқ этиб тузилган тенгламалар сони елкалар, яъни номаълум тоқлар сонига тенг бўлиши керак.

Кирхгофнинг I ва II қондаларини кетма-кет ва параллел уланган қаршилиқлар тўпламига татбиқ этайлик.

Қаршилиқлар кетма-кет уланган бўлса (4.9-расм), улар битта елкани ташкил этади ва бу елқадан бир хил тоқ ўтади. Агар ЭЮКнинг ички қаршилигини ( $r = 0$ ) деб олсак, бу занжир учун Кирхгофнинг иккинчи қондаси (4.24)  $\sum_{i=1}^n R_i = \varepsilon$  кўринишда ёзилади. Бу ифодани берк занжир учун Ом қонуни  $\varepsilon = IR$  билан солиштириб,

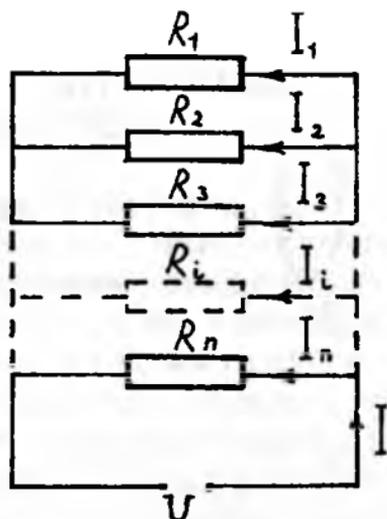


4.9-расм.

$$R = \sum_{i=1}^n R_i \quad (4.25)$$

бўлишини топамиз. Демак, *кет-ма-кет* уланган қаршиликларнинг умумий қаршилиги  $R$  уланган қаршиликлар йиғиндисига тенг.

Қаршиликларни параллел улайлик. Бунда манбанинг умумий  $I$  токи 4.10-расмдаги  $n$  та тармоққа ажралади. Бинобарин, Кирхгофнинг биринчи қоидаси куйидагича ёзилади:



4.10-расм.

$$I = \sum_{i=1}^n I_i \quad (4.26)$$

Ток кучларини занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни ифодаси  $I = \frac{U}{R}$  билан алмаштирамиз. Бунда қаршиликлардан кучланишлар ( $U = const$ ) ўзгармас қолишини эътиборга оламиз. Бу мулоҳазага асосан (4.26) тенглама  $\frac{U}{R} = U \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}$  шаклда ўтади. Бундан

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \quad (4.27)$$

эканлигини аниқлаймиз. Демак, қаршиликлар параллел уланганда занжирнинг умумий қаршилиги  $R$  нинг тескари қиймати уланган қаршиликлар тескари қийматларининг йиғиндисига тенг бўлар экан. Хусусий ҳолда параллел уланган қаршиликлар ўзаро тенг бўлса, умумий қаршилик битта қаршиликнинг қийматига нисбатан  $n$  марта кичик, яъни  $R = \frac{R_1}{n}$  бўлади.

## МЕТАЛЛАРДАГИ ЎТКАЗУВЧАНЛИКНИНГ ЭЛЕКТРОН НАЗАРИЯСИ

Олдинги бобда келтирилган ўзгармас ток қонунлари тажрибадан олинган натижаларга асосланган. Бинобарин, улар электр ҳодисаларнинг физик моҳиятини очишга ожиздир. Дарҳақиқат, нима учун ўтказгич қаршиликка эга ёки нима учун ўтказгичдан ток ўтганда ундан Жоуль-Ленц иссиқлиги ажралади деган масалалар ўтган бобда ечилмай қолди. Шу билан бир қаторда ток кучининг зичлиги, солиштирма қаршилик каби катталиклар моддаларнинг электр ҳоссаларининг макроскопик параметрларидир. Бунда ўтказгичларнинг электр хусусиятлари қандай катталиклар билан аниқланади деган саволни ҳал этиш ҳам катта назарий аҳамиятга эга. Ушбу бобнинг мазмуни шу саволларнинг ечимига бағишланган. Лекин уларни ҳал этишдан олдин металллардаги ток ташувчи зарралар қандай табиатга эга деган масалани узил-кесил ҳал қилиб олайлик.

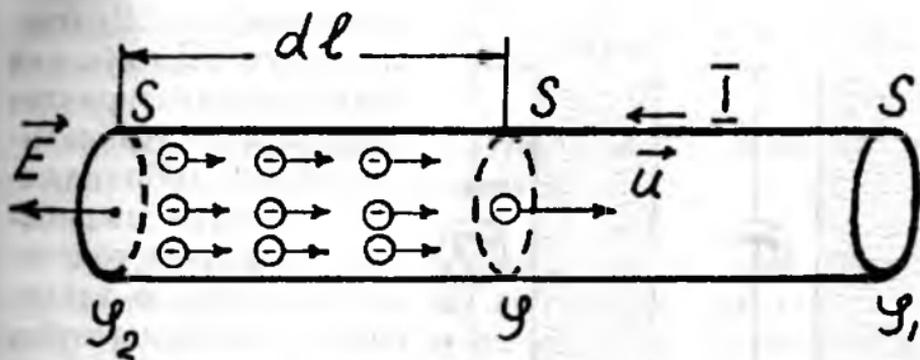
### 5.1-§. Металлардаги ўтказувчанликнинг электрон табиатини тасдиқловчи ҳодисалар

Эркин заряд ҳосил қилган электр майдонга ўтказгич киритилганда унинг қарама-қарши томонларида ҳосил бўладиган мусбат ва манфий зарядларни фақат металл таркибида мавжуд бўлган эркин электронлар орқали изоҳлаш мумкинлигини 3.1-§ да кўрган эдик. Нафақат шу, балки бошқа кўпгина тажрибалар металлдаги электр ўтказувчанлик электронларнинг ҳаракати туфайли содир бўлишини исботлайди. Маълумки, ҳар қандай чексиз кичик заряд  $dq$  электрон зарядига каррала эканлиги аниқланган:

$$dq = edN. \quad (5.1)$$

Бу ифодага биноан ўтказгичдан оқаётган ток кучини қуйидагича аниқлаймиз:

$$I = \frac{dq}{dt} = e \frac{dN}{dt} \quad (5.2)$$



5.1-расм.

бунда  $dN$  — ўтказгичнинг кўндаланг кесими  $S$  дан  $dt$  вақт оралиғида оқиб ўтган зарралар сони. Бу вақт оралиғида зарралар цилинрик ўтказгичда  $dl$  масофани босиб ўтади дейлик. У ҳолда кесими  $S$ , узунлиги  $l$  бўлган цилинрик ўтказгичнинг ҳажмидаги ҳамма ток ташувчи зарралар потенциали  $\varphi_2$  бўлган кесимдан ўтиб потенциали  $\varphi$  бўлган кесимга етиб келади (5.1-расм). Бу зарралар сонини қуйидагича аниқлаймиз:

$$dN = n \cdot dV = ns \cdot dl. \quad (5.3)$$

Мазкур тенгламани (5.2) ифодага қўямиз ва  $\frac{dl}{dt} = \langle U \rangle$  ток ташувчи зарраларнинг тартибли ҳаракат тезлигини ўртача қиймати эканлигини эътиборга олиб, ток кучи учун

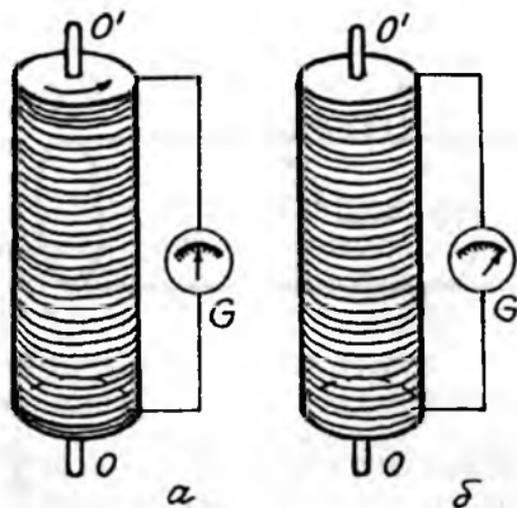
$$I = en \langle U \rangle S \quad (5.4)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бундан токнинг зичлиги

$$J = en \langle U \rangle. \quad (5.5)$$

Демак, макроскопик параметр бўлган токнинг зичлиги ток ташувчи зарраларнинг заряди  $l$ , ҳажм бирлигидаги зарралар сони  $n$  ва ток ташувчи зарралар тартибли ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати  $\langle U \rangle$  орқали аниқланар экан.

Металлдаги электр ўтказувчанлик ҳамма металллар учун умумий бўлган электронлар оқимидан эмас, ионлар оқимидан иборат деб фараз қилайлик. Бунда кетма-кет уланган турли металллардан, масалан, олтин ва кумушдан ток ўтганда олтин атомлари кумушга, кумуш атомлари олтинга ўти-



5.2-расм.

ши лозим эди. Шу мақсадда қилинган кўпгина тажрибалар келтирилган фараз асоссиз эканлигини тўлиқ исботлади. Тилга олинган тажрибалар металлдаги ток ташувчи зарралар электронлар эканлигига шубҳа қолдирмасда, 1916 йили Ч. Стюарт ва Т. Толменлар махсус тажриба ўтказиб, бу фикрни миқдорий жиҳатдан исботлаб беришди. Бу тажриба-

нинг модели 5.2-расмда келтирилган. Сим ўралган ғалтак  $OO'$  ўқ атрофида жуда катта бурчак тезлик билан текис айланма ҳаракат қилсин. Бунда занжирга уланган сезгир гальванометр стрелкаси нолни кўрсатади (5.2, а-расм). Ғалтак тўсатдан тормозланса, гальванометр стрелкаси оғиб занжирда ток ҳосил бўлганлигидан дарак берган (5.2, б-расм). Чунки, ғалтак тормозланганда ўтказгич таркибидаги эркин зарядлар инерцияси туфайли ўз ҳаракатини давом эттириб, занжирда ток ҳосил қилади. Т. Толмен ва Ч. Стюарт гальванометр ёрдамида занжирда қисқа муддатли токнинг ҳосил бўлишига сабабчи бўлган заряд миқдори  $q$  ни ўлчашган ва ток ташувчи зарраларнинг солиштарма зарядини  $\frac{l}{m} = \frac{v \cdot l}{qR}$  тенглама орқали ҳисоблашган; бу тенгламада  $v$  — ғалтакнинг чизиқли тезлиги,  $l$  — ўралган симнинг узунлиги,  $R$  — унинг қаршилиги. Ғалтакка ўралган ўтказгични алмаштириш орқали юқорида тафсилоти берилган тажриба ҳар хил металллардан тайёрланган симлар учун такрорланган. Тажрибадан олинган солиштирма заряд  $\frac{l}{m} = 1,7589 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$  ҳамма металллар учун ўзгармас қолган. Унинг қиймати бошқа усуллар билан аниқланган электроннинг солиштирма заряди  $\frac{l}{m} = 1,7588 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$  га деярли тенг эканлиги исботланди. Шундай қилиб, металлларда ток

ташувчи зарралар вазифасини эркин электронлар бажариши исботланди.

## 5.2-§. Металлдаги ўтказувчанликнинг электрон назарияси

Металлдаги электр ўтказувчанлик электронларнинг тартибли ҳаракати туфайли юзага келишига шак-шубҳа йўқ. Шундай экан, Ом ва Жоуль-Ленц қонунларини бу зарраларнинг параметрлари орқали асослайлик.

Маълумки, металл таркибида ўз атомлари билан боғланишини йўқотиб қўйган эркин электронлар мавжуд. Электростатика қисмининг 31-§ да эслатиб ўтганимиздек, электрон газнинг зичлиги  $\sim 10^{29} \text{м}^{-3}$  атрофидадир. Кўп заррала бу тизимнинг табиати кўп жиҳатдан идеал газникига ўхшаш. Хусусан, металл ҳажми билан чегараланган фазода эркин электронларнинг ҳаракатини тартибсиз деб кўриш мумкин. Бундан хулоса шуки, эркин электронлар билан кристалл панжара тугунларида жойлашган ионлар орасидаги таъсир кучи деярли нолга тенг. Агар электроннинг массаси  $m_e$  молекула массасидан бир неча минг марта кичик эканлигини эътиборга олсак, идеал газ қонунлари электрон газини учун ҳам ўринли бўлиши равшанлашади. 1900—1904 йиллар давомида П.Друде ва Х. Лорентц идеал газ қонунларини электрон газга татбиқ этиб металлдаги электр ўтказувчанликнинг электрон назариясини яратдилар.

Газ молекулаларининг тезлик бўйича тақсимланишига оид Максвелл тақсимот қонунига биноан, электрон газ таркибидаги электронларнинг ўртача арифметик тезлиги

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}}$$

ифодадан аниқланиши мумкин; Бунда  $k$  — Больцман доимийси бўлиб, унинг қиймати  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{Ж/К}$ , электроннинг массаси  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{кг}$ ,  $T$  — Кельвин шкаласида олинган ҳароратнинг қиймати. Юқорида келтирилган ифодада  $T = 273 \text{К}$  деб олсак, электроннинг ўртача арифметик тезлиги тахминан  $\langle v \rangle = 10^5 \text{м/с}$  эканлиги-

ни аниқлаймиз. Хўш, шундай катта тезлик билан тартибсиз ҳаракатланувчи электронлар нима учун металл ташқарисига чиқиб кетмайди, деган табиий савол туғилади. Масала шундаки, манфий зарядланган электрон металл сиртидан узоқлашганда металл сиртида мусбат заряд ортиқча бўлиб қолади ва узоқлашаётган электронни ўзига тортади.

Шуниси ажабланарлики, (5.5) тенгламадан аниқланган электронларнинг тартибли ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати тартибсиз ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати-га нисбатан жуда ҳам кичикдир. Масалан, электронларнинг концентрацияси  $n = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$  бўлган мис ўтказгичдан зичлиги  $J = 10^7 \text{ А/М}^2$  бўлган ток ўтганда, электронларнинг тартибли ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати  $\langle v \rangle = 8 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$  ни ташкил этади, холос. У ҳолда шаҳар электр тармоғи манбага уланганда истеъмолчилардаги электр чироқларининг бир вақтда ёнишини қандай изоҳлаш мумкин? Занжир манбага уланганда  $c = 3 \cdot 8^8 \text{ м/с}$  тезлик билан тарқаладиган электр майдон ҳамма нуқталарда деярлик бир вақтда ҳаракатга келади ва ўтказгичдаги электронларни бараварига тартибли ҳаракатга келтиради.

Тартибли ҳаракат тезлиги электронлар тартибсиз ҳаракати туфайли кристалл панжаралардаги ионлар билан тез-тез тўқнашиб туриши натижасида кичик бўлади. Икки кетма-кет тўқнашув орасида электрон қандайдир масофани эркин югуриб ўтади. Молекуляр физика бўлимида кўриб ўтганимиздек, кўп заррали тизимда эркин югуриш йўли узунлигининг фақат ўртача қиймати  $\langle \lambda \rangle$  тўғрисида фикр юритиш мумкин. Бу масофани ўтиш учун кетган вақтнинг ўртача қиймати

$$\langle \tau \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle v \rangle} \quad (5.6)$$

ифода орқали аниқланади; бунда  $\langle v \rangle$  — зарралар тартибсиз ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати.

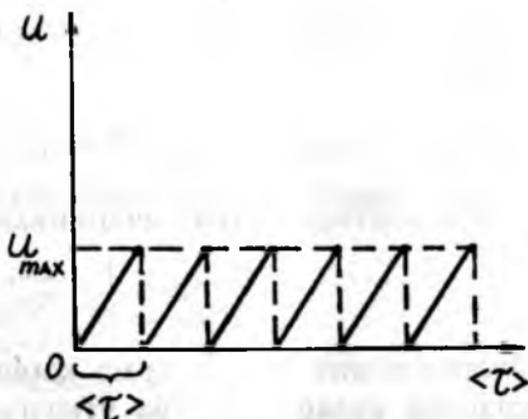
Агар 5.1-расмда келтирилган ўтказгичнинг икки учида потенциаллар айирмаси мавжуд бўлса, электрон (5.6) билан аниқланган вақт оралиғи электр куч  $F = eE$  таъсирида текис тезланувчан ҳаракат қила бошлайди. Электроннинг

$\langle \tau \rangle$  вақт оралиғида эришган тартибли ҳаракат тезлигининг максимал қиймати қуйидагига тенг:

$$v_{\max} = \langle l \rangle \cdot a, \quad (5.7)$$

бунда  $a$  — электроннинг электр куч таъсирида олган тезланиши. Тезлик билан  $\langle \tau \rangle$  орасидаги чизиқли боғланишнинг графиги 5.3-расмда келтирилган.

Тартибли ҳаракат қилаётган электрон ион билан тўқнашиши натижасида ўз тартибли ҳаракатини йўқотади. Аммо майдоннинг таъсири натижасида у қайтадан тартибли ҳаракат қила бошлайди. Маълум масофани ўтиб электрон ион билан яна тўқнашади ва ҳоказо. Графикдан тартибли ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати учун қуйидаги ифодани олиш мумкин:



5.3-расм.

$$\langle v \rangle = \frac{0 + U_{\max}}{2} = \frac{\langle \tau \rangle a}{2}. \quad (5.8)$$

Бу ифодадаги  $\langle \tau \rangle$  ни (5.6) га кўра алмаштирамиз ва Ньютоннинг иккинчи қонуни  $m_e a = eE$  дан тезланиш  $a = \frac{eE}{m_e}$  ни аниқлаб, бу ифодани ҳам (5.8) формулага кўямиз. Натижада электроннинг тартибли ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати қуйидагича ёзилади:

$$\langle v \rangle = \frac{eE + \langle \lambda \rangle}{2m_e \langle \vartheta \rangle} \cdot E. \quad (5.9)$$

(5.5) тенгламада иштирок этган тартибли ҳаракат тезлигини ўртача қийматини (5.9) кўринишдаги ифода билан алмаштирсак, ток зичлигининг қиймати учун

$$J = \frac{e^2 n \langle \lambda \rangle}{2m_e \langle \vartheta \rangle} E \quad (5.10)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Ом қонунининг дифференциал шаклдаги ифодаси  $\tau = \gamma E$  эди. Бу ифодани юқоридаги (5.10) тенглама билан таққослаб, солиштирма ўтказувчан-

ликнинг назарий қийматини аниқловчи формулага келамиз:

$$\gamma = \frac{e^2 n \langle \lambda \rangle}{2 m_e \langle \vartheta \rangle}. \quad (5.11)$$

Солиштирма ўтказувчанликка тескари бўлган катталиқ

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{2 m_e \langle \vartheta \rangle}{l^2 n \langle \lambda \rangle}. \quad (5.12)$$

Ўтказгичнинг солиштирма қаршилигини беради. Демак, классик назарияга кўра ўтказгичнинг электр қаршилиги тартибли ҳаракат қилаётган электронларнинг тугунлардаги мусбат ионлар билан тўқнашуви натижасида уларнинг тартибли ҳаракат тезлигининг йўқолиши натижасидир, деб қараш мумкин. Электронлар майдон таъсирида олган қўшимча кинетик энергияси  $\frac{m_e v_{\max}^2}{2}$  ни кристалл панжаралардаги ионларга узатади ва тартибли ҳаракат тезлиги ноль бўлган ҳаракат ҳолатига тушади. Бу жараён  $\langle \tau \rangle$  вақтдан кейин 5.3-расмда тасвирлангандек такрорланиб туради. Ушбу энергия узатилиши туфайли атомларнинг иссиқлик ҳаракати кучайиши ва ўтказгичдан иссиқлик ажралиши лозим. Дарҳақиқат, Жоуль-Ленц қонуни бу мулоҳазанинг асосли эканлигини тўлиқ исботлайди. Шундай экан, Жоуль-Ленц қонунини ҳам электрон назария ёрдамида келтириб чиқариш мумкин.

Битта электроннинг бир секундда кристалл панжара тугунларидаги ионлар билан тўқнашишлар сонининг ўртача қийматини (5.6) ифодадан топайлик, яъни

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{\langle \tau \rangle} = \frac{\langle \vartheta \rangle}{\langle \lambda \rangle}$$

(5.3)-расмдан электроннинг кристалл панжарага битта тўқнашишда берган энергияси  $\frac{m_e v_{\max}}{2}$  га тенг. Ҳажм бирлигидаги  $n$  та электроннинг кристалл панжараларга бир секундда узатган энергияси эса

$$W = n \langle Z \rangle \cdot \frac{m_e \cdot v_{\max}^2}{2}$$

бўлади. Электроннинг максимал тезлиги  $v_{\max}$  ни (5.7) билан алмаштирайлик. У ҳолда юқоридаги тенглама

$$W = \frac{1}{\langle \tau \rangle} \cdot n \cdot \frac{m_e}{2} \langle \tau \rangle^2 a^2 = \frac{nm_e}{2} \cdot a^2 \cdot \langle \tau \rangle$$

шаклни олади.  $a = \frac{eE}{m_e}$ ,  $\langle \tau \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle \nu \rangle}$  ифодаларни эътиборга олиб Жоуль-Ленц қонунининг дифференциал ифодасини ҳосил қиламиз:

$$W = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m_e \langle \nu \rangle} E^2 = \gamma E^2,$$

бунда  $\gamma = \frac{ne^2 \langle \lambda \rangle}{2m_e \langle \nu \rangle}$ .

Шундай қилиб, биз (4.14) шаклдаги Жоуль-Ленц қонуни ифодасини электрон назария асосида келтириб чиқардик.

Ўтказгичнинг бирлик ҳажмидан вақт бирлигида ажралиб чиққан иссиқлик энергиясининг зичлиги майдон кучланганлигининг квадратага пропорционал. Бу табиий ҳол. Чунки, электр майдон энергиясининг (3.21) шаклдаги ифодаси маълум шароитда бошқа турдаги энергияга айланиши мумкин. Ўтказгичдан электр токи ўтганда электр майдоннинг потенциал энергияси электронларнинг тартибли ҳаракати кинетик энергиясига айланади. Уларнинг кристалл панжаралари билан тўқнашиши эса Жоуль-Ленц ҳодисаси (эффекти)ни юзага келтиради.

### 5.3-§. Видеман-Франц қонуни. Электрон назариянинг асосий камчиликлари

Ўтказувчанликнинг электрон назарияси классик назария бўлиб, унинг замирида Ньютоннинг иккинчи қонуни ётади. Лекин микроразрларнинг энг асосий турларидан бўлган электроннинг ҳаракатини оддий механик ҳаракат тарзида кўриш доимо тўғри эмаслиги тажрибада тасдиқланган. Ом ва Жоуль-Ленц қонунларини классик назария асосида яхши тушунтирилсада, кейинчалик электрон назариянинг камчиликлардан холи эмаслиги аниқланди.

Электрон назария яратилишидан тахминан 50 йил илгари, яъни 1853 йил Видеман ва Франц ҳар хил металлларнинг иссиқлик ва электр ўтказувчанликларини текшириб, қуйидаги қонуниятни кашф этишди. **Иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти  $\chi$  нинг, солиштирама электр ўтказувчанлик коэффиценти  $\gamma$  га нисбати металллар учун ўзгармас бўлиб, фақат ҳароратга боғлиқ булар экан:**

$$\frac{\chi}{\gamma} = cT, \quad (5.13)$$

бунда  $c$  — Видеман-Франц коэффиценти. Қуйидаги жадвалга кўз ташласак, берилган ҳароратда  $\chi/\gamma$  нисбат турли металллар учун бир-бирига жуда яқин эканлигини кўрамыз.

*1-жадвал*

Металл	$\frac{\chi}{\gamma}, \frac{Ж^2}{Кл^2К}$ $T = 291К.$	Металл	$\frac{\chi}{\gamma}, \frac{Ж^2}{Кл^2К}$ $T = 291К.$
Мис	$6,71 \cdot 10^{-6}$	Кадмий	$7,06 \cdot 10^{-6}$
Кумуш	$6,86 \cdot 10^{-6}$	Кўрғошин	$7,15 \cdot 10^{-6}$
Олтин	$7,09 \cdot 10^{-6}$	Қалай	$7,35 \cdot 10^{-6}$
Рух	$6,72 \cdot 10^{-6}$	Алюминий	$6,36 \cdot 10^{-6}$

Тажрибадан яна шу нарса аниқки, эркин электронлари деярли бўлмаган диэлектрикларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги металлларникига нисбатан жуда кичик. Бундан электрон газ металлларнинг иссиқлик ўтказувчанлигини белгилайди деган хулосага келиш мумкин. Келтирилган мулоҳаза тўғри бўлса, электрон газ иссиқлик ўтказувчанлик коэффицентининг электр ўтказувчанлик коэффицентига нисбати Видеман-Франц қонуни (5.13) да иштирок этган ўзгармас катталиқ  $c$  га тенг бўлиши, яъни унинг қийматини назарий усул билан ҳисоблаш мумкин. Буни қуйидагича асослаймиз.

Электрон газ ўз табиати жиҳатидан бир атомли идеал газга ўхшашдир. Шу боисдан умумий физика курсининг 1-жилдида идеал газ учун келтирилган иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти

$$\chi = \frac{1}{3} n m_e \langle v \rangle \lambda > c_v,$$

электрон газ учун ҳам ўринли; бунда  $\rho = n m_e$  — электрон газнинг зичлиги;  $n$  — эркин электронларнинг концентрацияси;  $\langle v \rangle$  — эркин электронларнинг тартибсиз ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати;  $\langle \lambda \rangle$  — электронларнинг эркин югуриш йўл узунлигининг ўртача қиймати;  $m_e$  — электроннинг массаси, —  $c_v$  электрон газнинг ўзгармас ҳажмдаги солиштирма иссиқлик сифими  $c_v$  куйидаги кўринишга эга

$$c_v = \frac{i R}{2 \mu} = \frac{i R}{2 m_e N_A} = \frac{i k}{2 m_e} = \frac{3 k}{2 m_e}. \quad (5.15)$$

Бунда  $i = 3$  — электроннинг эркинлик даражаси. Газ универсал доимийси  $R$  нинг Авагадро сони  $N_A$  га бўлган нисбати  $\frac{R}{N_A} = k$  — Больцман доимийсидир.  $c_v$  нинг (5.15) ифодасига кўра иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти

$$\chi = \frac{1}{2} k n \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \quad (5.16)$$

шаклни олади. Энди  $\gamma$  нинг (5.11) орқали ифодаланган қийматидан фойдаланиб,  $\chi/\gamma$  бўлган нисбатини аниқлайлик:

$$\frac{\chi}{\gamma} = \frac{k n}{2} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \cdot \frac{2 m_e \langle v \rangle}{l^2 n \langle \lambda \rangle} = \frac{k}{l^2} m_e \langle v \rangle^2. \quad (5.17)$$

Молекуляр кинетик назарияга кўра кинетик энергиянинг ўртача қиймати температура билан куйидагича боғланган  $\frac{m \langle v \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} k T$ . Бу ифода электрон газ учун ҳам ўринли. Бинобарин, юқоридаги тенгламада  $m_e \langle v \rangle^2 = 3 k T$  эканлиги сабабли куйидаги

$$\frac{\chi}{\gamma} = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T \quad (5.18)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Бу тенгламани (5.13) кўринишдаги Видеман-Франц қонуни ифодаси билан солиштирсак, ифодадаги ўзгармас катталиқ

$$C = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2. \quad (5.19)$$

экан. Бунда  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ ,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ . Агар хона ҳарорати сифатида  $T = 291 \text{ К}$  ни олиб, ўзгармас катталикларнинг сон қийматларини (5.19) тенгламага қўйсақ,  $\frac{x}{y} = 6,92 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Ж}^2}{\text{Кл}^2 \cdot \text{К}}$  бўлишини аниқлаймиз. Бу қиймат юқорида берилган жадвалдаги қийматларга жуда яқин.

Назарий қийматни тажриба натижаларига янада яқинлаштириш мақсадида, Лорентц электронларнинг тартибсиз ҳаракатига Максвелл тақсимои қонунини татбиқ этиб, Видеман-Франц коэффициенти учун

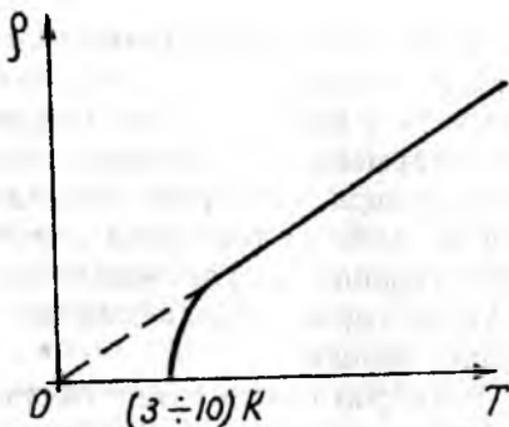
$$C = 2 \left( \frac{k}{T} \right)^2 \quad (5.20)$$

қийматни олади. Аммо Лорентц коэффициенти  $C_1$ , (5.19) га нисбатан, тажриба натижалари билан мос келмайди. Демак, назария аниқлиги ошган сари унинг хулосаларини тажриба натижалари билан мос келиши ёмонлашмоқда. Бу натижа классик электрон назария маълум даражада чегараланган эканлигини кўрсатади. Электрон назариянинг иккинчи асосий камчилиги назария бўйича олинган қаршиликнинг ҳароратга боғлиқлиги тажриба натижасига мос келмаслигидир. Тажрибадан маълумки, ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги ҳароратга пропорционал бўлиб  $\rho = \rho_0 (1 + \alpha t)$  ифода орқали аниқланади: бунда  $\rho_0$  — ўтказгичнинг  $0^\circ \text{ С}$  — ҳароратдаги солиштирма қаршилиги;  $\alpha$  қаршиликнинг термик коэффициенти. Кўпчилик металллар учун  $\alpha \approx \frac{1}{273} \text{ К}^{-1}$  эканлигини эътиборга олсак, солиштирма қаршиликнинг  $T$  ҳароратдаги қийматини

$$\rho \approx \alpha \rho_0 T \quad (5.21)$$

кўринишдаги ифодадан ҳисоблаш мумкин. Ҳароратнинг нолга тенг ( $T = 0$ ) қийматида электронларнинг тартибсиз ҳаракати йўқолади. Бу ҳароратга мос бўлган солиштирма қаршилик нолга тенг. Бинобарин,  $\rho(T)$  функциянинг ҳароратга боғлиқ бўлган графигини координата бошидан ўтган тўғри чизиқ орқали тасвирлаш мумкин (5.4-расм). Ҳақиқатда эса ҳамма металлларнинг солиштирма қаршилиги абсолют нолга етмасдан, яъни  $3 \div 10 \text{ К}$  тўсатдан йўқолади.

Ўта ўтказувчанлик деб аталувчи бу ҳодисани электрон назария изоҳлашга ожиздир. Иккинчи томондан, ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги бевосита электронларнинг тартибсиз ҳаракат тезлигига боғлиқ. Аммо электронлар тартибсиз ҳаракат тезлигининг ўртача қиймати квадрат



5.4-расм.

илдиздан чиқарилган ҳароратга пропорционал ( $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$ ). Равшанки, солиштирма қаршилик ҳам квадрат илдиздан чиқарилган ҳароратга пропорционал бўлиши лозим эди. Назариянинг бу хулосаси тажриба натижалари билан номуносивдир.

Электрон назариянинг учинчи камчилиги шундаки, Дюлонг-Пти қонунига асосан металлларнинг моляр иссиқлик сифими  $C_v$  диэлектрикниқидан кам фарқ қилади ва  $C_v = 3R$  (бунда  $R = 8,31 \frac{\text{Ж}}{\text{моль } K}$  газнинг универсал доимийси). Лекин металлдаги иссиқлик ўтказувчанлик электронлар ҳисобига юз беради деб фараз қилсак, унинг моляр иссиқлик сифими кристалл панжарадаги ионлар ва электрон газ иссиқлик сифимларининг йигиндисига тенг бўлиши лозим, яъни

$$C_v = 3R + \frac{i}{2} R. \quad (5.22)$$

Электроннинг эркинлик даражаси  $i = 3$  бўлганидан, металлнинг назарий моляр иссиқлик сифими  $\left(\frac{9}{2} R\right)$ , тажриба натижалари ( $3 R$ )дан 1,5 марта катта бўлиб қолади.

Ниҳоят, (5.11) ифода билан ҳисобланган солиштирма ўтказувчанлик коэффицентини тажриба натижалари билан мослаш учун электрон эркин югуриш йўли узунлигининг ўртача қиймати ( $\langle \lambda \rangle$ )ни икки ион орасидаги масофага нисбатан деярли 100 баробар катта деб олиш керак. Бу хулоса электронларнинг ионлар билан тўқнашини тасвирловчи графикка (5.3-расм) бутунлай мос келмайди.

Кўрсатилган камчиликлардан электрон назария мутлақо асоссиз деган хулоса келиб чиқмайди. Гарчи бу назария электр ҳодисаларнинг миқдорий қийматларини аниқ акс эттирмаса ҳам, уларнинг моҳиятини, механизмини тушунтиришда катта роль ўйнайди. Зотан, электрон назария металлларда ток оқиш жараёнини, нима учун ўтказгичлар қаршиликка эга эканлигини, металллардан ток ўтганда унинг сиртидан иссиқлик ажралиш ҳодисаларини тўғри таҳлил қилади.

Электрон назариянинг юқорида санаб ўтилган камчиликларининг аниқ изоҳи электронларнинг тўлқин табиатини инобатга олувчи квант механикасида ўз аксини топди. Бу муаммоларга умумий физика курсининг учинчи жилдида батафсилроқ тўхталамиз.

### 6-боб.

## ВАКУУМДА ЭЛЕКТР ТОКИ. ТЕРМОЭЛЕКТРИК ҲОДИСАЛАР

Электрон назариядан маълумки, металл ҳажми бўйлаб ҳаракатланаётган эркин электроннинг хона ҳароратидаги ўртача тезлиги  $\langle v \rangle \approx 10^5 \frac{m}{c}$ . Шундай катта тезликка эга бўлган электронлар узлуксиз равишда металл сиртидан маълум масофага узоқлашиб турадилар. Аммо ўз электронларидан ажралаётган металл мусбат зарядланиб, Кулон қонунига асосан, электронларнинг ўз сиртидан батамом узоқлашишига йўл қўймайди. Демак, эркин электронларни металл сиртидан узоқлаштириш учун ташқи куч иш бажариши лозим.

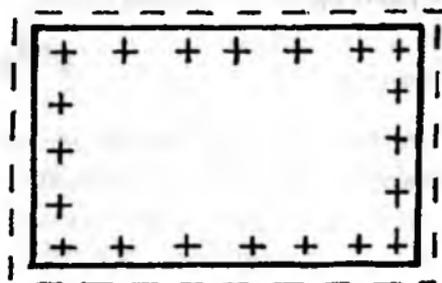
Шу билан бир қаторда, турли металллардаги ҳажм бирлигидаги эркин электронларнинг сони  $n$  ҳар қил бўлади. Бу металллар бир-бирлари билан контактга келтирилса, идеал газдаги жараёнларга ўхшаш, электрон газ зарралари бир металлдан иккинчисига ўтиши мумкин. Бу ҳодиса содир бўлса, металлларнинг контактланган қисмида қандай ҳодисалар кузатилади, деган савол туғилади. Ушбу бобнинг мазмуни шу ва шу каби масалаларни ҳал этишга бағишланган.

## 6.1-§. Чиқиш иши. Контакт потенциали

Эркин электронлар металл сиртидан катта масофага узоқлаша олмайдилар. Улар ўз кинетик энергияси ҳисобига металл сиртидан тахминан  $\sim 10^{-9}$  м масофагача узоқлашиб туриши мумкин. Металл сиртидан бу масофагача узоқлашаётган электронларни электрон булути ёки манфий қатлам сифатида тасаввур этиш мумкин. Ўз электронларидан ажралаётган металл сирти эса мусбат зарядланиб қолади. Ушбу ҳодиса туфайли металл ўз нейтраллигини сақлагани ҳолда, унинг сиртида 6.1-расмда кўрсатилган иккиланган мусбат ва манфий зарядлардан иборат электр қатлами юзага келади. Демак, эркин электронлар тўла маънода эркин эмас. Мусбат зарядланиб қолган металл сирти сиртдан узоқлашаётган электронларни ўзига тортади. Манфий электр қатлами эса металлдаги эркин электронлар учун потенциал тўсиқ вазифасини ўтаб, уларнинг металл сиртидан узоқлашишига тўсқинлик қилади.

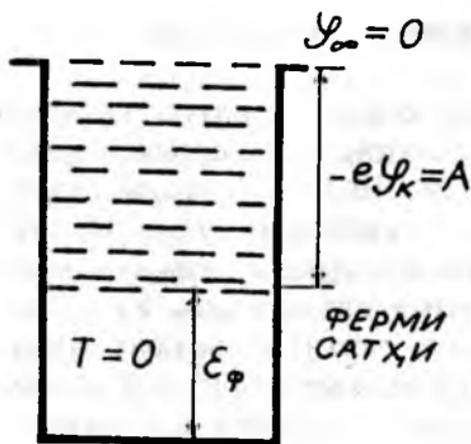
Одатда эркин зарраларга “қўйилган” бундай тўсиқлар 6.2-расмда кўрсатилган потенциал “ўра” орқали тасвирланади. Табиийки, бу ўра ичида жойлашган эркин зарра ўз-ўзидан потенциал ўра ташқарисига чиқа олмайди. Потенциал ўра ташқарисида эса зарра эркин заррага айланади. Чунки, бу соҳада потенциал тўсиқнинг (яъни манфий зарядланган қатламнинг) таъсири нолга тенг ( $\varphi_{\infty} = 0$ ) бўлади.

Иккиланган электр қатлам атом диаметри тартибидаги ўлчамга эга. Шу боисдан 6.2-расмда келтирилган потенциал ўрани энергетик нуқтаи назардан таҳлил қилайлик.



6.1-расм

Металлнинг ҳарорати ошса металл таркибидаги электрон газнинг ҳарорати ҳам кўтарилади. Бунга мос равишда эркин электронларнинг кинетик энергияси ҳам ошади. Молекуляр физикадан маълумки, атом ёки молекуланing иссиқлик ҳаракат энергияси  $kT$  катталиклар кўпай-



6.2-расм.

тмаси орқали аниқланади. Потенциал чуқурликнинг ташқарисид ва потенциал чуқурликнинг юқори, яъни 6.2-расмда штрих чизиклар билан кўрсатилган қисмида электронлар  $kT$  энергиянинг улуксиз қийматларини қабул қилади. Абсолют нол температурада электронларнинг тартибсиз ҳаракати йўқолади, лекин уларнинг атом ташқариси-

даги эркинлиги йўқолмайди. Бу ҳолдаги электронлар потенциал чуқурликнинг энг пастки қисмида — энергияси квантланган энергетик сатҳларда жойлашади. Квант физикаси шу хусусияти билан классик физикадан фарқ қилади. Абсолют нол температурада электронлар эгаллаган энг юқори энергетик сатҳ Ферми сатҳи дейилади. Металлнинг ҳарорати абсолют нолга ортган сари ( $T > 0$ ) эркин электронлар потенциал чуқурликнинг юқори қисмларига кўча бошлайдилар. Ферми сатҳидан юқорида жойлашган потенциал чуқурликнинг қисмида энергетик сатҳлар зичлашиб, секин-аста  $kT$  нинг улуксиз қийматларига ўтади. 6.2-расмда келтирилган тарҳдан равшанки, потенциал ўрадаги эркин электронларни металл ташқарисига чиқариш учун ташқи куч

$$A = -e(\varphi_k - \varphi_{\infty})$$

билан аниқланган ишни бажариши керак. Металл ташқарисиддаги потенциал  $\varphi_{\infty} = 0$  бўлганидан, чиқиш иши

$$A = -e\varphi_k \quad (6.1)$$

катталиқка тенг бўлади. Демак, металл таркибидаги эркин электронни металл сиртидаги иккиланган электр қатламдан (ёхуд потенциал тўсиқдан) узоқлаштириш учун электронга бериладиган қўшимча энергия чиқиш иши дейилади. (6.1) тенгламадан иккиланган электр қатламининг потенциали

$$\varphi_{\kappa} = -\frac{A}{e}. \quad (6.2)$$

Унга контакт потенциали деган ном берилган. Контакт потенциали ёки чиқиш иши металлнинг турига боғлиқ. (6.1) билан аниқланган энергияни эркин электронга ҳар хил усуллар билан, хусусан, металлнинг ҳароратини ошириш орқали узатиш мумкин. Агар эркин электронларнинг иссиқлик энергияси  $kT \geq A$ , яъни чиқиш ишига тенг ёки катта бўлса, улар металл ташқарисига кўплаб чиқа бошлайдилар.

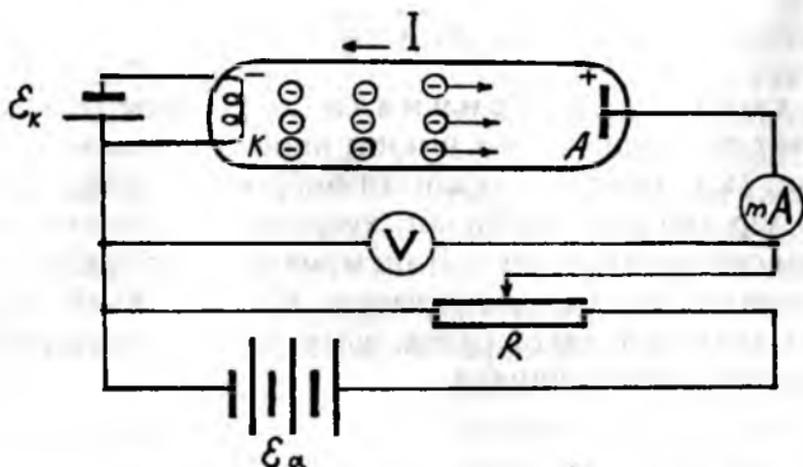
### 6.2-§. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси

Қиздириш натижасида металлдан электронларнинг кўлаб чиқиш ҳодисаси *термоэлектрон эмиссия ҳодисаси* дейилади. (6.1) тенгламадан равшанки, чиқиш иши кичик бўлган металлларда электронлар эмиссияси кучлидир. Одатда, чиқиш иши электронвольт (ЭВ)ларда ўлчанади. Электрон 1В потенциаллар айирмасини ўтганда 1 эВ энергияга эга бўлади. Бу таърифга кўра,  $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1\text{В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$ .

Эмиссияси кучли бўлган металллардан бири цезий бўлиб, унинг чиқиш иши  $A = 1,89 \text{ эВ}$  тенг. Бу металлнинг эркин электронларига (6.1) ифода билан аниқланган энергияни беришда,  $kT = A$  тенгламага асосан, унинг ҳароратини

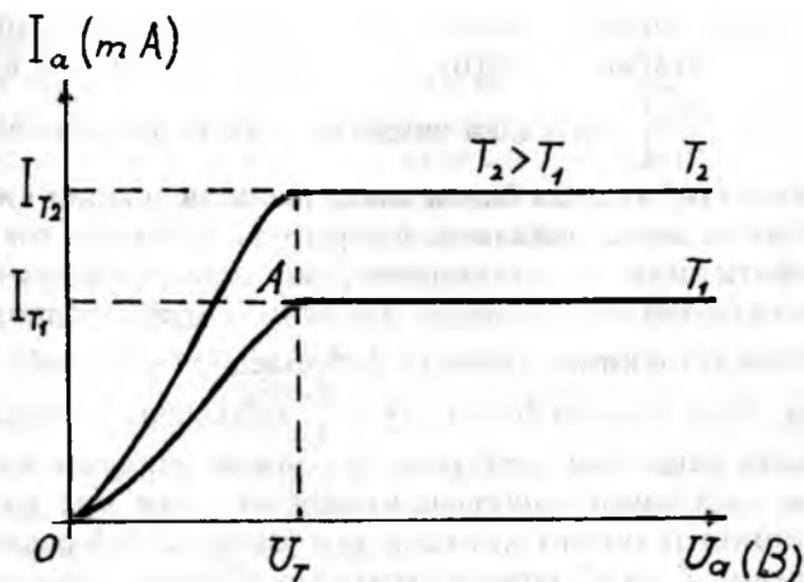
$$T = \frac{A}{K} = \frac{1,89 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$$

гача кўтариш лозим. Лекин тажрибада цезийнинг ҳарорати  $\sim 2000 \text{ К}$  бўлганда ҳам унинг сиртидан етарли даражада интенсив равишда электронлар эмиссияси кузатилади. Бунга сабаб металлдаги электрон газнинг Максвелл тақсимот қонунига бўйсунушидир. Ҳақиқатан ҳам, электрон газ таркибида кинетик энергияси кичик бўлган электронлар билан бир қаторда кинетик энергияси катта бўлган электронлар ҳам бор. Шу сабабли нисбатан паст ҳароратда ҳам термоэлектрон эмиссия ҳодисаси сезиларли даражада содир бўлади.



6.3-расм

Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини кузатишда чиқиш иши кичик бўлган металлдан тайёрланган катод ҳавоси сўриб олинган шиша балонга ўрнатилади. Катоднинг қаршисига металл пластинка жойлаштирамиз, у анод вазифасини ўтайди (6.3-расм). Занжирнинг анод қисми манбанинг мусбат қутбига, катод қисми эса манбанинг манфий қутбига уланади. Миллиамперметр (mA) ёрдамида занжирдаги ток, вольтметр ёрдамида катод билан анод орасидаги кучланишни ўлчаймиз. 6.3-расмда келтирилган занжирга  $R$  — реостат киритилган. У потенциометр вазифасини ўтаб, анод кучланишини ўзгартириш учун хизмат қилади. Катодни қиздирмасдан туриб катод билан анод  $\mathcal{E}_\alpha$  манбага уланса, миллиамперметр нолни кўрсатади. Бунга сабаб, катод билан анод орасида электр майдон бўлганда, улар орасида ток ташувчи зарралар, яъни электронлар деярли бўлмайди. Катодни унга уланган  $\mathcal{E}_\kappa$  манба ёрдамида қиздирамиз. Бунда катоддан чиққан электронлар анодга тортилиб занжирни улайди. Катод ҳароратини ўзгармас ( $T = \text{const}$ ) қолдириб, анод токи  $I_a$ , билан анод кучланиши  $U_a$  орасидаги боғланишни текширайлик. 6.4-расмда келтирилган графикдан равшанки, анод кучланиши ноль бўлганда анод токи ҳам нолга тенг бўлади. Катод ўз электронларини йўқотганда у мусбат зарядланиб қолади. Ундан чиқаётган электронлар катоддан узоқлашмай, унинг атрофида электрон булутни ҳосил қилади. Манфий зарядланган электрон булут катоддан чиқа-



6.4-расм.

ётган электронларни орқасига қайтаради. Электрон булутни анодга тортиш учун анодни электр манбаининг мусбат кутбига улаш лозим. Катод билан анод орасидаги электр майдон таъсирида электронларнинг кинетик энергияси,  $\frac{m_e v^2}{2} = eU_a$  формулага кўра ошиб улар анодга етиб бора бошлайди. Катоддан чиқаётган электронларнинг тақсимооти ҳам Максвелл тақсимот қонунига бўйсунди. Аноднинг кичик кучланишида фақат кинетик энергияси катта бўлган электронларгина анодга етиб бориши мумкин. Бундан хулоса шуки, анод токи анод кучланишига боғлиқ равишда ошиб боради (6.4-расм). Унча катта бўлмаган анод кучланишларида анод токи билан  $U_a$  орасидаги боғланиш *Богуславский-Ленгмюр қонуни*

$$I_a = \alpha U_a^{3/2} \quad (6.3)$$

орқали аниқланади. Анод токи анод кучланишининг  $3/2$  даражасига пропорционал бўлганидан (6.3) ифода  $3/2$  қонуни деб ҳам юритилади. Тенгламадаги  $\alpha$  — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент.

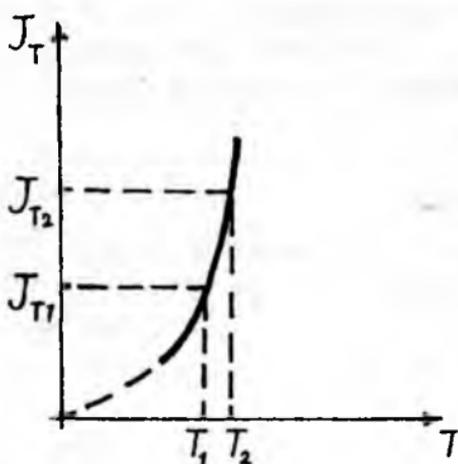
Богуславский-Ленгмюр қонуни 6.4-расмда келтирилган графикларнинг фақат  $OA$  қисми учун ўринлидир. Анод кучланиши  $U_T$  қийматга етганда катоддан бирлик вақт ичи-

да чиқётган ҳамма электронлар анодга етиб келиши учун етарли бўлган кинетик энергияга эга бўлиб қолади ( $eU_{\tau} = \frac{m_e v^2}{2}$ ). Катоддан чиқётган ҳамма электронларнинг

анодга етиб келиши билан аниқланадиган токнинг қиймати тўйиниш токи дейилади. 6.4-расмда тўйиниш токининг графиги анод кучланишининг ўқига параллел бўлган тўғри чизиқ билан ифодаланган. Катоднинг муайян ҳароратида тўйиниш токининг қиймати ўзгармасдир ( $I_{\tau} = \text{const}$ ). Тўйиниш токи маълум бўлса,  $N = \frac{I_{\tau}}{e}$  ифодадан катоддан 1 с вақтда чиқётган электронлар сонини аниқлаш мумкин. Агар катоднинг ҳарорати кўтарилса, унга мос равишда тўйиниш токининг қиймати ҳам ўзгаради. 6.4-расмда катоднинг  $T_1$  ва  $T_2$  ҳароратларига мос бўлган тўйиниш токларининг графикалари келтирилган. Тўйиниш токи зичлигининг ҳароратга боғлиқлиги Ричардсон-Дэшмен формуласи

$$J_{\tau} = \beta T^2 e^{\frac{A}{kT}} \quad (6.4)$$

орқали аниқланади. Бунда  $\beta$  — катод материалига ва сиртига боғлиқ доимий;  $A$  — чиқиш иши;  $k$  — Больцман доимийси;  $T$  — катоднинг Кельвин шкаласида олинган ҳарорати. Ток зичлигининг ҳароратга боғлиқлик графиги 6.5-расмда келтирилган. Графикдан кўринадики, тўйиниш



6.5-расм.

токи билан ҳарорат орасидаги боғланиш ниҳоятда тик. Температура оз миқдорга ўзгарганда, тўйиниш токи жуда катта қийматга ошади. Масалан, катоднинг ҳарорати 1000 К дан 3000 К гача кўтарилганда, тўйиниш токи  $10^{16}$  марта ошиши аниқланган. Ричардсон-Дэшман формуласидан яна шу нарса аниқки, чиқиш иши бироз камайганда ҳам тўйиниш токининг қиймати катта

миқдорга ошади. Шу боисдан катод чиқиш иши кичик бўлган металлдан тайёрлангани маъқул. Яна катод сирти ишқорий ер металлари ёки торий билан қопланганда ҳам электронларнинг чиқиш иши анча камайиши аниқланган. Бундай хусусиятли катодлар оксидланган ёки торийланган катодлар деган ном олганлар. Юқорида (6.3-расм) келтирилган лампада анод катодга жуда яқин жойлашган бўлса, анод кучланиши  $U_a = 0$  бўлганда ҳам занжирда ток ҳосил бўлиши мумкин. Бундай ток қиздирилган катоддан чиқаётган электронларнинг кинетик энергияси жуда катта бўлгандагина кузатилади. Катоддан чиқаётган электронлар таркибида бундай энергияли электронлар жуда кам ва  $U_a = 0$  бўлган ҳол учун анод токи жуда кичик қийматни ташкил қилади.

Термоэлектрон эмиссиядан фарқли ўлароқ, металл сиртидаги электронларни яна кучли электр майдон таъсирида ҳам юлиб олиш мумкин. Агар металл сиртидаги иккиланган электр қатламнинг (6.1-расм) қалинлигини  $d$  деб олсак, бу қатламдан электронларни юлиб олиш учун электр майдон  $A = eEd$  ишни бажариши лозим. Бу иш ўз навбатида чиқиш ишига тенг:

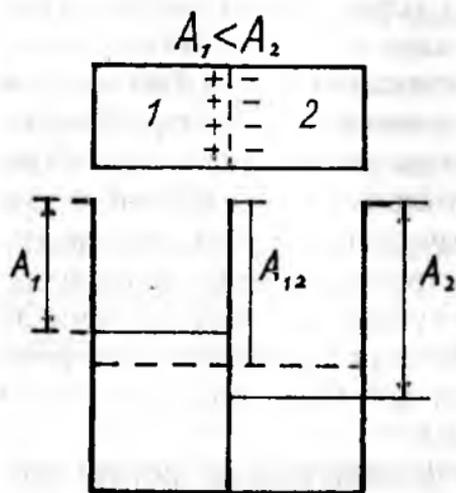
$$eEd = e\varphi_k.$$

Бундан иккиланган электр қатламдан электронни юлиб олиш учун зарур бўлган кучланганликни топамиз:

$$E = \frac{\varphi_k}{d} \quad (6.5)$$

Иккиланган электр қатламнинг қалинлиги  $d \approx 10^{-9} \text{ м}$ . Цезий металининг контакт потенциали  $\varphi_k = 1,9 \text{ В}$  атрофида. Юқоридаги (6.5) тенгламадан, цезийнинг иккиланган электр қатламидаги электронларни юлиб олиш учун керак бўлган электр майдон кучланганлиги  $E \approx 1,9 \cdot 10^9 \text{ В / м}$  ни ташкил этади. Максвелл тақсимот қонунига биноан, металлда кинетик энергияси жуда катта бўлган электронлар ҳам мавжуд. Уларни юқорида келтирилган катталikka нисбатан 100 марта кичик электр майдон таъсирида ҳам металл сиртидан узоқлаштириш мумкин. Электр майдон таъсирида электронларнинг эркин ҳолатга ўтиш ҳодисаси *совуқ эмиссия* деб аталади.

### 6.3-§. Контакт потенциаллар айирмаси



6.6-расм.

Металлдан электронларнинг чиқиш иши металнинг турига боғлиқ. Чиқиш иши  $A_1$  ва  $A_2$  бўлган икки метални контактга келтирайлик. Биринчи металнинг чиқиш иши  $A_1$  иккинчи металнинг чиқиш иши  $A_2$  дан кичик бўлсин ( $A_1 < A_2$ ). Бу шарт ба- жарилганда ҳароратнинг аб- солют нолида биринчи ме- таллининг Ферми сатҳи, ик- кинчи металнинг Ферми сатҳига нисбатан юқорироқ жойлашади. 6.6-расмда кон- тактга келтирилган икки металнинг потенциал чуқур ўра- лари келтирилган. Тарҳдан равшанки, биринчи металнинг иккиланган электр қатламидаги электронлар иккинчи ме- талнинг электр қатламига ўта бошлайди. Натижада бирин- чи потенциал ўрада жойлашган электронлар эгаллаган энер- гетик сатҳлар пасаяди, иккинчи потенциал ўрадаги элект- ронлар эгаллаган энергетик сатҳлар кўтарилади. Ҳар икки потенциал ўрадаги энергетик сатҳлар тенглашганда бирин- чи металлдан иккинчисига электронларнинг ўтиши тўхтай- ди. Бу ўтиш туфайли биринчи металл ўз электронларини йўқотиб мусбат зарядланса, иккинчи металл бу электр- онларни қабул қилиб манфий зарядланади. 6.6-расмдаги тарҳ- дан чиқиш ишларининг айирмаси

$$A_1 - A_2 = -e\phi k_1 + e\phi k_2 = -e(\phi k_1 - \phi k_2)$$

бўлиб, бундан икки металнинг контактга келтирилган қисмидаги потенциаллар айирмасини

$$U_{12} = \phi k_1 - \phi k_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e} \quad (6.6)$$

ифодадан топиш мумкин. Бу потенциаллар айирмаси ик- киланган электр қатламида жойлашган электронларнинг қайтатдан тақсимланиши туфайли юзага келади. Шунинг

учун уконтактнинг ташқи потенциаллар ай-ирмаси деб ном олган.

Олинган металллардаги эркин электронларнинг ҳажм бирлигидаги зичлилари мос равишда  $n_1$  ва  $n_2$  бўлсин. Шунинг билан бирга ҳар икки металлнинг ҳароратларини ўзаро тенг деб олайлик. Идеал газ қонунларига кўра биринчи металлдаги электрон газнинг босими  $p_1 = n_1 kT$  ифодага кўра, иккинчи металлдаги электрон газнинг босими эса  $p_2 = n_2 kT$  ифодага кўра ҳисобланади. Агар  $n_1 > n_2$  катта бўлса  $p_1 > p_2$  тенгсизлик бажарилади. Кўрилаётган икки металлни контактга келтирсак, электрон газ босимлари орасидаги фарқ туфайли металлларнинг контактга келтирилган қисмида диффузия ҳодисаси содир бўлади. Бунда биринчи металлдан иккинчисига ўтган электронларнинг зичлиги  $n_{12}$  иккинчи металлдан биринчисига ўтган электронларнинг зичлиги  $n_{12}$  дан катта бўлади, яъни  $n_{12} > n_{21}$  шарт бажарилади. Эркин электронларнинг бир қисмини йўқотган биринчи металл мусбат, бу эркин электронларни қабул қилган иккинчи металл манфий зарядланиб қолади. Бу эффект таъсирида ҳосил бўлган потенциаллар айирмасини юзага келтиришда металл таркибидаги эркин электронлар иштирок этмоқда. Шу ўтиш туфайли ҳосил бўлган потенциаллар фарқига ички контакт потенциаллар айирмаси деб ном берилган. Шундай қилиб, контактланган икки турли металлнинг тўлиқ контакт потенциаллар айирмаси ташқи ва ички потенциаллар айирмаларининг йиғиндисига тенг:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\varphi_{1k} - \varphi_{1k})_{\text{таш}} + (\varphi'_{1k} - \varphi'_{1k})_{\text{ичк}} \quad (6.7)$$

Энди ички контакт потенциаллар айирмаси  $(\varphi'_{1k} - \varphi'_{1k})_{\text{ичк}}$  ни аниқлайлик. Электр майдон потенциал майдондир. Потенциал майдондаги зарраларнинг тақсимооти эса Больцман тақсимоот қонунига бўйсунди. Икки хил металлнинг контактланган қисмида  $n_1$  зичликка эга бўлган биринчи металлнинг эркин электронлари  $\varphi'_1$  потенциалга эга бўлган электр майдонда диффузияланади. Шунинг учун биринчи металлдан иккинчи металлга диффузияланган электронларнинг зичлиги  $n_{12} = n_1 e^{\frac{e\varphi'_1}{kT}}$  тенглама билан аниқланади. Айнан шундай мулоҳаза асосида  $n_2$  зичликка эга бўлган эркин электронларнинг  $\varphi'_2$  потенциалли иккинчи

металлдан биринчи металлга диффузияланган электронларнинг зичлигини аниқлаймиз:  $n_{21} = n_2 e^{-\frac{e\varphi_2}{kT}}$ . Бу икки ифодада:  $k$  — Больцман доимийси;  $T$  — металлларнинг кельвин шкаласида олинган ҳарорати. Металлларнинг контактланган қисмида мувозанатли ҳолат юз берганда ҳар икки металлдан бир-бирига ўтаётган электронларнинг зичлиги ўзaro тенглашади:  $n_{12} = n_{21}$ . Бинобарин, мувозанатдаги ҳолат учун  $n_1 e^{-\frac{e\varphi_1}{kT}} = n_2 e^{-\frac{e\varphi_2}{kT}}$  тенглик ўринлидир. Бу ифодадан натурал логарифм оламиз ва эркин электронларнинг диффузияланиши туфайли юз берган ички контакт потенциаллар айирмасини топамиз:

$$(\varphi'_1 - \varphi'_2)_{\text{ичк}} = \frac{kT}{l} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (6.8)$$

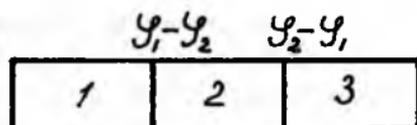
Юқорида келтирилган (6.7) тенгламадаги ташқи ва ички потенциаллар айирмасини ўз ифодалари (6.6) ва (6.8) билан алмаштирсак, икки турли металлнинг контактланган қисмидаги тўлиқ потенциаллар айирмаси қуйидагича аниқланади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{l} + \frac{kT}{l} \ln \frac{n_1}{n_2}. \quad (6.9)$$

Ташқи контакт потенциаллар фарқи металлнинг турига боғлиқ бўлиб,  $(1 \div 10)$  В атрофида ўзгаради. Ички контакт потенциаллар айирмаси ҳам металлнинг табиатига боғиқ. Лекин у ташқи потенциаллар айирмасига нисбатан анча кичик ва  $10^{-2}$  В атрофидаги қиймат билан ўлчанади. Шу боисдан кўпгина электр ҳодисаларда у деярли эътиборга олинмайди. Аммо термоэлектр ҳодисаларни ўрганишда ички контакт потенциаллар айирмаси жуда катта роль ўйнайди.

Олинган (6.9) ифодани контактланган уч хил металл учун умумлаштирайлик. 6.7-расмдан равшанки, Кирхгофнинг II қондасига биноан, тизимнинг тўлиқ контакт потенциаллар айирмаси контактланган қисмлардаги контакт потенциаллар айирмаларининг йиғиндисига тенг:

$$\varphi_1 - \varphi_3 = (\varphi_{k1} - \varphi_{k2})_{\text{таш}} + (\varphi'_1 - \varphi'_2)_{\text{ичк}} + (\varphi_{k2} - \varphi_{k3})_{\text{таш}} + (\varphi'_2 - \varphi'_3)_{\text{ичк}}$$



6.7-расм.

Агар металлларнинг контактланган қисмларидаги температуралар тенг бўлса, (6.6) ва (6.8) ифодадаларга кўра, юқоридаги тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{A_2 - A_3}{e} + \\ &+ \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_3} = -\frac{A_1 - A_3}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_3}. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Демак, уч ва ундан ортиқ хилдаги металллар контактга келтирилса, тизимнинг тўлиқ контакт потенциаллар айирмаси оралиқдаги металлларнинг табиатига боғлиқ эмас экан. Бу фарқ икки чеккадаги металлларнинг табиати билан белгиланар экан, холос.

#### 6.4-§. Термоэлектрик ҳодисалар

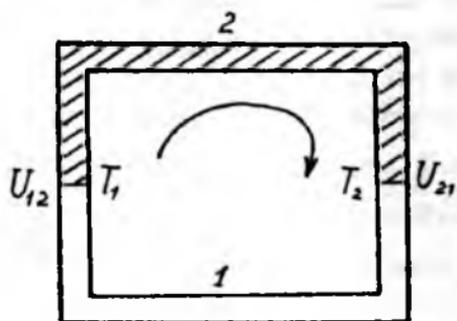
Икки ва ундан ортиқ ўтказгичлар контактланганда (ёки кавшарланганда), улар орасида (6.10) билан аниқланадиган потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади. Лекин бу 6.7-расмда келтирилган ўтказгичлардан ток ўтади, деган хулосага олиб келмаслиги лозим. Аввало шуни унутмалик керакки, икки турдаги металл кавшарланганда, контакт потенциаллар айирмаси контактланган қисмларда юзага келади. Металллар ичида электр майдон кучланганлиги нолга тенг. Контактланган қисмдаги потенциаллар айирмаси бир металлдан иккинчисига электронларнинг оқиши учун ўзига хос потенциал тўсиқ вазифасини ўтайди. 6.7-расмдаги занжирдан ток ўтмаслигини яна бир бор исботлаш мақсадида икки хил металлдан ёпиқ занжир тузамиз (6.8-расм). Кирхгофнинг II қондасига асосан, занжирда уйғонган ЭЮК занжирда содир бўлган потенциаллар айирмасининг йиғиндисига тенг:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= (\varphi_{k1} - \varphi_{k2})_{\text{таш}} + (\varphi'_1 - \varphi'_2)_{\text{ичк}} + (\varphi_{k2} - \varphi_{k1})_{\text{таш}} + \\ &+ (\varphi'_2 - \varphi'_3)_{\text{ичк}} \end{aligned}$$

Контурнинг 6.8-расмда келтирилган айланиш йўналишида,  $1 \rightarrow 2$  ва  $2 \rightarrow 1$  контакт қисмларда  $U_{12}$  ва  $U_{21}$  контакт потенциаллар айирмаси юзага келади. Юқоридаги ифодада келтирилган ташқи ва ички контакт потенциаллар айирмасини ўз қийматлари (6.6) ва (6.8) билан алмаштирамиз:

$$\varepsilon = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} - \frac{A_2 - A_1}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = 0.$$

(6.11)



6.8-расм.

Бунда  $\ln \frac{n_2}{n_1} = -\ln \frac{n_1}{n_2}$  бўлганидан юқоридаги ифода нолга тенг. Энди 6.8-расмда келтирилган берк занжирнинг кавшарланган қисмлардаги ҳароратлар  $T_1$  ва  $T_2$  тенг эмас ва улар ўзаро  $T_1 > T_2$  шартни қаноатлантиради дейлик. Бу занжирда, (6.11) га биноан,

$$\varepsilon = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} (T_1 - T_2) \quad (6.12)$$

билан аниқланган ЭЮК ҳосил бўлади. Демак, икки хил металлдан тузилган берк занжирнинг кавшарланган қисмлари ҳар хил ҳароратларга эга бўлса, бу занжирда (6.12) билан аниқланган ЭЮК юзага келар экан. Бу ЭЮК, одатда, термоэлектр юритувчи куч дейилади.

Юқоридаги ифодага  $C = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2}$  белгилаш киритайлик. У ҳолда термоэлектр юритувчи куч қуйидаги содда кўринишни олади:

$$\varepsilon = C(T_1 - T_2). \quad (6.13)$$

Яъни икки хил кавшарланган металллар тизимидаги термо ЭЮК ҳароратнинг ўзгаришига тўғри пропорционал экан.

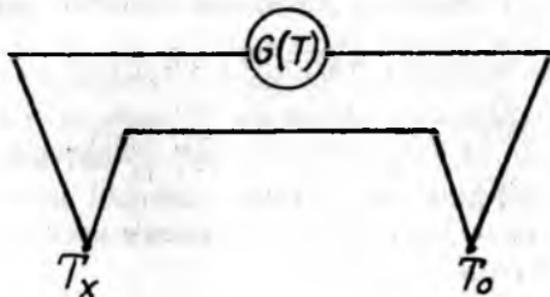
Термоэлектр юритувчи куч (6.13) тенглама билан аниқланган термоэлектр ҳодисаси 1821 йилда Т. И. Зеебек тамонидан кашф этилган. Зебеек ҳодисасининг (6.12) шаклдаги тенгламасидан равшанки,  $n_1 > n_2$  ва  $T_1 > T_2$  бўлган тақдирдагина 6.8-расмда келтирилган занжирда электр токи оқади. Чунки,  $T_1 > T_2$  бўлганда  $n_1$  концентрацияли электронларнинг кинетик энергияси,  $n_2$  концентрацияли электронларнинг кинетик энергиясидан катта бўлади. Бинобарин, электронларнинг занжирнинг иссиқ томонидан совуқ томонига тартибли кучиши кузатилади. Электронларнинг бу тартибдаги оқиши термодинамиканинг биринчи бош қонунига монанддир. Зотан,  $T_1$  ҳароратли занжирнинг қисмига берилган иссиқлик миқдори электронларнинг ички

энергиясини оширишга ва электронлар оқимини йўналишли ҳаракатга келтиришда иш бажаришга сарф бўлади. Лекин бу усул билан иссиқлик энергиясини электр энергиясига айлантиришдаги фойдали иш коэффициенти 0,1% дан ошмайди. Зеебек ҳодисасига асосланган термоэлектр генератордан ток манбаи сифатида фойдаланиш амалий аҳамиятга эга эмас. Лекин табиий энергия манбалари камайиб бораётган ҳозирги даврда қуёш энергиясига бой бўлган ўлкаларда Зеебек ҳодисаси кучли бўлган моддалардан (ярим ўтказгичлардан) яратилган генераторлар амалий аҳамиятни касб этмоқда. Бу соҳада Ўзбекистон ва Туркменистон республикалари олимларининг термоэлектрик генераторларнинг самарадорлигини оширишда олиб бораётган илмий изланишлари яхши натижалар бериши мумкин.

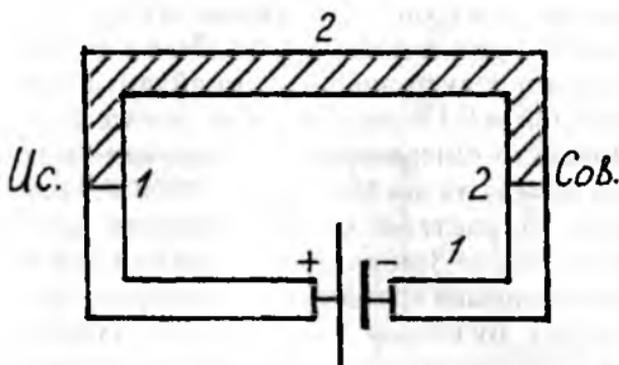
Температурани ва босимни ўлчайдиган айрим ўлчов асбобларнинг ишлаш тамойили Зеебек ҳодисасига асосланган. Бу асбобларнинг асосий элементи термопарадир. **Ўзаро кавшарланган икки хил металл (масалан, темир-константин ёки платина-платинородий) жуфтга термопара дейилади.** Уларнинг аниқлик даражаси жуда юқори ва  $10^{-16}$  К бўлган температура фарқини сезиши мумкин. 6.9-расмда икки жуфт термопаралардан бири температураси  $T_x$  номаълум бўлган муҳитга киритилади. Иккинчиси температураси жуда аниқ ўлчанган муҳитга туширилади. Занжирдаги термо ЭЮК ни ўлчайдиган гальванометр ҳароратга мослаб даражаланган. Унинг кўрсатиши орқали номаълум температура ўлчанади.

Термопара ёрдамида ҳавоси сўриб олинаётган идишдаги газнинг босими ҳам ўлчанади. Термопара кучланиши аниқ бўлган занжирга уланади ва ҳавоси сўриб олиниши лозим бўлган идишга киритилади. Ҳаво босими камайган сари термопара билан иссиқлик алмашаётган молекулаларнинг сони ҳам камая бошлайди. Бунда термопаранинг молекулалар билан тўқнашишдан йўқотган энергияси камайиб, термопаранинг температураси кўтарилади ва занжирдаги ток ошади. Токнинг ошиб бориши орқали берк идишдаги ҳаво босимининг камайиб бориши тўғрисида маълумот олинади. Ўлчов асбобидаги термотокнинг қиймати босим бирлигида даражаланган бўлади.

Зеебек ҳодисасини кузатишга мўлжалланган 6.8-расмдаги занжирнинг кавшарланган қисмларидаги темпера-



6.9-расм.



6.10-расм.

тураларни тенглашти-  
риб, занжирни ўзгар-  
мас ток манбаига  
улаймиз (6.10-расм).  
Икки хил металлдан  
бир хил ток ўтганда  
кавшарланган бўлак-  
нинг биринчи қисми  
исийди, иккинчи қис-  
ми совийди. Зеебек  
ҳодисасига тескари  
бўлган бу ҳодиса 1834

йилда. Ж. Ш. Пельтье томонидан кузатилган.

Ток кучи ўзгармас бўлган бу тажрибада занжирнинг кав-  
шарланган кесимларидан ўтган ток ташувчи зарраларнинг сони  
бир хил. Лекин биринчи металлдан электронларнинг чиқиш  
иши  $A_1$ , иккинчи металлдан электронларнинг чиқиш иши  $A_2$   
дан кичик ( $A_1 < A_2$ ). У ҳолда биринчи металлдаги ток ташувчи  
зарралар кинетик энергиясининг ўртача қиймати  $\langle W_1 \rangle$  ик-  
кинчи металлдаги ток ташувчи зарралар кинетик энергиясининг  
ўртача қиймати  $\langle W_2 \rangle$  дан катта бўлиши лозим, яъни  $\langle W_1 \rangle$   
 $> \langle W_2 \rangle$ .

Энди биринчи кавшарланган кесимга  $t$  вақт оралигида  $q$  за-  
ряд миқдори етиб келди, деб фараз қилайлик. Заряд миқдори-  
нинг абсолют қиймати электронларнинг сони билан  $|q| = eN$   
ифода орқали боғланган. Бу электронларнинг биринчи кавшар-  
ланган кесимга олиб келган энергия оқими қуйидагича:

$$\Phi_{e1} = \langle W_1 \rangle q = \langle W_1 \rangle eN.$$

Иккинчи металлда ҳаракатланаётган электронларнинг худ-  
ди шу кесимдан олиб кетган энергия оқими

$$\Phi_{e2} = \langle W_2 \rangle q = \langle W_2 \rangle eN.$$

У ҳолда шу кесимдан ажралиб чиққан иссиқлик миқдори

$$Q = \langle W_1 \rangle q - \langle W_2 \rangle q = (\langle W_1 \rangle - \langle W_2 \rangle) It = \Pi_{12} \cdot It$$

тенгламадан топилади. Бунда  $q = It$  эканлиги эътиборга олин-  
ган.  $\Pi_{12} = (\langle W_1 \rangle - \langle W_2 \rangle)$  катталиқ  $1 \rightarrow 2$  ўтишдаги Пельтье  
коэффициенти. Айнан шундай мулоҳазани иккинчи кесимга  
татбиқ этиш орқали иккинчи кесимда ютилган иссиқлик миқ-  
дорини топамиз:

$$Q_2 = \langle W_2 \rangle q - \langle W_1 \rangle q = (\langle W_2 \rangle - \langle W_1 \rangle) It = -\Pi_{21} It,$$

бунда  $\Pi_{21} = (\langle W_2 \rangle - \langle W_1 \rangle)$  қиймат,  $2 \rightarrow 1$  ўтишдаги Пельтье коэффициентлари. Тенгламадаги  $(-)$  ишора  $W_2 < W_1$  эканлиги туфайли юзага келди. Келтирилган ифодалардан аниқки, ҳар икки ўтишдаги Пельтье коэффициентлари ўзаро тенг. Улар бир-биридан ишораси билан фарқ қилади. Демак, бу ҳодиса учун  $Q_1 = -Q_2$  тенглик ўринли. Тенгламадаги  $(-)$  ишора энергия ютилишини эътиборга олади. Бу тенгламанинг маъноси шуки, занжирнинг исиган қисмидан ташқарига қанча миқдорда иссиқлик узатилса, занжирнинг совиган қисмида ташқаридан шунча иссиқлик миқдори ютилади. Бу хулоса энергиянинг сақланиш қонунига мос.

Шуни алоҳида таъкидлаш керакки, 6.10-расмда келтирилган занжирда Пельтье ҳодисасидан мустақил равишда Жоуль-Ленц эффекти ҳам кузатилади. Масалан, биринчи металлнинг қаршилиги  $R_1$ , иккинчи металлнинг қаршилиги  $R_2$  бўлсин. Занжирнинг тулиқ қаршилиги бу қаршиликлар йиғиндисига тенг:  $R = R_1 + R_2$ . Ҳар икки ҳодиса туфайли занжирдан ажралган тулиқ иссиқлик миқдори

$$Q_T = I^2 R_1 t + \Pi_{12} I t + I^2 R_2 t - \Pi_{21} I t = I^2 (R_1 + R_2) t$$

бўлади. Демак, Пельтье ҳодисаси Жоуль-Ленц қонунининг мазмунига таъсир этмайди. Пельтье иссиқлиги, Жоуль-Ленц қонунидан фарқли ўлароқ, токка пропорционал бўлиб, атроф муҳитга бир хил миқдорда узатилади ва ундан шу миқдорда ютилади.

Юқорида келтирилган (6.10-расм) занжирнинг исийдиган қисмини ташқи муҳитхонага, совийдиган қисмини камерага ўрнатсак, Пельтье ҳодисаси компрессорсиз ишлайдиган совиткич машинасига айланади. Лекин кавшарланган турли металллардан тузилган бу занжирнинг самарадорлиги компрессор ёрдамида ишлайдиган совиткич аппаратнинг самарадорлигидан анча паст. Ундан ташқари занжирдан кучли ток ўтса, ток кучига пропорционал бўлган Пельтье ҳодисаси кучининг ток квадратага пропорционал бўлган Жоуль-Ленц ҳодисаси натижасида деярли сезилмай қолади.

Пельтье ҳодисаси кучли бўлган яримўтказгичларнинг кашф этилиши билан механик ҳаракатсиз ишлайдиган совиткич аппаратларни қуриш имконияти реал бўлиб қолди. Бу соҳадаги илмий изланишлар яқин йилларда яхши натижалар бериши эҳтимолдан узоқ эмас.

## ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ. ПЛАЗМА

Маълумки, газларда иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия, ички ишқаланиш ва шу каби молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати билан боғлиқ бўлган бошқа ҳодисаларда электрнейтрал атомлар ҳамда молекулалар иштирок этади. Агар газ молекулаларнинг бир қисми ионланган бўлса, газнинг хоссалари ўзгаради. Газни ионлаш учун газ таркибидаги атомлар ва молекулаларнинг бир қисмидан электронларни уриб чиқариш керак. Демак, ионланган газ камида уч хил зарралардан яъни электронлардан, мусбат ионлардан ва нейтрал атомлардан (ёки молекулалардан) ташкил топган бўлади. Айрим ҳолларда электронларни бириктириб олган молекулалар — манфий ионлар ҳам бўлиши мумкин. Ионланган газнинг электр ўтказувчанлик хоссаларини текшириш ушбу бобнинг асосий мақсадидир.

### 7.1-§. Ионланиш энергияси ва ионланиш турлари

Маълумки, газларда электронларнинг ўз атомлари билан ўзаро таъсир кучи бирмунча катта. Электронларни атомлардан ажратиб олиш учун ташқи куч

$$A = e (\varphi_i - \varphi_\infty)$$

билан аниқланадиган ишни бажариши лозим. Ядронинг атом ташқарисидаги потенциали  $\varphi_\infty = 0$  бўлгани сабабли ташқи кучнинг бажарган ишини яна қуйидагича ёза оламиз:

$$A_i = e \varphi_i \quad (7.1)$$

Бу иш ионланиш иши дейилади. Бунда  $\varphi_i$  — ионланиш потенциали. Шуни таъкидлаш лозимки, турли газ атомлари бир-биридан ионланиш потенциали билан фарқ қилади. Масалан, водород учун  $\varphi_i = 13,5$  В бўлса, гелийнинг ионланиш потенциали  $\varphi_i = 24,5$  В.

Хона ҳароратидаги газ молекулалари катта кинетик энергияга эга. Шу боисдан молекулалар ўзаро тўқнашганда нима учун бир-биридан электронларни уриб чиқара олмайди, деган табиий савол туғилади. Энергия-

нинг сақланиш қонунига асосан, атомларнинг кинетик энергияси ионланиш ишига тенг  $\frac{3}{2}kT = e\varphi_i$  бўлганда ўзаро тўқнашган атомлар бир-биридан электронларни уриб чиқариши мумкин. Келтирилган ифодадан ионланиш энергиясига мос бўлган водород атомининг температураси

$$T = \frac{2e\varphi_i}{3K} = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 13,5}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ K} \quad (7.2)$$

ташкил этади. Демак, хона ҳароратида газ молекулаларининг кинетик энергияси урилаётган молекулаларни ионлаш учун етарли эмас. Аммо газ температураси бир неча минг градусга кўтарилса, Максвелл тақсимот қонунига биноан, газ таркибида кинетик энергияси атомларини ионлаш учун етарли бўлган атомлар ва молекулалар мавжуд бўлиши мумкин. Газнинг температураси ошгани сари газ молекулаларнинг ионланиш эҳтимоллиги ҳам ошиб боради. Молекулаларнинг **иссиқлик энергияси таъсирида нишон бўлган молекулаларни ионлаш жараёни термоионлантириш дейилади.** Бунда ионланган молекулалар заряд ташуви мусбат ионларга айланадилар.

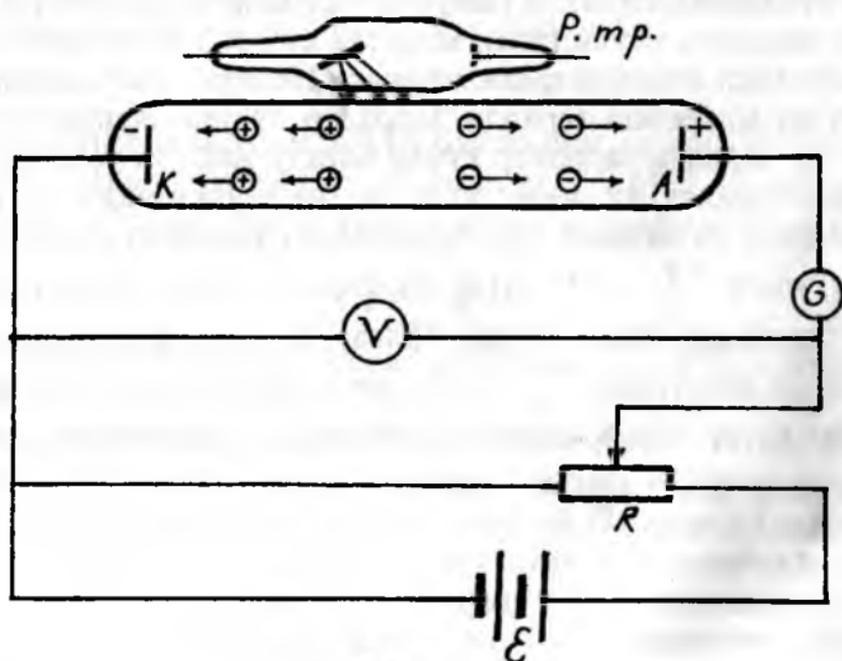
Газ ҳажмидаги заряд ташувчи зарраларни кўпайтиришнинг иккинчи усули газли муҳитда кучли электр майдонни вужудга келтиришдан иборат. Нейтрал газ ҳажмида жуда оз миқдорда зарядли зарралар бўлиш эҳтимоллиги бор. Бу зарядли зарралар кучли электр майдон таъсирида тезлаштирилса, уларнинг кинетик энергияси майдон кучланишига мутаносиб (пропорционал) равишда ошиб боради, яъни  $\frac{mV^2}{2} = eU$ . Агар электр майдон кучланганлиги етарли даражада юқори бўлса, зарядли зарраларнинг кинетик энергияси  $\frac{mV^2}{2} \geq eU$ , ионланиш ишига тенг ёки ундан катта бўлиб қолиши мумкин. Бу шартни қаноатлантирувчи ҳар қандай зарядли зарра нейтрал атом ёки молекула билан тўқнашганда ундан электрон уриб чиқаради ва газнинг электр ўтказувчанлигини оширади. Бу турдаги ионлантириш **совуқ ионлантириш** дейилади.

Ниҳоят газни ионлантиришда  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - нурлардан, рентген, ультрабинафша ва космик нурлардан ҳам фойдалала-

ниш мумкин. Зотан, бу нурларни ташкил этган зарраларнинг кинетик энергияси ионлантириш ишидан анча катта бўлиш мумкин. Бу манбалар, одатда, ионлагич деб аталади. Ташқи агент (ионлагич) таъсирида кузатиладиган ионлантириш ташқи ионлантириш дейилади.

## 7.2-§. Мустақил бўлмаган разряд

Газдан электр токининг ўтиш жараёни газ разряди деб аталади. Ионлагич таъсири йўқотилгандан сўнг газда токнинг ўтиши йўқоладиган электр ўтказувчанлик мустақил бўлмаган разряд турига киради. Бу хилдаги разрядни текшириш мақсадида тарҳи 7.1-расмда келтирилган қурилмани йиғайлик. Шиша балондаги газнинг молекулалари интенсивлиги ўзгармас бўлган рентген трубкадан келаётган нурлар ёрдамида ионлантирилади. Ток манбаига уланган потенциометр (R) ёрдамида катод (K) ва анод (A) орасидаги кучланишни ошираемиз. Рентген нурлари таъсирида атомлардан (молекулалардан) уриб чиқарилган электронлар анодга тортилиб занжирни улайди. Айни шу вақт оралиғида мусбат ионлар катодга томон тортилади. Демак, мустақил бўлмаган разряддаги электр



7.1-расм.

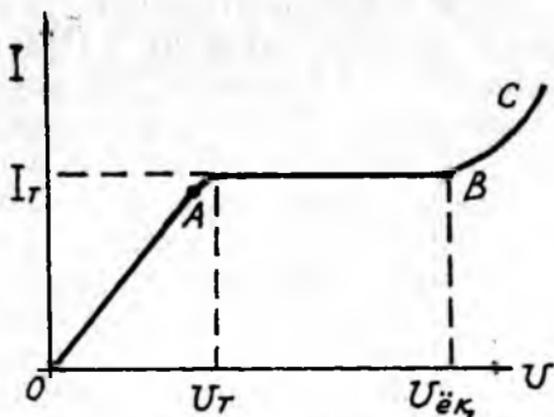
токи мусбат ионларнинг катодга ва электронларнинг анодга тортилиши туфайли юзага келар экан. Шу боисдан (5.5) тенгламага асосан, бу турдаги ўтказувчанлик учун Ом қонунининг дифференциал ифодасини

$$J = q_+ n (U_+ - U_-) E \quad (7.3)$$

шаклида ёзамиз. Бунда  $U_+$  ва  $U_-$  мос равишда мусбат ва манфий зарраларнинг ҳаракатчанлиги;  $E$  — катод ва анод орасидаги электр майдон кучланганлиги;  $n$  — мусбат ионларнинг концентрацияси;  $q_+$  — мусбат ионнинг заряди. Токнинг йўналиши қилиб мусбат зарядларнинг тартибли ҳаракат йўналиши қабул қилинган.

Гальванометр ёрдамида ўлчанган ток асосида ионлантириш токининг кучланишга боғланиши графигини чизиб олайлик. Бунда 7.2-расмда келтирилган эгри чизиқ ҳосил бўлади. Графикнинг  $OA$  қисмида ионлантириш токи билан кучланиш орасидаги боғланиш чизиқлидир. Графикнинг бу қисми (7.3) формулага тўлиқ мос келади. Кучланиш маълум бир қийматга етгандан кейин уни яна ошира борсак, занжирдаги ионлаштириш токи ўзгармай қолади ( $I_i = \text{const}$ ).

Бунинг сабаби қуйидагича: интенсивлиги ўзгармас бўлган рентген нурлари газ ҳажмида сони аниқ бўлган ионларни ҳосил қилиши мумкин. Кучланиш кичик бўлганда атомлардан уриб чиқарилган электронларнинг фақат бир қисми (кинетик энергияси катта бўлган электронлар) анодга етиб келади. Кучланиш  $U_T$  қийматга етганда, ионлагич уриб чиқарган ҳамма электронларнинг кинетик энергияси анодга етиб келиш учун етарли бўлиб қолади. Ионлагич бир секунд оралигида уйғотан ионлар сонини  $N$  деб белгиласак, тўйиниш токи  $I_m = eN$  тенглама билан аниқланади.



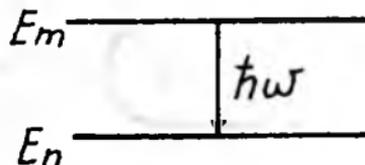
7.2-расм.

### 7.3-§. Мустақил разряд

Ташқи ионлагич таъсири тўхтатилгандан кейин ҳам электр майдон мавжуд бўлган газли муҳитда ток ўтиши давом этадиган разряд мустақил разряд дейилади. Газ табиат қандай бўлишидан қатъи назар, 7.1-расмда келтирилган ва шиша балон ичига ўрнатилган электродлар орасидаги кучланишни янада оширсак, тешилиш содир бўлиб мустақил бўлмаган разряд мустақил разрядга ўтади. Яъни газ оддий ўтказгичга айланади. Бу турдаги ўтказувчанликда разряд токининг кучланишга боғланиш графиги 7.2-расмда ВС эгри чизиқ билан тасвирланган. Разряд токининг тўсатдан кескин ошишига мос бўлган кучланиш разрядни ёқиш ( $U_{ек}$ ) потенциали дейилади. Электродлар орасидаги кучланиш бу қийматга етганда электронларнинг кинетик энергияси  $\frac{m_e V^2}{2} = eU_{ек}$  формулага кўра аниқланади. Унинг қиймати ионлантириш энергиясига тенг ёки ундан ортиқ бўлиши мумкин. Бинобарин, ҳар бир электрон атом (ёки молекула) билан тўқнашганда уни ионлантиради, яъни ундан битта электронни уриб чиқаради. Янгидан уриб чиқарилган иккаламчи электронлар электр майдон таъсирида тезлашиб, йўл-йўлакай бошқа атомларни ионлантиради. Газ ҳажмидаги ток ташувчи зарраларнинг бу турдаги кўчкисмон ошиб бориши разряд токнинг кескин ошишига сабабчи бўлади. Мустақил разряднинг бу тури **зарбдан ионланиш** дейилади.

Энди сийраклаштирилган газда кузатиладиган разряд билан танишиб чиқайлик. 7.1-расмда келтирилган шиша балондаги газ босимини бир неча мм симоб устунигача пасайтирамиз. Электродлар орасидаги кучланиш разрядни ёқиш потенциалига тенг бўлсин. Бунда газда ёлқин разряд номини олган мустақил разряд содир бўлади. Бу разряднинг вужудга келиш тафсилоти қуйидагича: газ ҳажмида мавжуд бўлган мусбат ионлар электр майдон таъсирида тезлашиб, манфий потенциалга эга бўлган катодга тортилади ва ундан электронларни уриб чиқара бошлайди. Ушбу электронлар электр майдон таъсирида бўлгани сабабли катта кинетик энергияга эга бўлади. Анод то-

мон ҳаракат қилаётган юқори энергияли бу электронлар нейтрал атомлар билан тўқнашганда уларни асосий ҳолатдан уйғотилган ҳолатга ўтказишади,  $E_m$  — энергияли уйғотилган атом  $\hbar\omega = E_m - E_n$



7.3-расм.

энергияни чиқариб (7.3-расм), яна  $E_n$  — энергияли турғун ҳолатга қайтади. Атомларнинг бу турдаги ўтишида энергия ажралиши туфайли газ нурлана бошлайди. Нурланиш частотаси (ёхуд нурланиш ранги) газ турига боғлиқ. Газ ҳажмидан ажралиб чиққан нурланиш энергияси анчагина кичик ва шу сабабли газ совуқлигича қолади. Ёлқин разряд атомар ҳолатда мавжуд бўлган инерт газларда жуда яхши кузатилиши мумкин. Бу газлар билан тўлдирилган лампалар кўча ва уйларни ёритишда, реклама мақсадларида тобора кенг ишлатилмоқда. Чунки, газли лампаларнинг толали лампаларга нисбатан энергия сарфи анча кам.

Мустақил разрядни кузатиш мақсадида олинган газни шиша балонга киритиш шарт эмас. То жли, учқунли, ёйсимон каби мустақил разрядлар оддий атмосфера шароитида ҳам кузатилади.

Электростатика бўлимидан маълумки, зарядланган ўтказгич атропофидаги электр майдон кучланганлиги заряднинг сирт зичлигига пропорционал:  $(E = \frac{r}{\epsilon_0})$ . Эгри-

лиги катта бўлган зарядланган ўтказгич атропофида нисбатан кучли электр майдон уйғонади. Агар бу ўтказгич атропофида зарядли зарра мавжуд бўлса (атмосферада доимо оз миқдорда зарядли зарралар бўлади), улар электр майдон таъсирида жуда катта тезликка эришади ва атом ёки молекулалар билан тўқнашиб, зарбли ионлашни ҳосил қилади. Зарядланган ўтказгич атропофида эса то ж кўринишидаги мустақил разряд юзага келади. Ўтказгич жуда яхшилаб силлиқланган бўлса, то ж разряд жуда кучли электр майдонлар таъсиридагина пайдо бўлиши мумкин.

Атмосфера шароитида олинган юқори кучланишли икки ўтказгичдан бири мусбат, иккинчиси манфий зарядланган дейлик. Бу ўтказгичлар орасида учқунли разряд кузатилади (7.4-расм). Электродлардан бирининг атропофида ҳосил бўлган каналлар деб аталувчи кўп тармоқли ингич-



7.4-расм.

ка нур дастаси, иккинчи электродга етганда йўқолади. Бироздан сўнг, яна янги учкунли разряд ҳосил бўлади. Учкунли разряд кучли товуш ва катта миқдорда энергия ажралиши билан бошқа разрядлардан фарқ қилади. Намлик катта бўлган булутли кунларда содир бўладиган яшин учкунли разряд турига киради. Бунда булут билан ер оралиғида ҳосил бўлган потенциаллар айирмаси 100 миллион ( $10^8$ ) вольтгача, каналлардаги ток кучи эса  $10^5$  А гача етади. Каналлар узунлиги бир неча километргача чўзилиши мумкин. Келтирилган катталиклардан кўринадики, ўта кучли яшинларнинг қуввати тахминан  $10^{13}$  Вт ни ташкил қилади.

Ёй симон разряд 1802 йилда В. В. Петров томонидан кашф этилган. Кўмирдан таёрланган ва контактланган икки электродни кучли ток манбаига улаб, кейин бирини иккинчисидан кичик масофага узоқлаштирсак, улар орасида ёй шаклидаги узлуксиз разряд ҳосил бўлади. Ёй каналидаги ҳарорат 5000—6000 К гача кўтарилади ва интенсив термоионланиш туфайли разряднинг узлуксизлиги таъминланади. Катоддан анод томон йўналган электронлар дастаси анод сиртини кучли бомбардимон қилиши натижасида анод сиртида кратер деб ном олган чуқурчалар пайдо бўлади.

1881 йилда Н. Н. Бенардос электр ёйини металлларни кесишда ва кавшарлашда ишлатиш мумкинлигини кўрсатиб берди. 1890 йилда Н. Г. Славянов кўмирли электродлардан бирини металл электрод билан алмаштириш асосида уни эритиб, металлларни кавшарлаш усулини яратди. Н. Г. Славяновнинг ушбу усули кавшарлаш техникасига асос солган.

## 7.4-§. Плазма. Плазмовий тебранишлар

Атомларининг асосий қисми ёки ҳаммаси ионланган модда ҳолати плазма дейилади. (7.2) тенгликка кўра модданинг ҳарорати  $\sim 10^4$  К га етганда газ плазма ҳолатини эгаллаши мумкин. Шу нуқтаи назардан плазма моддаларнинг қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатларидан кейинги яна бир ҳолатдир. Плазма энг кўп тарқалган модда ҳолатларидан бири. Масалан куюш ва юлдузлар зичлиги катта плазма ҳолатидаги моддалардир.

Ерга яқин нуқталарда ионланган газдан ташкил топган **ионосфера**, ундан юқорироқ нуқталарда **магнитосфера** мавжуд. Магнитосфера Ер магнит майдони ушлаб қолган юқори энергияли зарядланган зарралардан ташкил топган.

Олимлар лаборатория шароитида яшаш вақти  $\sim 1$  с, зичлиги  $10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, температураси  $10^8$  К бўлган плазмани ҳосил қилиш соҳасида маълум муваффақиятга эришдилар. Ушбу плазма бошқариладиган термоядровий реакциянинг ёқилғисидир. Бу реакция амалга оширилса инсоният экологик тоза энергияга эга бўлади ва энергия танқислигидан абадий қутулади.

Плазма таркибида нейтрал атомлар сони жуда кам. Уларнинг плазма ҳолатига кўрсатган таъсири деярли нолга тенг. Бинобарин, плазманинг асосий хоссалари мусбат ва манфий зарядланган зарраларнинг ўзаро таъсири билан аниқланади. Аммо плазма нейтрал ҳолатда бўлганидан, ушбу зарядли зарраларнинг зичлиги ўзаро тенг, яъни  $n_+ = n_-$ .

Иссиқлик ҳаракати туфайли плазма таркибидаги электронлар мусбат ионларга нисбатан силжиса, уларни мувозанат ҳолатига қайтарувчи электр куч пайдо бўлади. Бу кучнинг қийматини аниқлаш мақсадида плазмадан қалинлиги  $l$  бўлган қисмини ажратиб оламиз (7.5-расм). (1.43) ифодага асосан, қарама-қарши зарядланган икки қатлам орасидаги электр майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (7.4)$$



7.5-расм.

Ажратиб олинган қатламнинг юзи-ни  $S$  десак,  $x$  қалинликка эга бўлган қатламдаги заряднинг сирт зичлиги

$$\sigma = \frac{q}{S} = \frac{eN}{S} = \frac{en_+ \cdot S \cdot x}{S} = en_+ x \quad (7.5)$$

ифода билан аниқланади. Бунда  $N$  — электронларнинг  $S \cdot x$  ҳажмдаги сони;  $n_+$  — ҳажм бирлигидаги электронларнинг зичлиги;  $e$  — электроннинг заряди;  $x$  — қатламнинг қалинлиги. (7.4) ифодадаги заряднинг сирт зичлигини ўз ифодаси (7.5) билан алмаштирамиз.

У ҳолда 7.5-расмда келтирилган қатламлар орасидаги майдон кучланганлик

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} en_+ x \quad (7.6)$$

тенглик асосида аниқланади. (7.6) ифода билан аниқланган майдон кучланганлик ҳар икки ишорали зарядларга таъсир этади. Бироқ мусбат ионнинг массаси электроннинг массасидан жуда катта. Шу боисдан у ўз жойида қолиб, электрон унга нисбатан ҳаракат қилади.

Олинган натижаларни  $e$  қалинликдаги электронларнинг қатламига татбиқ этайлик. Бу ҳажмдаги электронларнинг сони  $N = n_+ S \cdot l$ . У ҳолда бир бирлик юзда жойлашган заряд миқдори  $q = en_+ l$ . Бундан бирлик юзага таъсир этаётган электр кучни топамиз:

$$F = (en_+ l)E = -en_+ l \frac{en_+ x}{\epsilon_0} = \frac{l^2 n_+^2}{\epsilon_0} x. \quad (7.7)$$

Ифодадаги (—) ишора мусбат ионлар қатламининг манфий электронлар қатламига таъсир қилишини эътиборга олиш учун киритилган. (7.7) тенгламага  $k = \frac{1}{\epsilon_0} l^2 n_+^2$  белгилаш киритайлик. У ҳолда механика курсидан маълум бўлган қайишқоқлик (эластиклик) кучининг ифодасига ўхшаш формулага келамиз:

$$F = -kx. \quad (7.8)$$

Демак, плазмадаги электронлар (7.8) билан аниқланган куч таъсирида мусбат ионларга нисбатан тебранма ҳаракат қилар экан. Бу тебранишнинг частотаси  $\omega = \sqrt{\frac{k}{M}}$  эди. Бирлик юзада жойлашган электронларнинг сони  $\frac{N}{S} = n_l$  бўлганидан бу юзадаги электронларнинг массаси  $M = m_e n_l$  билан ҳисобланади. Доиравий частотанинг ифодасига  $k$  ва  $M$  ларни ўз ифодалари билан алмаштирсак, электрон тебранма ҳаракатининг циклик частотасини аниқловчи ифодани ҳосил қиламиз:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{M}} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0} \frac{l^2 n_l^2}{m_e l}} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0} \frac{l^2 n_l}{m_e}}. \quad (7.8)$$

ҳосил бўлган ифода *плазма тебранишининг циклик частотаси* дейилади.

Демак, электрон газ мусбат ион газга нисбатан силжиса, электронлар (7.8) билан аниқланадиган частота билан тебранадилар. Тебраниш давомида улар мусбат ионлар билан тўқнашадилар. Шу сабабли электронларнинг плазмали тебранишлари сўнувчидир.

Ионосфера орқали радиотўлқинларни тарқатишда плазмавий частотани билиш жуда катта аҳамиятга эга. Ердан тарқалаётган радиотўлқинларнинг частотаси ионосферанинг плазмавий частотасидан кичик бўлса улар ионосферадан Ерга қайтадилар.

Шу ўринда эслатиб ўтиш жоизки, ядро қуролларини атмосферада кўплаб портлатиш ионосферадаги зарядли зарралар концентрациясининг ошишига олиб келади. (7.8) тенгламага биноан, ионосферанинг плазмавий частотаси ошиб, унинг частотаси Қуёшдан келаётган нурлар частотасига тенглашиб қолиши мумкин. Бу ҳол юз берганда, Қуёшдан келаётган нурларнинг бир қисми Ерга келмай коинотга тарқалиб кетади. Бунда Ердаги ҳароратнинг ўртача қиймати 30 К га пасайиб кетиши ҳисоблашлар асосида исботланган.

## 7.5-§. Дебай радиуси

Нейтрал плазма (7.8) билан аниқланадиган циклик частота билан тебранади. Унинг тебраниш даври

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \left( \frac{1}{\epsilon_0} \frac{e^2 n_e}{m_e} \right)^{-1/2}$$

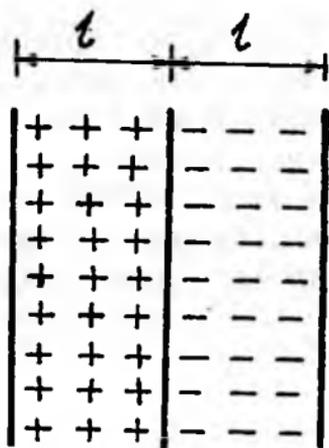
Плазманинг мувозанат ҳолатидан энг четга чиқиш вақти даврнинг чораги  $\left(\frac{T}{4}\right)$  билан ўлчанади. Энди нейтраллик бузилиши мумкин бўлган энг кичик масофани ҳисоблаб чиқайлик.

Концентрациялари бир хил ( $n_+ = n_-$ ) бўлган плазмадаги зарядли зарраларнинг бир тури — электронлар тартибсиз ҳаракати туфайли  $l$  масофага силжисин (7.6-расм). Қалинликлари бир хил бўлган қарама-қарши қатламлар орасида, (7.6) га асосан, майдон кучланганлиги

$$E = \frac{1}{\epsilon_0} e n_- l \quad (7.9)$$

билан аниқланадиган электр майдон вужудга келади. Бунда  $l$  — бир хил турдаги зарядларнинг қалинлиги. Электронларни кучланганлиги (7.9) билан аниқланадиган майдон бўйлаб  $l$  масофага силжитишда электр куч

$$A = Fl = eEl = \frac{1}{\epsilon_0} e^2 n_- l^2$$



7.6-расм.

билан аниқланган ишни бажаради. Электр кучи консерватив куч бўлганлигидан, унинг бажарган иши ҳисобига электронларнинг потенциал энергияси

$$\Delta E_p = A = \frac{1}{\epsilon_0} l^2 n_- l^2$$

қийматга ортади. Ўз навбатида электронларнинг потенциал энергияси уларнинг кинетик энергиясига айланади:

$$E_k = \frac{1}{\epsilon_0} l^2 n_l l^2 = \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (7.9)$$

Плазманинг нейтраллиги фақат иссиқлик ҳаракати туфайли бузилиши мумкин. Эркинлик даражаси  $i = 3$  бўлган электронлар электр куч таъсирида тебранма ҳаракат қилдилар. Тебранма ҳаракатда икки турдаги — потенциал ва кинетик энергиялар мавжуд. Шу боисдан электроннинг кинетик энергиясининг ўртача қиймати  $\langle E_k \rangle = kT$  бўлади. Бу мулоҳазага асосан, (7.9) тенгламани қуйидагича ўзгартирамиз:

$$\frac{1}{\epsilon_0} e^2 n_l l^2 = kT.$$

Бу ифодага  $e = R_D$  белгилаш киритиш орқали, **дебай радиусини** топамиз:

$$R_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT}{l^2 n_l} \right). \quad (7.10)$$

Дебай радиуси плазманинг асосий характеристикаларидан биридир. У иссиқлик ҳаракати туфайли зарядли зарраларнинг бир-биридан максимал узоқлашиш масофасини кўрсатади.

## 7.6-§. Плазманинг электр ўтказувчанлиги

Юқорида (7.3) тенгламада кўрганимиздек ионланган газнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги ҳажм бирлигидаги зарядли зарраларнинг сони  $n$  га боғлиқ. Ионланган газнинг электр ўтказувчанлиги бу хусусияти билан металлдаги электр ўтказувчанликка анча ўхшаш. Бинобарин, ионланган газнинг электр қаршилиги зарядли зарраларнинг нейтрал молекулалар билан тўқнашиши туфайли юзага келади. Плазма, ионланган газдан фарқли ўлароқ, ўз таркибида нейтрал молекулаларга эга эмас. Шундай экан, плазманинг электр қаршилиги қандай юзага келади, деган табиий савол юзага келади.

Плазмадаги зарядли зарралар иссиқлик ҳаракати туфайли бир-биридан Дебай радиусига тенг бўлган максимал масофагача узоқлашиши мумкин. Ионланган газда

эса зарядли зарралар тартибсиз ҳаракат қилади ва иккита зарядли зарранинг тўқнашиши нисбатан кам содир бўладиган ҳодисадир. Плазмада биз бу ҳодисанинг аксини кўрамиз. Плазмада айрим олинган зарядли зарра радиуси дебай радиуси  $R_D$  га тенг бўлган сферадаги ҳамма зарядли зарралар билан таъсирлашади.  $R_D^3$  ҳажмдаги зарядли зарралар сони эса

$$N = \frac{4}{3} \pi n R_D^3.$$

Бунда  $n$  — бирлик ҳажмдаги зарраларнинг сони. Ҳисоблашларга кўра, бу катталиқ жуда катта ( $nR_D \gg 1$ ).  $R_D^3$  ҳажмдаги ихтиёрий зарядли зарра шу ҳажмдаги  $n$  та зарядли зарралар билан Кулон қонунига биноан таъсирлашади. Бошқа зарядли зарраларнинг электр майдонида ҳаракатланаётган зарядли зарра потенциал энергияга эга. Шу билан бир вақтда у иссиқлик ҳаракатида ҳам иштирок этади ва  $kT$  билан аниқланган энергияга эга бўлади. Шу боисдан плазманинг электр ўтказувчанлигини ҳисоблаш мураккаб математик масаладир. Бу борада олиб борилган изланишлардан маълумки, плазманинг электр ўтказувчанлиги кўп жиҳатдан температурага боғлиқ. Хусусан, Ландсхоф плазманинг солиштирма электр ўтказувчанлигини ҳисоблаб, қуйидаги ифодани ҳосил қилган:

$$\gamma = 1,5 \cdot 10^{-2} T^{3/2} / \ln N, \quad (7.11)$$

бунда  $T$  — плазманинг Кельвин шкаласида ўлчанган температураси;  $\ln N$  — зарядли зарраларнинг  $R_D^3$  ҳажмдаги сони  $N = \frac{4}{3} \pi n R_D^3$  дан олинган натурал логарифм. Плазма учун бу катталиқ деярли ўзгармас бўлиб, таркибидан  $\ln N \approx 10$ . Бу қийматга асосан плазманинг солиштирма электр ўтказувчанлиги

$$\gamma \approx 1,5 \cdot 10^{-3} T^{3/2} \left( \frac{\text{Ом}}{\text{м}} \right) \quad (7.12)$$

шаклни олади. Бундан плазманинг солиштирма қаршилиги қуйидагига тенг:

$$\rho = \frac{1}{\gamma} \approx 7 \cdot 10^2 T^{-3/2} (\text{Ом} \cdot \text{м}). \quad (7.13)$$

Ҳозирги пайтда температураси  $10^8$  К бўлган плазмани ҳосил қилиш мумкин. Бу температурадаги плазманинг солиштирма қаршилигини баҳолайлик:

$$\rho = \frac{1}{\gamma} \approx 7 \cdot 10^2 \cdot 10^{-12} \approx 7 \cdot 10^{-10} (\text{Ом} \cdot \text{м}).$$

Бу катталиқ энг яхши ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги ( $\sim 10^{-8}$  Ом  $\cdot$  м) дан ўн марта кичик.

Келтирилган (7.12) тенгламадан равшанки, плазманинг солиштирма электр ўтказувчанлиги ҳажм бирлигидаги зарядли зарраларнинг сони  $n$  га деярли боғлиқ эмас. Ваҳоланки, ионланган газнинг солиштирма электр ўтказувчанлиги  $n$  га пропорционал. Бундан хулоса шуки, плазманинг электр қаршилиги электронларнинг ионлар билан таъсирлашуви туфайли юзага келади. Температура ошгани сари зарядли зарраларнинг иссиқлик ҳаракати кучайиб, улар орасидаги электр таъсирлашув кучсизланиши сабабли плазманинг температураси кўтарилганда унинг солиштирма электр ўтказувчанлиги яхшилашади.

## III қисм. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

---

### 8-боб

## ЭЛЕКТР ТОКИНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

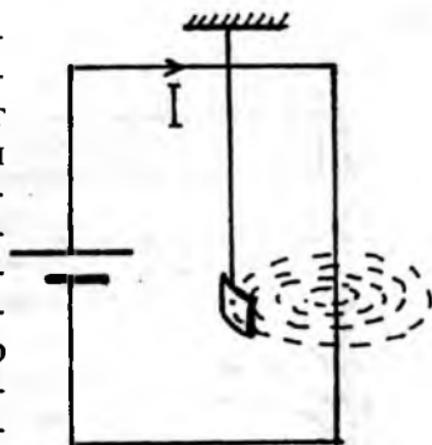
Электр токининг ўтиши билан боғлиқ ҳодисаларни текширишда токли ўтказгич киритилган фазонинг бир жинслилиги, изотроплиги ҳақидаги масалани очиқ қолдириб, ўтказгич ичида юз берадиган жараёнларнинг физик моҳиятини очишга ҳаракат қилдик. Лекин тўғри узун сим шаклидаги икки параллел ўтказгичдан электр токи ўтказилса, улар бир-бирига таъсир этиши тажрибадан маълум. Бундан муҳим хулоса шуки, токли ўтказгич атрофидаги фазо худди электр заряд атрофидаги фазо каби куч таъсирига эга. Бинобарин, бу майдонни текшириш катта амалий ва назарий аҳамиятга эга. Ушбу боб токли ўтказгичнинг атрофида мавжуд бўладиган магнит майдоннинг табиатини текширишга ва у билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни ўрганишга бағишланган.

### 8.1-§. Магнит майдон.

#### Магнит майдон индукция вектори

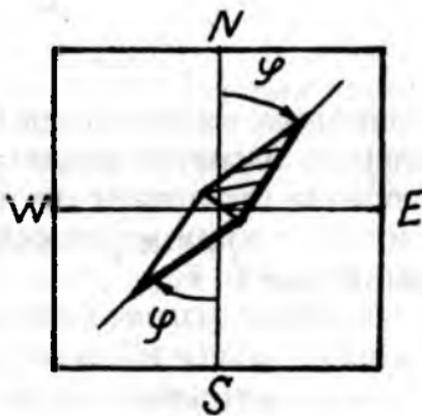
1818 йилда даниялик олим Х. К. Эрстед токли ўтказгич атрофидаги фазога магнит милини киритиш билан шу фазода магнит милига таъсир этувчи кучлар мавжудлигини текширишга мўлжалланган тажрибаларни амалга оширади (8.1-расм). Бу изланишларда магнит мили токли ўтказгич атрофида дастлабки ҳолатига нисбатан маълум йўналиш бўйлаб жойлашиб қолишини кузатди. Магнит мили ҳолатининг бундай ўзгариши ўзгармас магнит таъсирдаги бурилишга айнан ўхшаш бўлганидан Эрстед токли ўтказгич атрофида магнит майдон мавжуд эканлиги ҳақида хулоса қилади.

Ўзгармас магнитнинг компаснинг магнит милага таъсири қадимдан маълум. Бизнинг эрамыздан бир неча аср илгари Хитой, Юнонистон, Ҳиндистон денгизчилари магнит милининг йўналиши бўйича кемаларнинг ҳаракат йўналишларини белгилашган. Бу билан улар ўзлари билмаган ҳолда Ер катта магнит эканлигини исботлашган эди.

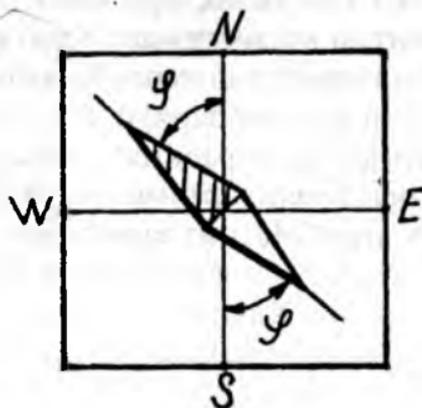


8.1-расм.

Магнит милини унинг масса марказидан ўтган ўққа нисбатан маҳкамлаб, Ер кўрасининг ҳар хил нуқталарига жойлаштирайлик. Ҳамма ҳолда ҳам, магнит мили деярли географик меридиан бўйлаб жойлашиб қолганини аниқлаймиз. 8.2 ва 8.3-расмларда магнит милининг қиялик бурчаги  $\varphi$  бўлган ғарбий (8.2-расм) ва шарқий (8.3-расм) оғишлари кўрсатилган. Магнит милининг шимолга томон йўналган учи шимолий қутб  $N$  (инглизча North сўзининг бош ҳарфи), жанубга томон йўналган учи жанубий қутб  $S$  (инглизча South сўзининг бош ҳарфи) деб белгиланган. Магнит милининг бир хил исмли қутблари ўзаро итаришишини эътиборга олсак, магнит милининг жанубий қутби Ер шарининг жанубий қутбини кўрсатиши равшан бўлади.

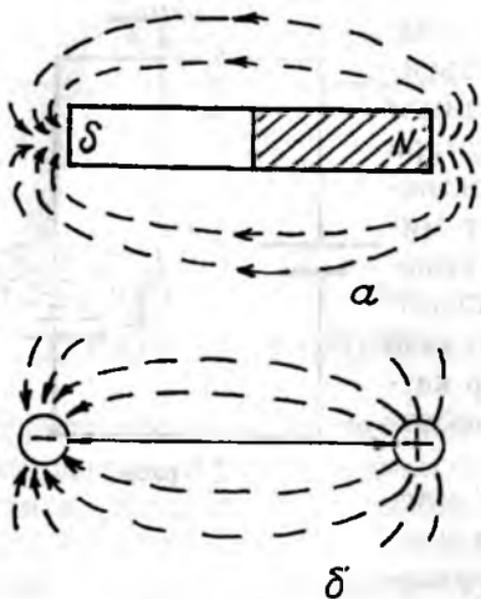


8.2-расм.



8.3-расм.

Ер магнит майдонининг табиати фанга тўлиқ маълум эмас. Лекин, Ер атмосферасидаги



8.4-расм.



8.5-расм.

ионосфера, магнитосфера қатламларининг мавжудлиги, Ер қаърида магнитли моддаларнинг борлиги, Ер ядросидаги дюрмали тоқларнинг уйғотган магнит майдонлари Ер магнит майдонини ҳосил қилишда асосий омил бўлса керак деган тахмин бор.

Ўзгармас магнит майдоннинг куч чизиқлари шимолий қутбдан бошланиб, жанубий қутбда тугайди. Электр заряднинг куч чизиқларидан фарқли ўлароқ, магнит майдоннинг куч чизиқлари доимо ёпиқ (8.4, а-расм). Электр диполнинг куч чизиқлари ҳам (8.4, б-расм) ўзгармас магнит куч чизиқлари каби ёпиқ. Шу боисдан ўзгармас магнитни магнит диполи деб ҳисоблаш ўринли бўлади. Шартли равишда шимолий қутбни мусбат, жанубий қутбни манфий магнит заряди деб олиш мумкин. Магнит майдонни ўрганиш жараёнида, электр зарядлари сингари, реал магнит зарядларнинг мавжудлиги тўғрисида кўп баҳслар бўлган. Магнит зарядларни топиш борасида қўйилган тажрибалар бу зарядларни йўқ деб тахмин қилишга имкон беради. Ҳақиқатдан ҳам, ўзгармас магнитнинг шимолий ва жанубий қутбларини ажратиш мақсадида уни қанчалик кичик бўлақларга бўлмайлик, ўзгармас магнит диполгича қолади. Шунини унутмаслик керакки, электр тоқ магнит майдоннинг куч чизиқлари ҳам ёпиқ. Мисол тариқа-

сида 8.5-расмда тўғри чизиқли токнинг магнит майдон куч чизиқлари келтирилган. Тўғри чизиқли токнинг магнит майдон куч чизиқлари маркази тўғри чизиқда ётган айланалардан иборат. Айланаларнинг, яъни куч чизиқларининг йўналиши парма қоидасига биноан аниқланади (8.6-расм). *Парманинг илгариланма ҳаракати ток йўналишига мос бўлса, парма дастасининг айланма ҳаракати куч чизиқларининг йўналишини кўрсатади.* Бу қоидани 8.7-расмда келтирилган айланма токнинг битта текисликда ётган икки қисмига татбиқ этайлик. Бунда айланма токнинг магнит куч чизиқлари бир томондан чиқиб иккинчи томондан кираётганини кўрамиз. Айланлик ток магнит куч чизиқларининг тақсимоти ўзгармас магнит куч чизиқларининг тақсимотига ўхшаш. Шу боисдан ҳар қандай токли контурни диполь моменти



8.6-расм.

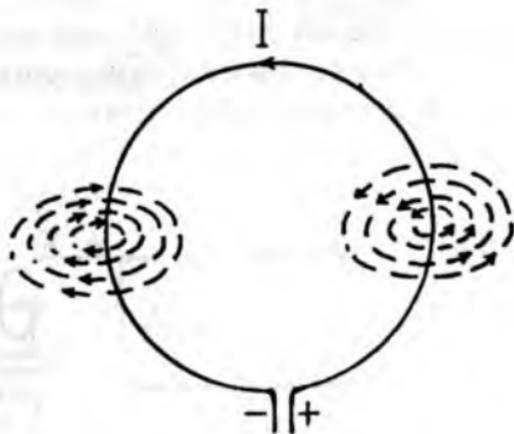
$$P_m = IS \quad (8.1)$$

бўлган ўзгармас магнитга таққослаш мумкин.

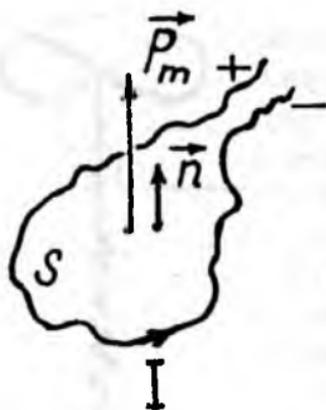
Электр диполнинг моменти каби магнит диполнинг моменти ҳам вектор катталиқ. Унинг йўналиши парма қоидаси асосида аниқланади ва  $S$  юзага ўтказилган нормалнинг йўналиши (8.8-расм) билан белгиланади:

$$\vec{P}_m = I\vec{S}, \quad (8.2)$$

бунда  $\vec{S}$  вектори  $S$  юзанинг нормаль йўналишидаги бирлик вектор  $\vec{n}$  га ( $S = S\vec{n}$ ) кўпайтмасига тенг. Ўзгармас магнит милининг магнит моменти шимолий қутб йўналишида олинади (8.9-расм). Демак, магнит майдоннинг куч таъсири ни нафақат магнит мили



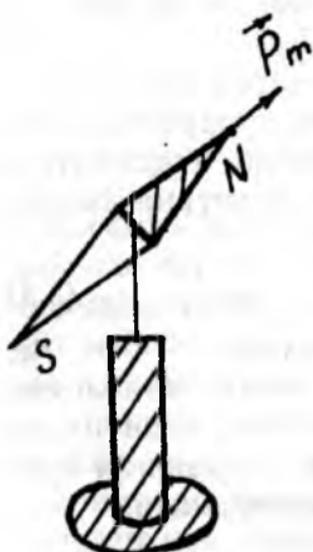
8.7-расм.



8.8-расм.

билан, унга эквивалент бўлган токли контур билан ҳам аниқлаш мумкин.

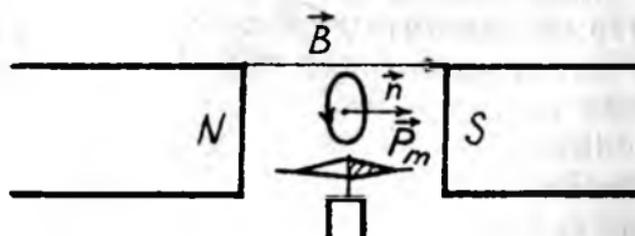
Магнит майдоннинг бирор нуқтадаги куч таъсири магнит майдон индукция вектори  $\vec{B}$  деган катталиқ билан белгиланади. Индукция вектори  $\vec{B}$  бўлган нуқтага кўзгалмас ўққа маҳкамланган магнит милини ва доиравий токли контурни киритамиз. Юқорида қайд этганимиздек, магнит милини ва доиравий токли контурни магнит диполлари деб кўриш мумкин. Магнит майдон ҳар икки диполга шундай таъсир этадики, уларнинг магнит диполь моментлари  $\vec{P}_m$  магнит майдон индукция вектори  $\vec{B}$  нинг йўналишида жойлашиб қолади (8.10-расм). Электр ва магнит майдонларнинг ўз диполларига кўрсатган таъсирлари бир-бирига жуда ўхшаш. Бинобарин, электр майдон учун ўринли бўлган (2.2) ифодани магнит милига ёки ток контурига ҳам татбиқ этиш мумкин:



8.9-расм.

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{B}]. \quad (8.3)$$

Диполь магнит momenti вектори  $\vec{P}_m$  нинг индукция вектори  $\vec{B}$  га бўлган вектор кўпайтмаси магнит майдон ай-



8.10-расм.

лантирувчи моментининг векторига тенг. Бу моментнинг сон қиймати

$$M = P_m B \sin \alpha \quad (8.4)$$

тенглама билан топилади. Бунда  $\alpha$  бурчак —  $\vec{P}_m$  векторнинг йўналиши билан  $\vec{B}$  векторнинг йўналиши орасидаги бурчак. (8.4) тенгламага кўра, магнит моментининг вектори  $\vec{P}_m$  индукция вектори  $\vec{B}$  га тик жойлашганда магнит майдоннинг айлантирувчи моменти максимал қийматга эришади. Бундан магнит майдон индукциясининг қиймати

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} = \frac{M_{\max}}{IS} \quad (8.5)$$

ифодага кўра аниқланади. (8.4) ифодадан аёнки,  $\vec{P}_m$  ва  $\vec{B}$  векторлар бир хил йўналишга эга бўлса айлантирувчи момент нолга тенг ( $M = 0$ ). Демак, магнит майдон куч таъсирини аниқлашда сезгич сифатида киритилган магнит миллининг ёки доиравий токли контурнинг магнит моменти магнит майдон индукция вектори йўналишида жойлашганда ҳар икки диполь мувозанат вазиятини эгаллайди.

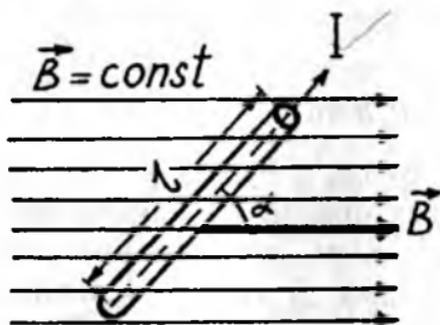
## 8.2-§. Ампер қонуни

Олдинги параграфнинг мазмунидан маълум бўлдики, токли ўтказгич атрофида пайдо бўлган майдон бу майдонга жойлаштирилган магнит миллиарига бирор куч билан таъсир қилади. Лекин тажрибада бу ҳодисанинг тескариси ҳам кузатилиши мумкин. Масалан, Ампер ўтказган тажрибаларда  $l$  узунликдаги ўтказгич индукцияси ўзгармас ( $\vec{B} = \text{const}$ ) бўлган магнит майдоннинг куч чиқиқларига тик ўрнатилиб, ундан  $I$  ток ўтказилганда, магнит майдон бу токли ўтказгичга

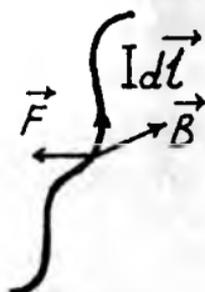
$$F = I \cdot B \cdot l \quad (8.6)$$

куч билан таъсир қилиши аниқланган.  $l$  билан  $B$  орасидаги бурчак  $\alpha$  га тенг бўлганда, кучнинг қиймати ўзгаради ва юқоридаги тенглама

$$F = IBl \sin \alpha \quad (8.7)$$



8.11-расм.



8.12-расм.

шаклни олади. Бу ифода Ампер қонунининг математик кўринишидир. (8.7) кўринишда ёзилган Ампер қонуни фақат бир жинсли магнит майдон учун ўринли. Магнит куч чизиқлари параллел бўлган майдон бир жинсли бўлади. Бу майдоннинг ихтиёрий нуқтасида индукция вектори  $B$  миқдор ва йўналиш жиҳатдан ўзгармас қолади (8.11-расм). Бир жинсли магнит майдонга берилган ушбу изоҳдан кейин (8.7) кўринишдаги Ампер қонунига таъриф берайлик. *Бир жинсли магнит майдонга киритилган токли ўтказгичга таъсир этаётган куч ўтказгичдан ўтаётган ток кучи  $I$  га, магнит индукцияси  $B$  га, ўтказгич узунлиги  $l$  га ва ўтказгичдаги ток кучи йўналиши билан индукция вектори орасидаги бурчакнинг синусига тўғри пропорционал.*

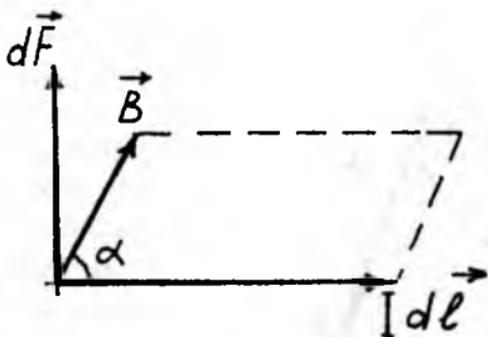
Энди (8.7) ифодани бир жинсли бўлмаган магнит майдонга татбиқ этайлик. Бунда  $Idl$  ток элементи деган тушунча киритилади. У ток йўналишида олинган вектор катталиқ, яъни  $Id\vec{l}$ . Ток элементи ток оқаётган ўтказгичда хаёлан олинган чексиз кичик бўлакча бўлиб, бу элемент индукция вектори  $\vec{B}$  ўзгармас бўлган магнит майдонда жойлашган деб фараз қиламиз (8.12-расм). (8.7) тенгламага биноан, ток элементига қўйилган Ампер кучининг элементар қиймати.

$$dF = IBdl \sin \alpha .$$

ифодага кўра аниқланади; Бунда  $\alpha$  — ток элементининг  $Id\vec{l}$  йўналиши билан индукция вектори  $\vec{B}$  орасидаги бурчак. Юқоридаги ифодани вектор шаклида қуйидагича ёзамиз:

$$d\vec{F} = I [d\vec{l} \vec{B}]. \quad (8.8)$$

Икки векторнинг вектор кўпайтмаси 8.13-расмда кўрсатилган ўнг винт учлигини ҳосил қилади. Бинобарин Ампер кучи  $I d\vec{l}$  ва  $\vec{B}$  векторлар ҳосил қилган текисликка тикдир.



8.13-расм.

Магнит майдоннинг таъсирини белгилашда Ампер кучининг йўналиши

аниқлаш лозим бўлади. Бунда Ампер тақлиф этган қондани келтирайлик. Кузатувчи индукция йўналишида жойлашганда яъни майдон унинг орқа томонидан олд томонига йўналса, **ток унинг оёғидан кириб бошидан чиқса, кузатувчининг чап елкаси куч йўналишини кўрсатади.** Ҳозирги вақтда йўналишни аниқлашда чап қўл қондаси қулай келади. Агар ёйилган чап қўл кафтига  $\vec{B}$  вектори кирадиган бўлса, параллел 4 та бармоқни ток йўналиши билан мосласак, очилган бош бармоқ кучнинг йўналишини кўрсатади.

Ампер қонуни билан аниқланадиган электромагнит кучни Кулон қонуни билан ифодаланадиган электр ва Ньютон қонуни билан топиладиган гравитация кучлари билан солиштирсак, улар орасида фарқ борлигини аниқлаймиз. Электр ва гравитация кучлари марказий кучлар. Улар ўз таъсирини майдон куч чизиқлари йўналишида узатади. Ампер кучининг таъсири эса магнит майдон куч чизиқларига тик йўналган. Бунда магнит майдон электр ва гравитация майдонлари каби потенциал майдон эмаслиги ҳақида кейинроқ фикр юритамиз.

### 8.3-§. Био — Савар — Лаплас қонуни

Ўзгармас магнитнинг токли ўтказгичга кўрсатадиган таъсирини текшириш орқали бу магнитнинг индукциясини Ампер қонунига кўра аниқлаш мумкин. Лекин, токли ўтказгич атрофидаги магнит майдон индукциясини қандай аниқлаш мумкин, деган савол туғилади. Бу саволнинг ечими шу билан мураккабки, магнит майдон электр майдон каби ўз зарядига эга эмас.



8.14-расм.

1820 йилда француз олимлари Ж. Био ва Ф. Савар магнит мили ёрдамида ҳар хил шаклдаги тоқларнинг магнит майдонларини текширишади. Ўз тажрибаларига асосан улар тоқли ўтказгич магнит майдонининг таъсири ўтказгичдан ўтаётган тоққа, ўтказгич узунлигига ва шаклига, ўтказгич билан майдон таъсири текшириლაётган нуқта орасидаги масофага боғлиқ эканлигини кузатишди. Олинган натижалар асосида улар ихтиёр шаклдаги тоқнинг магнит индукциясини аниқлаш имкониятини берувчи формулани топишга интилишган. Аммо

бу изланишлар натижасиз тугаганидан сўнг бу икки олим буюк француз математики П. Лаплас ёрдамида ушбу масалани ҳал этишди. Масалани ҳал этишда тоқли ўтказгич фикран чексиз кичик тоқ элементларига ажратилади. 8.14-расмда тоқли ўтказгичда фикран ажратилган тоқ элементларидан бири  $Idl$  кўрсатилган. Лаплас бу тоқ элементини магнит зарядга қиёс этади. Фазонинг  $A$  нуқтасида  $Idl$  тоқ элементи уйғотган магнит майдоннинг элементар индукция векторини  $d\vec{B}$  деб белгилайлик. Табиийки,  $A$  нуқтада нафақат биз ажратиб олган тоқ элементи, балки тоқли ўтказгичда фикран олинган бошқа тоқ элементлари ҳам ўз магнит майдонини ҳосил қилади. Бинобарин  $A$  нуқтадаги натижавий индукция  $\vec{B}$  чексиз кичик тоқ элементлари уйғотган элементар индукция векторларнинг вектор йиғиндисина тенг:

$$\vec{B} = \int d\vec{B}. \quad (8.9)$$

Тоқ элементи  $Idl$  нинг

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I [d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (8.10)$$

шаклдаги элементар индукция вектори учун чиқарилган бу ифодаси Био-Савар-Лаплас қонуни номини олган. Бунда  $\mu_0$  — магнит доимийси;  $\mu$  — тоқ киритилган

муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги;  $r$  —  $Idl$  ток элементидан кўриладиётган нуқтага ўтказилган радиус-вектор. Био — Савар — Лаплас қонуни билан аниқланган элементар индукция вектори  $d\vec{B}$  нинг модули:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \alpha, \quad (8.11)$$

бунда  $\alpha$  — ток элементи  $Idl$  билан радиус-вектор  $\vec{r}$  орасидаги бурчак.

Шартли равишда магнит заряд деб олинган  $Idl$  ток элементининг магнит индукция векторини нуқтавий заряд электр майдон кучланганлиги (1.11) билан солиштирайлик. Бунда улар орасидаги номутаносиблик яққол кўзга ташланади. Улар орасидаги принципиал фарқ (8.11) ифодада иштирок этган  $dl \sin \varphi$  элементитадир. Бу элемент индукция вектори  $\vec{B}$  нинг куч чизиқлари ёпиқ эканлигини кўрсатади. Бундай элементдан маҳрум бўлган  $\vec{E}$  векторнинг куч чизиқлари эса очик. Ҳар икки вектор муҳитнинг табиатига боғлиқ ва бу хусусиятлари билан улар бир-бирларига ўхшаш. Лекин  $\vec{B}$  муҳитнинг магнит сингдирувчанлигини  $\mu$  га тўғри,  $\vec{E}$  эса муҳитнинг электр сингдирувчанлиги  $\epsilon$  га тескари пропорционал.

Майдоннинг куч характеристикаси сифатида иккинчи физик катталиқ — электр майдон кучланганлиги кiritилган. У майдон индукция вектори  $B$  билан  $B = \mu_0 \mu \bar{H}$  ифода орқали боғланган магнит майдон кучланганлиги  $\bar{H}$  тоқлар ҳосил қилган майдоннинг куч таъсирини белгилайди. Бинобарин, бу катталиқ тоқлар ҳосил қилган магнит майдон фазосини тўлдириб турувчи модданинг магнитланганлигига, яъни модданинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  га боғлиқ эмас. Магнит майдон кучланганлиги  $\bar{H}$  вектор катталиқ. Унинг йўналиши индукция вектори  $\vec{B}$  нинг йўналиши билан аниқланади. Бу келтирилган изоҳга ва Био — Савар — Лаплас қонунига биноан  $Idl$  ток элементининг магнит майдон кучланганлиги

$$d\bar{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I(d\vec{l}\vec{r})}{r^3} \quad (8.11,a)$$

ифодадан ҳисобланади.

Био-Савар-Лаплас қонунининг (8.11) ва (8.11,а) шаклидаги ифодаларини ўзаро таққослаш орқали магнит майдон индукция вектори билан магнит майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни топиш мумкин, яъни  $d\vec{B} = \mu_0 \mu d\vec{H}$  ёки  $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ . (8.12)

Био-Савар-Лаплас қонунининг (8.11) шаклдаги ифодасида ва (8.12) формулада модданинг магнитланганлигини белгиловчи катталиқ  $\mu$ -магнит сингдирувчанлик иштирок этган. Бу катталиқ бевосита модданинг атом тузилиши билан боғлиқ. Шу боисдан  $\mu$  нинг физик моҳияти модданинг магнит хоссаларига бағишланган 10-бобда батафсил ёритилган. Вакуум учун  $\mu = 1$ . У ҳолда (8.12) ифода  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  кўринишда ёзилади. Юқорида келтирилган формулаларда физик катталиқларнинг ўлчовлари “СИ” тизими олинганлиги туфайли уларда  $\mu_0$  магнит доимийси иштирок этган. Унинг сон қиймати 8.6-§да келтирилган.

#### 8.4-§. Био — Савар — Лаплас қонунининг турли токли ўтказгичлар учун татбиқи

Био — Савар — Лаплас қонунининг (8.10) шаклдаги ифодасини турли хусусий ҳоллар учун татбиқ этайлик. Бу ифода турли шаклдаги токли ўтказгичларнинг магнит майдон индукциясини ҳисоблаш тенгламаси сифатида кенг қўлланилади. Энг кўп тарқалган токли ўтказгичлар тўғри чизикли ёки айланма шаклда бўлганлиги сабабли, шу кўринишдаги тоқларнинг магнит индукцияларини ҳисоблайлик.

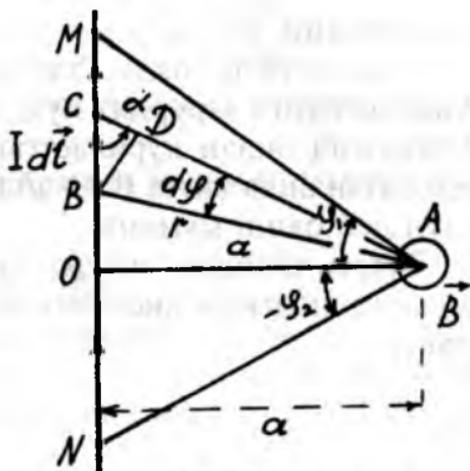
**1. Тўғри токнинг магнит майдон индукциясини ҳисоблаш.** 8.15-расмда ёпиқ занжирнинг тўғри чизикли қисми келтирилган.  $I dl$  ток элементнинг  $A$  нуқтадаги элементар индукцияси

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I dl}{r^2} \sin \alpha$$

тенгламадан топилади. Парма қоидасига асосан, тўғри токнинг ҳамма ток элементлари  $A$  нуқтада қиймати бир хил ва чизма текислигига тик йўналишга эга бўлган элементар индукцияларни уйғотади. (8.9) ифодадан  $A$  нуқтадаги натижавий индукция элементар индукцияларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$B = \int_l dB = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi} \int_l \frac{dl \cdot \sin \alpha}{r^2} \quad (8.13)$$

Токли ўтказгичга  $A$  нуқтадан туширилган тик чизиқнинг узунлигини  $a$  деб белгилайлик. Ўтказгичнинг икки ихтиёрий  $M$  ва  $N$  нуқталарини  $A$  нуқта билан бирлаштириб,  $MAN$  учбурчакни ҳосил қиламиз.  $M$  ва  $N$  нуқталар  $OA$  кесмага нисбатан  $A$  нуқтадан  $\varphi_1$  ва  $-\varphi_2$  бурчак остида кўринади.  $\varphi_2$  бурчакнинг ( $-$ ) ишораси билан бу бурчак  $OA$  тик чизиқнинг пастида ётиши эътиборга олинган. Тўғри токдан  $I dl$  ток элементини фикран ажратиб олайлик. Унинг учларини  $A$  нуқта билан бирлаштираемиз. У ҳолда  $I dl$  ток элементи  $A$  нуқтадан  $d\varphi$  бурчак остида кўринади. 8.15-расмдан  $dl = BC$ .  $AC$  кесмада  $AB$  га тенг кесмани ажратиб,  $BDC$  тўғри бурчакли учбурчакни ҳосил қиламиз. Бу учбурчакдан



8.15-расм.

$$dl = BC = \frac{BD}{\sin \alpha} \quad (8.14)$$

эканлигини топамиз. Иккинчи томондан  $BD$  кесмани маркази  $A$  нуқтада ётган, радиуси  $r$  бўлган айлананинг ёйига тенг деб олиш мумкин, яъни  $BD = r \cdot d\varphi$ . (8.14) тенгламадаги  $BD$  ни ўз қиймати билан алмаштириб,

$$dl \sin \varphi = rd\varphi \quad (8.15)$$

эканлигини аниқлаймиз. Тўғри бурчакли  $AOB$  учбурчакдан

$$AB = r = \frac{a}{\cos \varphi} \quad (8.16)$$

бўлади. (8.15) ва (8.16) тенгламаларни (8.13) га қўйсақ, у қуйидаги кўринишда келади:

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi a} \int_{-\varphi_2}^{\varphi_1} \cos \varphi \cdot d\varphi = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi a} (\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2).$$

Агар ўтказгич чексиз узун бўлса,  $-\varphi_2 \rightarrow -\frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi_1 \rightarrow +\frac{\pi}{2}$  бўлади ва юқоридаги тенгламадан чексиз узун тўғри токнинг индукцияси

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi a} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \varphi \cdot d\varphi = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi a} \sin \varphi \Big|_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} = \frac{\mu_0 \mu I}{2\pi a} \quad (8.17)$$

эканлигини топамиз.

Чексиз узун токли ўтказгични ҳосил қилиш мумкин эмас ва бунга зарурият йўқ. Агар ўтказгичнинг узунлиги  $l$  ўтказгич билан кўриляётган нуқта орасидаги масофага нисбатан анча катта ( $l \gg a$ ) бўлса, бу тўғри токни чексиз узун деб олиш мумкин.

Тўғри чизиқли чексиз узун токнинг магнит майдон кучланганлигини ҳисоблашда (8.12) тенгламадан фойдаланамиз:

$$H = \frac{I}{2\pi a} \quad (8.18)$$

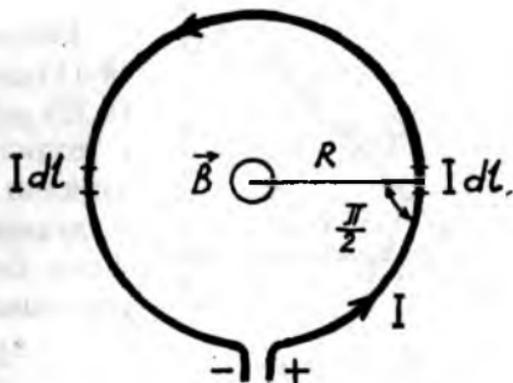
**2. Айланма токнинг марказидаги магнит индукциясини ҳисоблаш.** Радиуси  $R$  бўлган айланма токнинг ихтиёрий икки симметрик қисмидан  $Idl$  ток элементларини ажратайлик (8.16-расм). Ток элементларига парма қондасини татбиқ этиб, уларнинг индукциялари айлана марказидан бизга қараб йўналган эканлигини аниқлаймиз. Ток элементларида ток йўналиши бир томонлама. Бинобарин, ҳамма ток элементларининг индукциялари ҳам бир хил йўналишга эга. Радиус билан ток элементи орасидаги бурчак  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . У ҳолда (8.13) тенгламадан айланма токнинг магнит индукцияси

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 \mu I}{2R} \quad (8.19)$$

бўлади. Ёки (8.12)га асосан, айланма токнинг магнит майдон кучланганлиги:

$$H = \frac{I}{2R} \quad (8.20)$$

Шу ўринда Ер масштабига нисбатан унинг магнит майдони нақадар эканлигини кўрсатиб ўтайлик. Айланма ток марказида Ер магнит майдони кучланганлиги  $H = 55 \text{ А/м}$  бўлган магнит майдонни ҳосил қилиш учун экватор бўйлаб олинган ўтказгичдан  $I = 2R_{EP} \cdot H \approx 7 \cdot 10^8 \text{ А}$  ток ўтказиш лозим ( $R_{EP} = 6,37 \cdot 10^6 \text{ м}$ ).



8.16-расм.

(8.2) тенгламага кўра, айланма токнинг магнит моменти

$$P = IS = I\pi R^2$$

бўлади. Бундан ток кучини аниқлаб, (8.19) тенгламага қўйсақ, магнит индукция вектори билан магнит моменти орасидаги боғланишни ҳосил қиламиз:

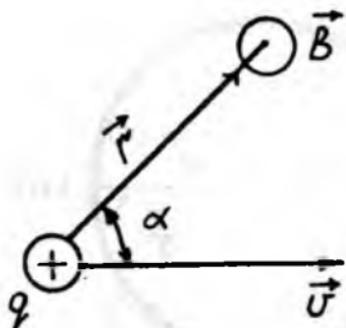
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi R} \vec{P}_m. \quad (8.21)$$

Тоқли контурнинг магнит моменти билан унинг индукцияси бир хил йўналишга эга.

3.  **$\vec{v}$  тезлик билан ҳаракат қилаётган зарядли зарранинг магнит индукциясини ҳисоблаш.** Магнит майдоннинг манбаи вазифасини аслида токни вужудга келтирувчи зарядли зарраларнинг тартибли ҳаракати бажаради. Бинобарин, бир хил йўналишга эга бўлган зарядли зарралар магнит майдонларининг суперпозицияси (умумий йигиндиси) токнинг магнит майдони сифатида намоён бўлади. Электрон назарияга асосан,  $Idl$  ток элементини унга эквивалент бўлган ток ташувчи зарралар сони билан алмаштириш мумкин, яъни

$$Idl = jS \cdot dl = qvnSdl = qV \cdot dN, \quad (8.22)$$

бунда  $q$  — ток ташувчи зарранинг заряди;  $v$  — ток ташувчи зарранинг ҳаракат тезлиги;  $dN$  — зарралар сони.



8.17-расм.

Био — Савар — Лаплас қонуни (8.11) даги  $Idl$  ток элементини (8.22) ифода билан алмаштирак,  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган  $q$  зарядли зарранинг магнит майдон индукциясини аниқлаш имкониятини берадиган ифодани ҳосил қиламиз:

$$B = \frac{dB}{dN} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \sin \alpha \quad (8.23)$$

Демак, ҳаракатдаги зарядли зарранинг магнит майдон индукцияси зарра зарядига, тезлигига, тезлик билан индукцияси аниқланаётган нуқта ўрнини белгиловчи радиус-вектор орасидаги бурчакнинг синусига тўғри, улар орасидаги масофа  $r$  нинг квадратиغا тесқари пропорционал. Ҳаракатдаги заряднинг майдон индукция векторининг йўналиши ҳам парма қондасига биноан аниқланади. Шу қоидага кўра 8.17-расмда келтирилган ҳаракатдаги заряднинг индукция вектори чизма текислигидан бизга томон йўналган. Манфий заряд айнан шу йўналишда ҳаракатланса, унинг индукция вектори биздан чизма текислигига қараб йўналган бўлади. (8.23) тенглама билан аниқланган индукциянинг вектор ифодаси

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{q}{r^3} s[\vec{v}\vec{r}] \quad (8.24)$$

шаклида ёзилади.

### 8.5-§. Тўла ток қонуни. Соленоид ва тороиднинг магнит майдон индукциясини ҳисоблаш

Био — Савар — Лаплас қонунига биноан магнит ва электр майдонларнинг куч чизиқлари билан боғлиқ бўлган принципаал фарқни яна бир бор муҳокама этайлик. Потенциал майдон бўлган электр майдоннинг куч чизиқлари очиқ. Электр майдон кучланганлигининг ихтиёрий ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси эса, (1.37) тенгламага асосан,  $\oint_l (\vec{E}d\vec{l}) = \oint E dl \cos \alpha = 0$  бўлади.  $\vec{E}$  векторни  $\vec{B}$  век-

тор билан алмаштирсак, магнит майдон индукция векторининг циркуляцияси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\oint (\vec{B}d\vec{l}) = \oint Bdl \cos \alpha. \quad (8.25)$$

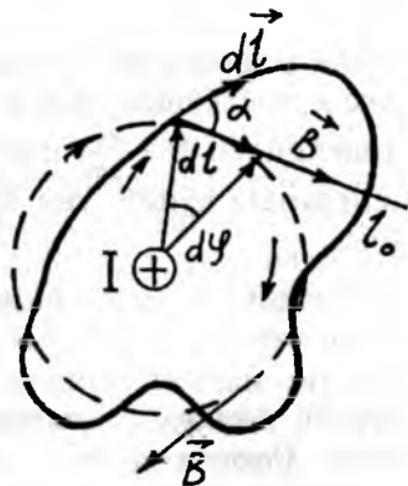
Магнит майдон ўз табиати жиҳатдан потенциал электр майдондан фарқ қилади. Шу боисдан юқоридаги (8.25) интеграл нолга тенг эмас. Бу интегрални ҳисоблаб чиқайлик.

Тўғри чизиқли токка тик бўлган текисликда (8.18-расм) ихтиёрий шаклдаги  $z$  контурни ўтказайлик. Тўғри чизиқли ток чизма текислигига тик йўналган. Парма қоидасига кўра, тўғри чизиқли токнинг магнит куч чизиқлари соат мили йўналиши бўйлаб йўналган айланалардан иборат. Шулардан биттаси 8.18-расмда келтирилган.  $z$  контурдан  $dl$  элементни ажратайлик. Индукция вектори  $\vec{B}$  тўғри ток магнит куч чизиғига уринма бўлиб йўналган. У ҳолда индукция вектори  $\vec{B}$  радиус-вектор  $\vec{r}$  га тик йўналган бўлиб, у  $d\vec{l}$  элементар вектор билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади. Шаклдан

$$(\vec{B}d\vec{l}) = Bdl \cos \alpha \quad (8.26)$$

эканлигини аниқлаймиз.  $l$  контурнинг  $dl$  элементини ток маркази  $I$  билан бирлаштирамиз. 8.18-расмдан радиуси  $r$  бўлган айлана ёйи билан устма-уст тушган кесма  $dl_0$  нинг узунлиги  $dl$  кесма узунлиги билан қуйидагича боғланган  $dl_0 = dl \cos \varphi$ . Иккинчи томондан  $dl_0$  кесманинг узунлиги радиуси  $r$  бўлган айлана ёйига тенг.  $d\varphi$  марказий бурчакка мос бўлган  $dl_0$  ёйнинг узунлигини айлана радиуси орқали аниқлаймиз:  $dl_0 = rd\varphi$ . Келтирилган мулоҳазаларга кўра, (8.26) тенгламани яна бундай ёзиш мумкин:

$$(\vec{B}d\vec{l}) = Bdl \cos \alpha = Bdl_0 = Brd\varphi \quad (8.27)$$



8.18-расм.

Тўғри ток вакуумда олинган бўлса, магнит сингдирувчанлик  $\mu = 1$  бўлиб, (8.17)га асосан, тўғри токнинг магнит индукцияси  $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$  шаклида олинади. Бу ифодани (8.27) тенгламага қўйиб, уни ёпиқ контур бўйича интеграллаймиз:

$$\oint (\vec{B}d\vec{l}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi = \mu_0 I. \quad (8.28)$$

Демак, магнит майдон индукциясининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси контурнинг шаклига боғлиқ эмас экан. *Магнит майдон индукциясининг ёпиқ контур бўйлаб олинган циркуляцияси контур қамраб олган ток кучи  $I$  нинг магнит доимийси  $\mu_0$  га кўпайтмаси билан аниқланади.* Ёпиқ контур бир неча тоқларни қамраб олган бўлса, юқоридagi ифода

$$\oint (\vec{B}d\vec{l}) = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i \quad (8.29)$$

кўринишни олади. Бу ифодани, (8.12) тенгламага бинотан, магнит майдон кучланганлиги учун ҳам ёзиш мумкин:

$$\oint (\vec{H}d\vec{l}) = \sum_{i=1}^n I_i \quad (8.30)$$

Шундай қилиб, *магнит майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб олинган циркуляцияси контур қамраб олган тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.* Бунда кучланганлик йўналиши контурнинг айланиш йўналишига мос бўлса, тоқлар мусбат ишора билан, аксинча, тесқари бўлса, тоқлар манфий ишора билан олинади.

Магнит майдон индукциясининг ёки магнит майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси ҳақидаги қонун, яъни (8.29) ва (8.30) тенгламалар, одатда, тўла ток қонунини дейилади. Тўла ток қонунини электр майдон циркуляцияси билан солиштирсак, улар орасидаги фарқ яққол намоён бўлади. Бу фарқдан хулоса шуки, магнит майдон электр майдондан фарқли ўлароқ потенциал майдон эмас. *Магнит майдоннинг куч чизиқлари доимо ёпиқ.* Хусусан, тўғри ток магнит майдонининг

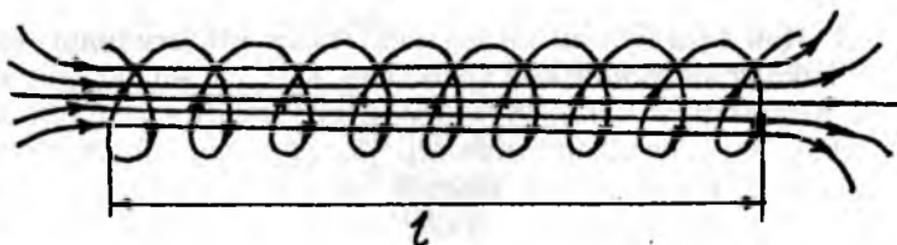
куч чизиклари айланалардан иборат бўлиб, токка яқин нуқталарда уларнинг зичлиги юқори ва токдан узоқлашган сари куч чизикларининг зичлиги камайиб боради (8.5-расмга қ.). Куч чизикларининг бундай тақсимоти газ ва суюқликларнинг ујорма оқимида кузатилади. Шу боисдан магнит майдон **ујормавий майдон** деб аталади.

Электротехникада тўла ток қонуни турли шаклдаги тоқларнинг магнит майдон индукциясини ҳисоблаш усули сифатида кенг қўлланилади. Шулардан айримларини кўриб чиқайлик.

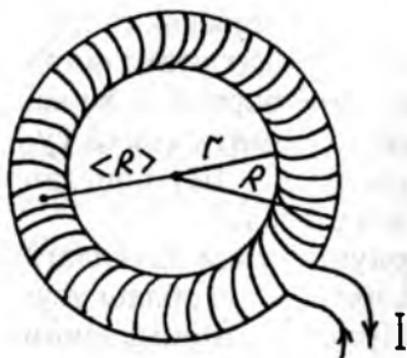
**1. Соленоиднинг магнит майдонини ҳисоблаш.** *Ўзакка ўралган яхлит сим чулғамлари соленоид дейилади.* Узунлиги  $l$  ўз диаметри  $d$  га нисбатан анча катта ( $l \gg d$ ) бўлган соленоидни чексиз узун деб ҳисоблаш мумкин. Унинг ўрамларидан бир хил ток ўтади. Ҳар бир ўрам ҳосил қилган майдонлар жамланиб соленоид магнит майдонини юзага келтиради. Индукция куч чизиклари соленоид ичида параллел ва жуда зич (8.19-расм) жойлашган бўлиб соленоид ичидаги магнит майдон бир жинслидир ( $B = \text{const}$ ). Соленоид ташқарисида эса магнит куч чизиклари ҳар бир кетма-кет ўрамнинг. Магнит майдони бир-бирига нисбатан қарама-қарши йўналишда бўлгани майдонлар бир-бирини сўндиради. Бу мулоҳазага асосан, чексиз узун тоқли соленоид учун тўла ток қонунини

$$\int_0^l H dl = IN$$

шаклда ёзамиз. Бундан соленоид ичидаги ҳажмда бир хил қийматга эга бўлган магнит майдон кучланганлигининг ифодасига келиш мумкин:



8.19-расм.



8.20-расм.

$$H = \frac{IN}{l} = In, \quad (8.31)$$

бунда  $N$  — ўрамлар сони;  $l$  — соленоид узунлиги;  $n$  — бирлик узунликдаги ўрамлар сони.  $H$  билан  $B$  орасидаги боғланиш (8.12) га кўра, соленоиднинг магнит майдон индукциясини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$B = \mu_0 \mu I n \quad (8.32)$$

Демак, соленоид ичидаги магнит майдон соленоиддан ўтаётган токка, бирлик узунлигидаги ўрамлар сонига ва муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига пропорционал экан.

**2. Тороиднинг магнит майдонини ҳисоблаш.** Радиуси  $R$  бўлган халқа шаклидаги соленоид (8.20-расм) тороид дейилади. Тороиддан  $I$  ток ўтса ҳар бир ўрам ҳосил қилган магнит майдон тороид ичида жамланади. Тороид радиусининг ўртача қиймати тороиднинг ички  $r$  ва ташқи  $R$  радиуслари йиғиндисининг ярмисига тенг, яъни  $\langle R \rangle = \frac{r+R}{2}$ . У ҳолда тороид ўқининг узунлиги  $l = 2\pi \langle R \rangle$ . Бу узунликни (8.31) тенгламага қўйсақ, тороид ичидаги ўзгармас магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{IN}{l} = \frac{IN}{2\pi \langle R \rangle} \quad (8.33)$$

тенглама билан аниқланади. (8.12) тенгламага асосан, тороид ичидаги бир жинсли майдоннинг магнит индукцияси қуйидагига тенг:

$$B = \frac{\mu_0 \mu I N}{2\pi \langle R \rangle} \quad (8.34)$$

**3. Ичи бўш бўлган цилиндрик токли ўтказгичнинг магнит майдон индукциясини ҳисоблаш.** 8.21-расмда келтирилган цилиндрик токли ўтказгичнинг магнит майдонини ҳисоблашда, маркази цилиндр ўқида ётган айланаларни ўтказамиз. Ички контур қамраб олган ток нолга тенг. Бинобарин, цилиндрнинг ички қисмида магнит майдон бўлмайди. Ташқи контурни қамраб олган ток эса  $I$  га тенг. (8.30) тенгламага биноан, радиуси  $R$  бўлган контур бўйлаб магнит майдон кучланганлигининг циркуляцияси

$$\oint_l (H d\vec{l}) = \int_0^{2\pi R} H dl = I$$

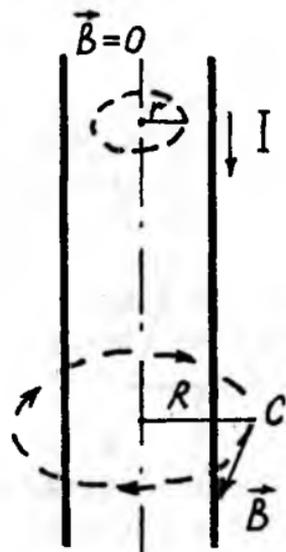
бўлади. Бундан цилиндрик токли ўтказгичнинг ташқарисидаги магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2\pi R} \quad (8.35)$$

бунда  $R$  — цилиндр ўқидан кўриляётган  $C$  нуқтагача бўлган масофа. (8.12) тенгламани (8.35) га қўйиб,  $C$  нуқтадаги магнит майдон индукциясини аниқлаймиз:

$$B = \frac{\mu_0 \mu I}{2\pi R}, \quad (8.36)$$

бунда  $\mu$  — цилиндрик токли ўтказгич киритилган муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги.

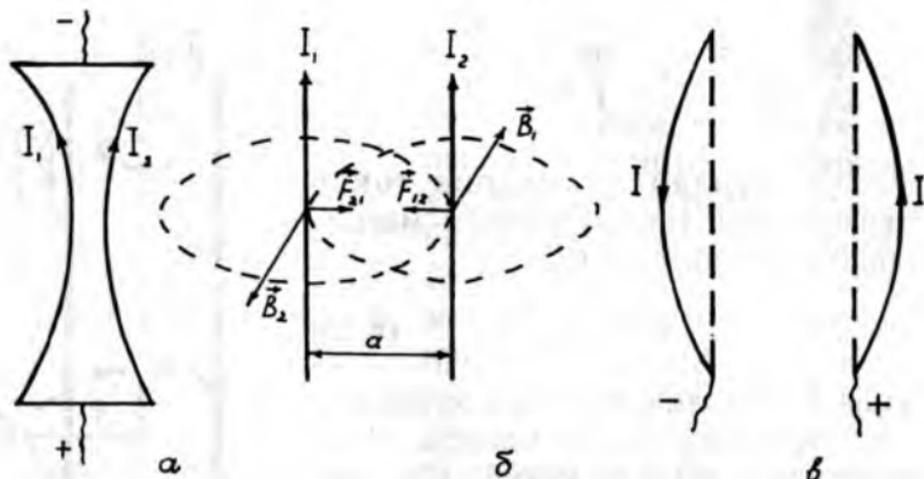


8.21-расм.

## 8.6-§. Параллел тоklarнинг ўзаро таъсири

Ампер ва Био—Савар—Лаплас қонунларидан келиб чиқадиган натижалардан бири бирор токнинг магнит майдонига иккинчи ток киритилганда уларнинг ўзаро таъсирлашишидир. Фикримизнинг далили сифатида параллел тоklarнинг ўзаро таъсир кучини аниқлайлик. Икки параллел ўтказгичдан бир хил йўналишда  $I_1$  ва  $I_2$  тоklar оқаётган бўлсин. Био — Савар — Лаплас қонунига асосан юзага келадиган магнит майдоннинг йўналишини ва шу магнит майдонга қўйилган токли ўтказгичга кўрсатилган таъсир кучининг Ампер қонунига биноан йўналганлигини эсласак, улар ўзаро тортишишини аниқлаймиз (8.22, а-расм). Ампер ва Био — Савар — Лаплас қонунларига кўра (8.36) тенгламадан  $I_1$  токнинг ундан  $a$  масофада ётган нуқтадаги магнит майдон индукцияси

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu I_1}{2\pi a}$$



8.22-расм.

ифода орқали ҳисобланади. Парма қоидасини татбиқ этиб  $\vec{B}_1$  индукция вектори биздан китоб текислигига тик равишда йўналган эканлигини аниқлаймиз. Ампер қоидасига кўра,  $I_1$  ток магнит майдоннинг  $I_2$  токка кўрсатган таъсир кучи 8.22,б-расмда кўрсатилган йўналишга эга. Ампер қонунига биноан бу кучнинг қиймати

$$F_{12} = I_2 B_1 l_2 = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi a} l_2,$$

бунда  $l_2$  — иккинчи токли ўтказгичнинг узунлиги.

Худди шу усул билан  $I_2$  токнинг ундан  $a$  масофада ётган нуқтадаги индукциясини аниқлаймиз:

$$B_2 = \frac{\mu_0 \mu I_2}{2\pi a}.$$

Бу индукция вектори китоб текислигидан бизга қараб йўналган. Шу боисдан  $I_2$  ток магнит майдонининг  $I_1$  токка кўрсатган таъсир кучи  $\vec{F}_{21}$  нинг йўналиши  $\vec{F}_{12}$  кучнинг йўналишига тескари бўлади. Бу кучнинг қиймати эса

$$\vec{F}_{21} = I_1 B_2 l_1 = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi a} l_1$$

тенгламадан аниқланади; бунда  $l_1$  — биринчи токли ўтказгичнинг узунлиги. Агар ҳар иккала ўтказгич таъсирлашаётган қисмларининг узунликлари ўзаро тенг ( $l_1 = l_2 = l$ ) бўлса, икки параллел тоқлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ҳам бир-бирига тенг бўлади:

$$F = F_{12} = F_{21} = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi a}.$$

Демак, икки параллел ўтказгичдан оқаетган тоқлар бир хил йўналишга эга бўлганда улар бир-бирига тортилар экан. Аксинча тоқлар қарама-қарши йўналишларда оқса бу тоқли ўтказгичлар бир-биридан итарилади (8.22, в-расм).

Юқоридаги ифодадан бир бирлик узунликдаги тоқли ўтказгичга таъсир этаётган электромагнит кучнинг қиймати

$$\frac{F}{l} = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2}{2\pi a}. \quad (8.37)$$

Бу ифодадан ток кучининг СИ бирликлар тизимида қабул қилинган бирлиги — ампернинг таърифи келиб чиқади 1 ампер (А) шундай ўзгармас ток кучи, у вакуумда бир-биридан 1 м узоқликда жойлашган чексиз узун икки параллел ўтказгичлардан ўтганда, уларнинг ҳар бир узунлик бирлигига ўзаро  $2 \cdot 10^{-7}$  Н куч билан таъсирлашув кучи юзага келади. Ток кучи бирлигининг бу тартибда аниқла-нишида электромагнит таъсири жуда кучсиз ва амалий мақсадларда деярли ишлатилмайди.

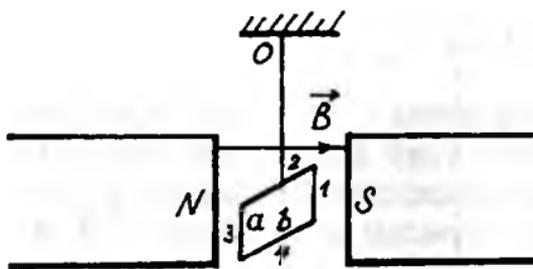
Ампер таърифидан фойдаланиб магнит доимийси  $\mu_0$  нинг қийматини ва бирлигини аниқлайлик. Бунинг учун  $I_1 = I_2 = 1$  А деб оламиз. Тоқлар орасидаги масофа  $a = 1$  м бўлса, (8.37) тенглама

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

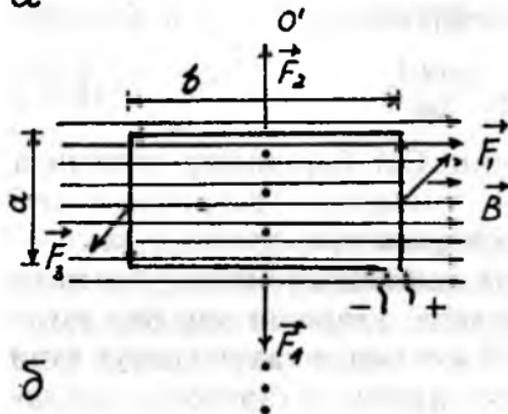
кўринишда ёзилади. Бундан магнит доимийсининг қий-мати ва бирлиги  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$  ёки  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$  эканлигини аниқлаймиз.

### 8.7-§. Магнит майдоннинг тоқли контурга таъсири

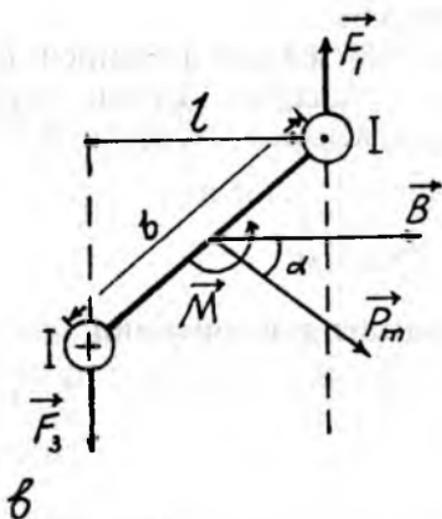
Электромагнетизмга оид 8.1-§ да ўзгармас магнит ва тоқли контур магнит майдон куч чизиқларининг тақси-моти билан танишган эдик. Бунда магнит майдонга тоқли контур киритилса, унга айлантирувчи магнит момент таъ-сир қилади, деган хулосага келдик. Энди, Ампер қонуни



а



б



в

8.23-расм.

ва қондаси билан та-нишганимиздан кейин, бу хулосани чуқурроқ таҳлил қилайлик.

Магнитланиш хос-сасига эга бўлмаган тўртбурчак шаклида бу-килган ўтказгич кўзғол-мас  $O$  нуқтага 8.23, а-расмда кўрсатилгандек, ип билан осилган бўлсин. Томонлари узунлиги “ $a$ ” ва “ $b$ ” бўлган бу рамканинг тўрт томонини 1, 2, 3, 4 тартибда белгилайлик. Токсиз контур индукцияси  $\vec{B}$  бўлган ўзгар-мас магнит майдонга киритилса, у ихтиёрий вазиятлардан бирини эгаллайди. Рамка ўзгар-мас ток манбаига улан-ганда ундан  $I$  ток ўтади ва вазият бутунлай ўзга-ради (8.23, б-расм). Ам-пер қонунига асосан, контурнинг ҳар бир то-монига индукция куч чизиқларига тик йўна-лишда электромагнит кучлари таъсир этади. Бунда  $\vec{F}_2, \vec{F}_4$  кучлар ай-ланиш ўқи  $OO'$  бўйлаб йўналган. Бу кучлар-

нинг айлантирувчи моменти нолга тенг. Улар рамкани  $OO'$  йўналишида деформациялайди, холос.  $\vec{F}_1$  ва  $\vec{F}_3$  кучларга келсак,  $\vec{F}_1$  куч биздан чизма текислигига тик йўналган.  $\vec{F}_3$  куч эса чизма текислигидан биз томонга йўналган. Ҳар

икки куч қарама-қарши йўналган параллел кучлардир. Бу кучлар таъсирида рамка айлана бошлайди. Ампер қонунига кўра, бу кучларнинг қиймати

$$F_1 = F_3 = Iba. \quad (8.33)$$

Индукция вектори  $\vec{B}$  рамканинг  $1$  ва  $3$  томонларига тик йўналган бўлса, куч елкаси  $l = b$  бўлади. Бу шарт бажарилмаган қолган ҳолларда кучнинг елкаси 8.23, в- расмда келтирилган шаклга биноан топилади. Бунда рамканинг  $1$  томонидан оқаётган  $I$  ток чизма текислигидан бизга қараб йўналган бўлса,  $3$  томондан оқаётган  $I$  ток биздан чизма текислигига қараб йўналган. Контурнинг магнит моменти  $P_m$  индукция вектори билан  $a$  бурчак ҳосил қилади. Шу боисдан  $F_1$  ва  $F_3$  кучларнинг куч елкаси  $l = b \sin \alpha$ . У ҳолда бу кучларнинг айлантирувчи моменти

$$M = F_1 \cdot l = IBab \sin \alpha = ISB \sin \alpha \quad (8.39)$$

бўлади. Бунда  $S = ab$  контурнинг юзи. Контурнинг магнит моменти  $P_m = IS$  ифода орқали аниқланганидан, (8.39) тенгламани яна бундай ёзиш мумкин:

$$M = P_m B \sin \alpha. \quad (8.40)$$

Бу ифоданинг вектор кўриниши

$$\vec{M} = \left[ \vec{P}_m \cdot \vec{B} \right] \quad (8.41)$$

шаклга эга. Юқорида келтирилган (8.40) тенгламадан куйидаги хулосалар келиб чиқади: *биринчидан*, контурнинг айлантирувчи моменти  $M$ , контурнинг шаклига боғлиқ эмас; *иккинчидан* айлантирувчи моментнинг таъсири шундай йўналганки, бу йўналиш  $\vec{P}_m$  ва  $\vec{B}$  векторларнинг бир хил йўналишда жойлашишини таъминлайди; *учинчидан*,  $\vec{P}_m$  ва  $\vec{B}$  векторлар бир хил ёки қарама-қарши йўналишга эга бўлганда айлантирувчи момент нолга тенг бўлади. Аммо рамка ўз инерцияси туфайли ҳаракат қилиб нолдан фарқли айлантирувчи момент таъсири мавжуд бўлган соҳага ўтади. Демак, токли рамка ўзгармас майдонга киритилса, у айлана бошлайди.

### 8.8-§. Магнит майдон индукция вектори оқими. Магнитли занжирлар

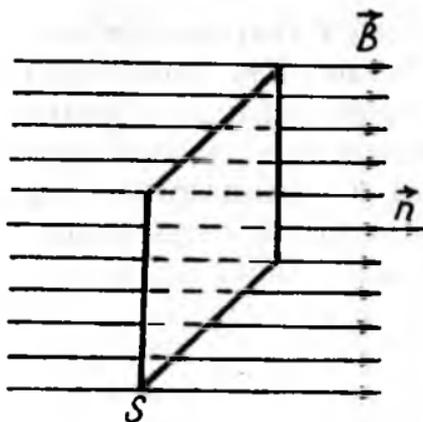
Электр ва магнит майдонларни таққослаш асосида киритилган катталиклардан яна бири билан танишайлик. У индукция вектори оқими ёки оддийгина магнит оқими деб аталади. Майдон оқимининг умумий ифодаси (2.24) га асосан бир жинсли магнит майдон куч чизиқларига тик ўрнатилган  $S$  сирт орқали ўтган магнит оқими

$$\Phi_m = BS \quad (8.42)$$

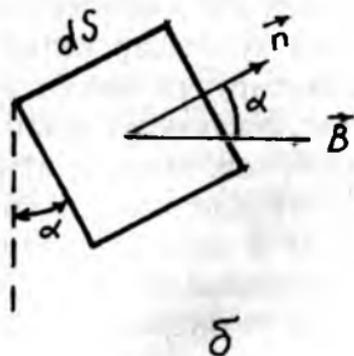
формулага асосан аниқланади. 8.24,а-расмдан равшанки,  $S$  сирт индукция куч чизиқларига тик бўлганда,  $S$  сиртнинг юз томон ҳолатини белгиловчи  $\vec{n}$  нормал индукция векторининг йўналишида бўлади.  $S$  сирт қийматининг нормалга бўлган кўпайтмасини  $\vec{S} = S \cdot \vec{n}$  вектор кўринишда олиш мумкин. У ҳолда юқоридаги (8.42) тенглама икки векторнинг скаляр кўпайтмаси шаклида ёзилади:

$$\Phi_m = (\vec{B}\vec{S}). \quad (8.43)$$

Олинган бу ифодани бир жинсли бўлмаган магнит майдон учун умумлаштирамиз. Агар магнит майдон бир жинсли бўлмаса, унда магнит оқими чексиз кичик  $dS$  юзага нисбатан ҳисобланади (8.24, б-расм).  $dS$  элементар сиртнинг жойлашишини аниқловчи  $\vec{n}$  нормал индукция век-



а



8.24-расм.

тори билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган бўлсин. (8.43) тенгламага биноан  $dS$  элементар сирт орқали ўтган магнит оқими

$$d\Phi_m = (\vec{B}d\vec{S}) = B \cos \alpha dS = B_n dS \quad (8.44)$$

тенглама орқали аниқланади.

Бунда  $B_n$  индукция вектори  $\vec{B}$  нинг нормалга бўлган проекциясидир.  $\vec{n}$  нормал билан индукция вектори  $\vec{B}$  орасидаги бурчак  $\alpha$  нинг қийматига қараб сирт орқали ўтган магнит оқими мусбат ( $\Phi_m > 0$ ), ноль ( $\Phi_m = 0$ ) ёки манфий ( $\Phi_m < 0$ ) бўлади. Бу мулоҳазани  $S$  ёпиқ сирт учун татбиқ этайлик (8.25-расм). Ёпиқ сиртга кираётган куч чизиқлари сиртга ўтказилган нормалга тескари йўналишда бўлиши мумкин.



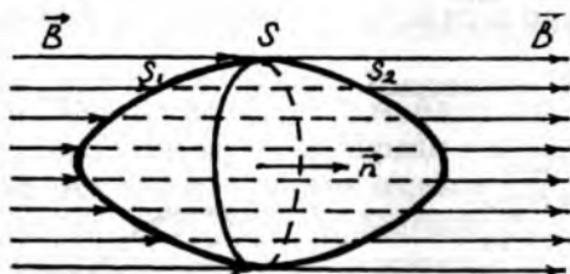
8.25-расм.

Шу боисдан сиртга кираётган магнит оқими доимо манфий ( $\Phi_m < 0$ ) бўлади. Сиртдан чиқаётган куч чизиқлари нормаль йўналишида бўлганидан, сиртдан чиқаётган магнит оқими мусбат ( $\Phi_m > 0$ ). Бундан хулоса шуки, ихтиёрӣ ёпиқ сирт орқали ўтаётган магнит оқимининг тўлиқ қиймати

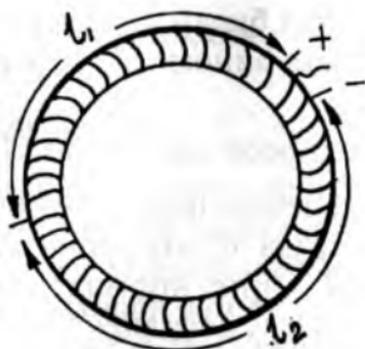
$$\oint_S (\vec{B}d\vec{S}) = \oint_S B_n dS = 0. \quad (8.44)$$

Магнит майдон учун Гаусс теоремасини ифодаловчи бу формула магнит заряди йўқ эканлигини исботлайди. Гаусс теоремасини чуқурроқ таҳлил қилиш мақсадида ёпиқ сиртни  $S$  кесим билан иккига ажратамиз. Магнит оқими  $S$  кесим билан туташган  $S_1$  ва  $S_2$  сиртларни кесиб ўтсин (8.26-расм).  $S$  кесимга ўтказилган нормалга нисбатан (8.44) ифодани 8.26-расмда кўрсатилган  $S_1$  ва  $S_2$  сиртлар бўйича иккига ажратамиз:

$$\int_{S_1+S_2} B_n dS = -\int_{S_1} B_n dS + \int_{S_2} B_n dS = 0.$$



8.26-рasm.



8.27-рasm.

Бундан қуйидаги тенглик ҳосил бўлади:

$$\int_{S_1} B_n dS = - \int_{S_2} B_n dS \quad \text{ёки} \quad \Phi_{m1} = \Phi_{m2} \quad (8.45)$$

Демак,  $S$  сиртга илашган магнит куч чизиқлари бу сирт билан туташган ихтиёрий ёпиқ сиртдан ўтади. Ўзгача қилиб айтганда, ёпиқ сиртнинг ихтиёрий кесимидан ўтган магнит оқими ўзгармасдир

$$\Phi_m = const. \quad (8.46)$$

Магнит оқимнинг бу хусусияти кўп жиҳатдан ўтказгичдан ўтаётган ўзгармас токка ўхшаш. Агар магнит куч чизиқлари ёпиқ эканлигини назарга олсак, уни ёпиқ контурдан оқаётган электр токка ўхшатиш мантиқли бўлади. Бундан ёпиқ магнит куч чизиқларини қамраб олган магнитли занжирга Ом қонунини татбиқ этиб магнит оқимини ҳисоблаш имконияти очилади. Бу масалани тороид мисолида кўриб чиқайлик.

Тороиднинг  $g_1$  қисми магнит сингдирувчанлиги  $\mu_1$  бўлган,  $g_2$  қисми эса магнит сингдирувчанлиги  $\mu_2$  бўлган бир жинсли ўзақлар билан қопланган, дейлик (8.27-рasm). Бу занжирга магнит майдон циркуляциясини ифодаловчи (8.30) тенгламани татбиқ этайлик:

$$\int_{l_1} H_1 dl + \int_{l_2} H_2 dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 = IN.$$

Магнит майдон кучланганлиги билан магнит майдон индукцияси ўзаро  $B = \mu_0 \mu H$  тенглама билан боғланган. Шу боисдан юқоридаги ифодани яна бундай шаклда ёзамиз:

$$B_1 = \frac{l_1}{\mu_0 \mu_1} + B_2 \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2} = IN. \quad (8.47)$$

Тороиднинг ихтиёрий кесимидан ўтган магнит оқими ўзгармас бўлганлигидан,  $B = \frac{\Phi_m}{S}$  тенгламага асосан, юқоридаги (8.47) ифодадан магнит оқимини аниқлаймиз:

$$\Phi_m = \frac{IN}{\frac{l_1}{\mu_0 \mu_1 S} + \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2 S}}. \quad (8.48)$$

Бу тенгламанинг махражидаги катталиклар, ўз шаклига кўра, цилиндрик ўтказгичнинг қаршилиги  $R = \rho \frac{l}{S}$  га ўхшаш. Бинобарин, тороид биринчи бўлагининг магнитли қаршилиги  $R_{1m} = \frac{1}{\mu_0 \mu} \frac{l_1}{S}$ , иккинчи бўлагининг магнитли қаршилиги  $R_{2m} = \frac{1}{\mu_0 \mu} \frac{l_2}{S}$ . Бу белгилашларга биноан, тороиднинг умумий магнит қаршилиги бўлақлар магнит қаршиликларининг йиғиндиси билан аниқланади, яъни  $R_m = R_{1m} + R_{2m}$ . У ҳолда, (8.48) тенглама қуйидаги содда кўринишга ўтади:

$$\Phi_m = \frac{IN}{R_m}.$$

Берк занжир учун Ом қонунига жуда ўхшаш бўлган бу ифодага  $\epsilon_m = IN$  белгилаш киритамиз ва магнитли занжир учун Ом қонунини ҳосил қиламиз:

$$\Phi_m = \frac{\epsilon_m}{R_m} \quad (8.49)$$

бунда  $\epsilon_m$  — магнит юритувчи куч. Унинг қиймати ампер ўрамлар сони  $IN$  га пропорционал. Магнит оқимини ҳисоблаш имконини берувчи (8.49) тенглама Гопкинсон формуласи дейилади.

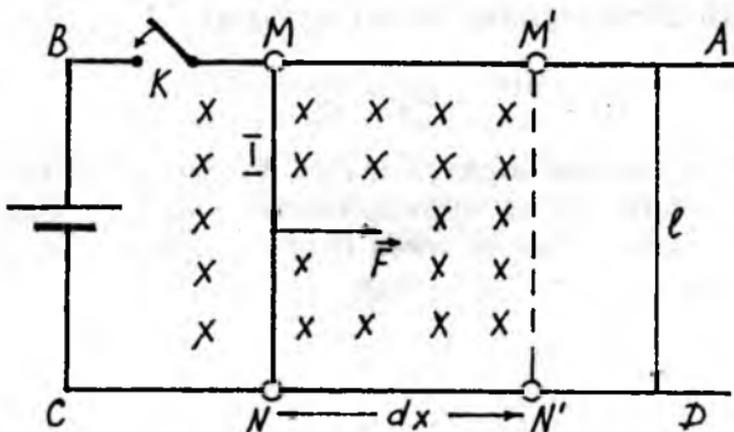
### 8.9-§. Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш

Электромагнит кучнинг токли ўтказгичга механик таъсир кўрсатишдан саноат ва техниканинг турли соҳаларида кенг фойдаланилади. Ҳар бир кучнинг эффектив таъсири у бажарган иш билан белгиланади. Электромагнит кучнинг токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарган ишини аниқлайлик. Масалани соддароқ кўринишда ҳал этиш учун 8.28-расмда келтирилган занжирдан фойдаланамиз. Узунлиги  $l$  бўлган  $MN$  ўтказгич  $AB$  ва  $DC$  ўтказгичлар устида эркин сирпанадиган бўлсин. Индукция куч чизиқлари биздан чизма ортига қараб йўналган.  $K$  калит уланиб,  $l$  ўтказгичдан чизмада кўрсатилган йўналишда ток ўтса,  $l$  токли ўтказгич ампер қоидасига биноан чизмада кўрсатилган йўналишда ҳаракатга келади. Бу ҳаракат туфайли токли ўтказгич  $dx$  масофага силжисин. Токли ўтказгични  $dx$  масофага кўчиришда электромагнит кучнинг бажарган элементар иши

$$dA = Fdx \quad (8.50)$$

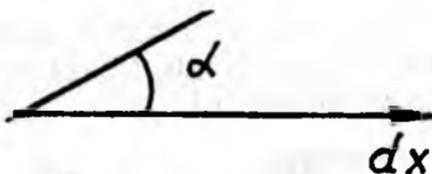
бўлади. Токнинг йўналиши индукция векторига тик бўлганлигидан, Ампер кучининг қиймати  $F = IlB$  кўринишда олинади. Юқоридаги тенгламадаги кучни ўз ифодаси билан алмаштирсак, элементар иш

$$dA = IBldx$$



8.28-расм.

кўринишга келади. Бунда  $ldx = ds$  ва  $Bds = d\Phi_m$  бўлиб, элементар ишни яна қуйидагича аниқлаш мумкин:



8.29-расм.

$$dA = Id\Phi_m. \quad (8.51)$$

Кўчиш  $dx$  куч йўналиши билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган (8.29-расм) ҳолда ҳам элементар иш (8.51) тенглама ёрдамида ҳисобланади. Дарҳақиқат, бу ҳолда элементар иш кўчиш йўналишида таъсир этаётган кучнинг қиймати билан аниқланилади, яъни:

$$dA = Fdx \cdot \cos \alpha.$$

Юқорида келтирилган шарҳга асосан,

$$dA = IBdS \cos \alpha = Id\Phi_m$$

бўлади. Чунки,  $Bds \cos \alpha = d\Phi_m$ . Бинобарин, (8.51) ифода магнит майдонда ихтиёрий равишда жойлашган токли ўтказгич учун ўринлидир. Токли ўтказгич ҳаракатга келганда у чизган юзани кесиб ўтаётган магнит оқими ўзгарган ҳар қандай ҳолда ҳам механик иш бажарилади. (8.51) тенгламадан бу ишнинг тўлиқ қиймати

$$A = I \int_{\Phi_{1m}}^{\Phi_{2m}} d\Phi_m = I(\Phi_{2m} - \Phi_{1m}) = I\Delta\Phi_m \quad (8.52)$$

бўлади яъни, *токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш ток кесиб ўтган юздаги магнит оқим ўзгаришининг ток кучига кўпайтмаси орқали аниқланади.* (8.52) тенгламадаги  $\Phi_{1m}$  оқим  $MN$  токли ўтказгичнинг бошланғич вазиятига мос бўлган ва  $BCNMB$  контурни кесиб ўтган магнит оқими,  $\Phi_{2m}$  эса  $MN$  токнинг кейинги ҳолатига мос бўлган  $BN'M'B$  контурни кесиб ўтаётган магнит оқимидир.

Энди токли ўтказгич учун ўринли бўлган (8.52) ифоданинг амалий аҳамияти катта бўлган токли контурга ҳам тааллуқли эканлигини кўрсатиб ўтайлик. Токли рамка билан чегараланган сиртни ташқи магнит куч чизиқлари билан бир қаторда контурнинг хусусий магнит оқими ҳам кесиб ўтади. Бу оқим миқдор жиҳатдан ўзгармас бўлиб,

контурга таъсир этаётган оқимга  $\Phi_{0m}$  қадар ҳисса қўшади. Буни назарда тутиб, (8.52) тенгламадаги интеграл чегарасини ўзгартирамиз, яъни

$$A = \int_{\Phi_{1m} + \Phi_{0m}}^{\Phi_{2m} + \Phi_{0m}} d\Phi_m = I(\Phi_{2m} + \Phi_{0m} - \Phi_{1m} - \Phi_{0m}) = I(\Phi_{2m} - \Phi_{1m}).$$

Шундай қилиб, ёпиқ токли контурни магнит майдонда кўчиришда бажарилган тўлиқ иш шу контурдан ўтаётган ток кучининг шу контурни қамраб олган магнит оқими ўзгаришига кўлайтмасига тенг.

Биз келтирган мисолларда контур ёки токли ўтказгич ташқи ўзгармас магнит майдонда ( $\vec{B} = const$ ) кўчирилди. Аммо (8.52) тенглама билан аниқланган тўлиқ иш ток манбаининг энергияси ҳисобига бажарилади. Масалан, магнит майдон таъсиридан холи бўлган ўтказгичдан ток ўтганда манбаининг бажарган иши (бошқа турдаги энергия сарфи бўлмаса) ўтказгичдан ажралган Жоуль иссиқлигига сарф бўлади. Айнан шу токли ўтказгич магнит майдонда ҳаракат қилса, электромагнит индукция ҳодисасига асосан, ўтказгичдан ўтаётган ток камаяди. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан манбаининг бир қисм энергияси токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган ишга сарф бўлади. Шу боисдан бу ҳодиса учун энергиянинг сақланиш қонуни

$$\epsilon I dt = I^2 R dt + I d\Phi_m \quad (8.53)$$

кўринишда ёзилади. Ўзгармас магнит майдонда жойлашган токли контурдаги ток манбаининг бажарган иши ўтказгичдан иссиқлик ажралиб чиқишига ва токли ўтказгични ҳаракатга келтиришга сарф бўлади.

## 9-боб

### ЗАРЯДЛИ ЗАРРАЛАРНИНГ МАГНИТ МАЙДОНДАГИ ҲАРАКАТИ

Олдинги бобда магнит майдоннинг токли ўтказгичга кўрсатган таъсири билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни кўриб чиқдик. Лекин электр ток турли муҳитларда, масалан газ-

ларда ҳам ҳосил бўлади. Бу муҳитлардаги зарядли зарраларнинг оқими ўтказгичдаги электронлар оқимига нисбатан эркин.

Эркин электронлар оқими ёки бошқа турдаги зарядли зарралар оқими магнит майдон таъсирида бўлса, улар ўз ҳаракат йўналишидан оғиши жуда кўп тажрибаларда кузатилган. Демак, магнит майдон нафақат токли ўтказгичга, балки маълум тезлик билан ҳаракатланаётган зарядли зарралар оқимига ёки айрим олинган зарядли заррага ҳам таъсир қилади. Мазкур бобнинг мазмуни зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракатини текширишга бағишланган.

### 9.1-§. Лоренц кучи

Ампер қонунидан маълумки, индукцияси  $B$  бўлган магнит майдон  $Idl$  ток элементиغا

$$dF = IdlB \sin \alpha$$

ифода бўйича аниқланадиган куч билан таъсир этади. Лекин  $Idl$  ток элементи тезлиги  $v$  бўлган ток ташувчи зарралар оқимидан ташкил топган. Бошқача қилиб айтганда, (8.22) тенгламага асосан,  $Idl$  ток элементи заряди  $q$ , тезлиги  $v$  бўлган  $dN$  та зарядли заррага эквивалент, яъни

$$Idl = qvdN.$$

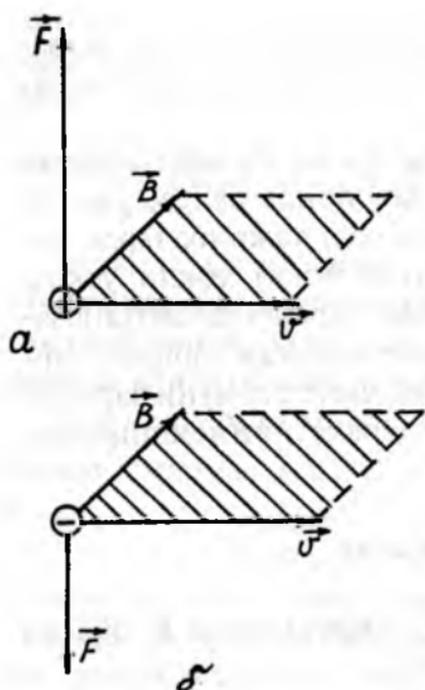
Юқоридаги икки ифодадан  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган битта зарядли заррага магнит майдоннинг таъсир кучини аниқлаймиз:

$$F = \frac{dF}{dN} = qvB \sin \alpha. \quad (9.1)$$

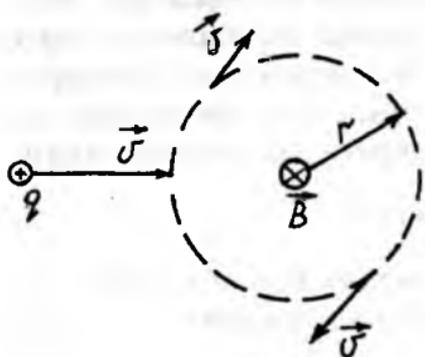
Бу куч Лоренц кучи деб аталади. Лоренц кучининг вектор ифодаси

$$\vec{F} = q[\vec{v}\vec{B}] \quad (9.2)$$

шаклда ёзилади. Лоренц кучининг йўналиши,  $\vec{v}$  ва  $\vec{B}$  векторларнинг вектор кўпайтмаси орқали аниқланади. Шу боисдан, Лоренц кучи  $\vec{F}$ ,  $\vec{v}$  ва  $\vec{B}$  векторлар ҳосил қилган



9.1.-расм.



9.2.-расм.

текисликка тик. Хусусан, мусбат заряд  $\vec{v}$  тезлик билан индукцияси  $\vec{B}$  бўлган магнит майдонда магнит куч чизиқларига тик йўналишда ҳаракатланса, Лоренц кучи 9.1,а-расмда кўрсатилган йўналишга эга бўлади. Мусбат зарядни манфий заряд билан алмаштирадик, кучнинг йўналиши ўзгаради (9.1,б-расм).

Магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядли зарранинг ҳаракат траекторияси кўп жиҳатдан зарра тезлиги билан индукция вектори орасидаги бурчакка боғлиқ. Масалан, заряди  $q$  бўлган зарядли зарра индукцияси ўзгармас ( $\vec{B} = const$ ) бўлган магнит майдонда ҳаракатлансин. Бунда (9.1) тенгламага кўра, қуйидаги ҳоллар бўлиши мумкин:

1.  $\vec{v}$  ва  $\vec{B}$  векторлар бир хил ёки қарама-қарши йўналишларга эга. Улар орасидаги бурчак  $\alpha$  мос равишда нолга ёки  $\pi$  га тенг. (9.1) тенгламага биноан, бу зарядли заррага

магнит майдоннинг таъсир кучи ҳар икки ҳолда ҳам ноль бўлади.

2.  $\vec{v}$  ва  $\vec{B}$  векторлар ўзаро тик ( $\vec{v} \perp \vec{B}$ ). Бу ҳолда улар орасидаги бурчак  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  бўлиб, (9.1) тенгламага асосан, Лоренц кучи энг катта қийматга эришади. Лоренц кучи зарранинг ҳаракат йўналишига тик бўлган ҳолда заррага марказга интилма тезланиш беради. Лоренц кучи зарра тезлигини фақат йўналиши бўйича ўзгартиради. Шунинг

учун Лоренц кучи бажарган иш нолга тенг. Магнит майдон индукция вектори 9.2-расмда кўрсатилган чизма текислигига тик йўналган бўлса, массаси  $m$  бўлган мусбат зарядли зарра радиуси  $r$  бўлган айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Лоренц ва марказга интилма кучларни тенглаштириб, яъни

$$qvB = \frac{mv^2}{r}$$

ифодага кўра зарядли зарра чизган айлана радиусини топамиз:

$$r = \frac{mv}{qB} = \frac{P}{qB} \quad (9.3)$$

бунда  $P = mv$  — зарранинг импульси.

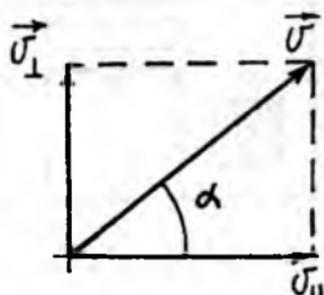
Шу ўринда эслаб ўтиш жоизки, плазмага бағишланган параграфда, номлари тилга олинган ионосфера, магнитосфера қатламларининг вужудга келиш сабаблари бевосита Лоренц кучи билан боғлиқ. Зероки, Ернинг марказидан  $r$  масофада ётган нуқталардаги магнит майдон деярли ўзгармас. Тезлик вектори магнит индукцияси билан  $90^\circ$  бучак ҳосил қилган космик зарралар (9.1) билан аниқланадиган куч таъсирида радиуси  $r$  бўлган орбита бўйлаб ҳаракат қиладилар. Уларнинг айланиш даврини қуйидагича аниқлаймиз:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi r}{rqB/m} = \frac{2\pi r}{qB} \quad (9.4)$$

3.  $\vec{v}$  ва  $\vec{B}$  векторлар ўзаро  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади. Тезлик векторини  $\vec{v}$  9.3-расмда кўрсатилгандек, икки ташкил этувчига ажратамиз:

$$v_{\perp} = v \sin \alpha, \quad v_{\parallel} = v \cos \alpha.$$

Тезликнинг  $v_{\parallel}$  ташкил этувчиси индукция йўналишида бўлганлигида Лоренц кучининг унга кўрсатган таъсири нолга тенг. Лоренц кучи тезликнинг  $v_{\perp}$  ташкил этувчисига таъсир этиб,



9.3.-расм.

унинг йўналишини ўзгартиради. Бинобарин, зарядли зарра чизган айлананинг радиуси бу тезликнинг қийматига боғлиқ:

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{mv \sin \alpha}{qB} \quad (9.5)$$

Зарра  $V_{\perp}$  тезлик билан битта айлана чизганда,  $v_{\parallel}$  тезлик билан

$$h = v_{\parallel} \cdot T = \frac{2\pi mv}{qB} \cos \alpha \quad (9.6)$$

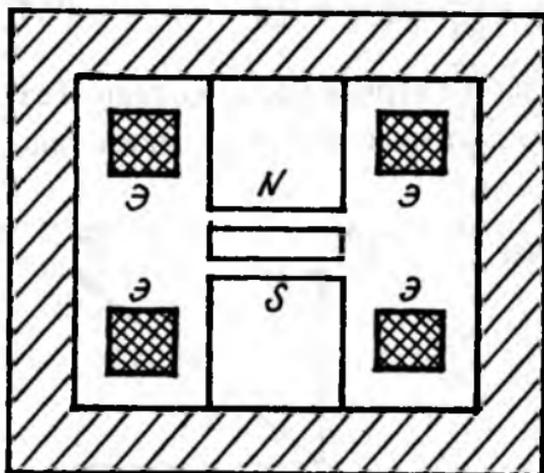
масофага силжийди. Зарранинг траекторияси радиуси (9.5) билан, қадами (9.6) билан аниқланадиган спиралдан иборатдир.

Зарядли зарралар бир вақтнинг ўзида электр ва магнит кучлари таъсирида ҳам ҳаракатланиши мумкин. Зарраларнинг бу икки майдонда ҳаракатланиши илмий нуқтаи назардан жуда катта аҳамият касб этади. Мисол тариқасида циклотроннинг ишлаш принципи билан танишиб чиқамиз.

## 9.2-§. Циклотрон. МГД-генератор

Циклотрон зарядли зарраларни катта тезликкача тезлатиш имкониятини берувчи циклик тезлатгичдир. Биринчи циклотрон 1930 йилда Лоуренс ва Эдефсен томонидан қурилган эди.

Кўп ўтмай бу олимлар Ливингстон билан биргаликда циклотронни амалий мақсадда, хусусан, зарядли зарраларни тезлатишда қўллаш мумкин эканлигини исботлаб беришди. Циклотроннинг асосий қисми-кучли электромагнитдир (9.4-расм). Электромагнит қутблари

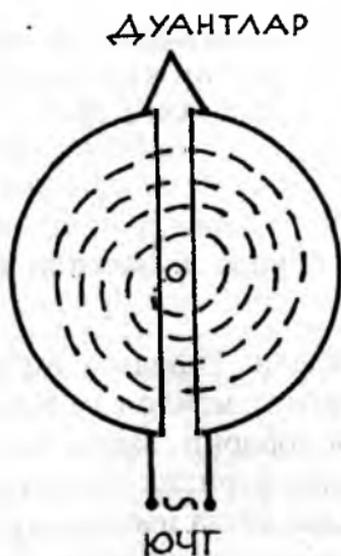


9.4.-расм.

орасида ясси цилиндрик вакуум камера жойлашган. Камеранинг ичида кесимлари 9.5-расмда кўрсатилган ва ярим доира шаклига эга бўлган икки электрод-дуантлар ўрнатилади. Дуантлар юқори частотали генератор (ЮЧГ)га уланган. Генератор ёрдамида дуантлар оралиғида ўзгарувчан электр майдон ҳосил қилишади. Дуантлар марказига ўрнатишган ионизатор ёрдамида эса мусбат зарядли турғун зарралар ҳосил қилинади.

Камерага киритилган мусбат зарядли зарралардан бирининг ҳаракатини кузатайлик. Мусбат зарра электр кучи таъсирида  $a = \frac{qE}{m}$  тезланиш олиб, манфий зарядланган дуант томон тезлашади. Дуантнинг ичи электр майдон таъсиридан холи. Дуант ичида бир жинсли магнит майдон ( $\vec{B} = const$ ) мавжуд. Бу магнит майдоннинг индукция вектори зарядли зарранинг тезлигига тик. Бунда заррага Лоренц кучи таъсир қилиб, уни 9.5-расмда кўрсатилган ярим доира бўйлаб ҳаракат қилишга мажбур этади. Зарра биринчи дуант, ичидан икки дуант оралиғига чиққанда, иккинчи дуантнинг кутби ўзгариб қолади. Зарра яна манфий зарядланган дуант томон тезланувчан ҳаракат қилиб ўз тезлигини оширади. Бинобарин, иккинчи дуант ичида ҳаракат қилаётган зарранинг тезлиги биринчи дуант ичида эга бўлган тезликка нисбатан каттадир. (9.3) тенгламага асосан, зарра бу дуант ичида радиуси олдингисига қараганда каттароқ бўлган ярим доира чизади ва икки дуант орасига чиқади. Зарядли зарра шу усулда узлуксиз тезлашиб, магнит майдон чегараси томон ёйилган спирал шаклидаги траектория бўйлаб ҳаракатланади. Дуантлар оралиғида олинган энергия орттирмаларининг йиғиндиси зарядли зарранинг натижавий энергиясини ташкил этади.

Юқоридаги тафсилоти берилган циклотрон, одатда, ўзгармас частотали циклотрон дейилади. Чунки, магнит



9.5.-расм.

майдонда ҳаракат қилаётган зарядли заррага таъсир этаётган Лоренц кучи вақтнинг ихтиёрий моментидан марказга интилма кучга тенг:

$$qvB = \frac{mv^2}{r}.$$

Бунда  $m$  массали зарранинг импульси

$$P = mv = qBr \quad (9.7)$$

бўлади. Ифодада иштирок этган зарранинг заряди  $q$  ва магнит майдон индукцияси  $B$  ўзгармас катталиклардир. Бинобарин, зарра импульси ошган сари, зарра ҳаракатининг эгрилик радиуси  $r$  ҳам ошиб боради. Етарли даражада катта импульсли зарра олиш учун магнит қутбларини катталаштириш лозим. (9.7) тенгламадан циклотронда тезлаштирилган зарядли зарранинг тезлиги

$$v = \frac{q}{m} Br.$$

Зарранинг айланиш даври эса

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{B} \frac{m}{q},$$

яъни зарра массасининг зарядига нисбатан  $m/q$  га пропорционал. Бундан хулоса шуки, зарранинг айланиш даври зарра тезлигига ва орбитал радиусига боғлиқ эмас. Бу шароитда циклотроннинг ишлаш режимини таъминлаш учун зарранинг айланиш частотаси  $2\pi\nu$  ни дуантларга қўйилган юқори частотали генераторнинг доиравий частотаси  $\omega_r$  билан бир хил қилиб олиш керак:

$$\omega_r = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} = \frac{qB}{m}, \quad (9.8)$$

яъни генераторнинг циклик частотаси  $\omega_r$  қийматлари ўзгармас бўлган зарра заряди  $q$  га, заряд массасига ва магнит майдон индукциясига боғлиқ.

Частотаси ўзгармас бўлган циклотронда зарранинг энергиясини ёки тезлигини жуда катта миқдоргача ошириш мумкин эмас. Ишлаб турган циклотронлар ёрдамида протон ва дейтон зарраларни 20—25 МэВ энергиягача тезлаштирилади ( $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{Ж}$ ). Чунки, нисбийлик на-

вариясининг асосий қонуни бўлган масса билан тезлик орасидаги  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$  боғланиш циклотронда зарраларнинг тезлигини янада оширишни чегаралайди.

Тезлик ошганда зарра массасининг ошиши билан боғлиқ бўлган релятивистик эффектни турли усуллар билан компенсациялаш мумкин. Масалан, синхроциклотрон деб аталувчи тезлатгичда массанинг ошишига мос равишда юқори частотали генераторнинг частотаси, (9.8) тенгламага асосан, секин-аста камайтириб борилади. Россияда ишлаб турган синхроциклотронлардан бирида протонларни 750 МэВ энергиягача тезлаштириш мумкин. Бу иншоотнинг улканлигини кўрсатиш мақсадида қуйидаги рақамларни келтирамиз. Синхроциклотрон магнит қутбларининг диаметри 12 м, магнитларнинг умумий массаси  $7 \cdot 10^3$  тонна ва улар 0,1 мм аниқлик билан ўрнатилган. Электромагнит кабелининг узунлиги эса 500 км.

Ўта юқори энергияли зарядли зарраларни ҳосил қилишда синхроциклотронларни қуриш иқтисодий жиҳатдан чекланган. Чунки, зарралар ўта юқори энергиягача тезлаштирилса, уларнинг орбитал радиуси жуда катталашиб кетади. Бу радиусга мос равишда катта диаметрли электромагнит қутбларини ўрнатиш лозим бўлади.

Синхрофазатроннинг кашф этилиши бу қийинчиликларни бартараф этиш имкониятини берди. Синхрофазатронда зарядли зарраларнинг ёйилган спиралсимон ҳаракати ўзгармас радиусли доиравий ҳаракат билан алмаштирилган. Синхрофазатронда магнит қутблари йўқ. Уларнинг ўрнига катта радиусли ҳалқасимон магнит ўрнатилган. Зарралар ҳаракат қиладиган вакуум камера ҳам ҳалқасимон шаклда бўлади.

Радиуси ўзгармас бўлган зарядли зарранинг импульси, (9.7)га биноан, магнит майдон индукциясига боғлиқ. Зарранинг импульси ошгани сари унга мос равишда магнит майдон индукцияси ҳам ошиб боради. Синхрофазатронда зарра ўзгармас радиусли орбита бўйлаб ҳаракат қилади. Ҳар бир даврда зарра чизган айлананинг узунлиги ҳам ўзгармас бўлади. Демак, зарранинг тезлиги ошганда унинг айланиш даври кичиклашади, частотаси эса ошади. Шунинг учун синхрофазатроннинг тезлатувчи юқори частото-

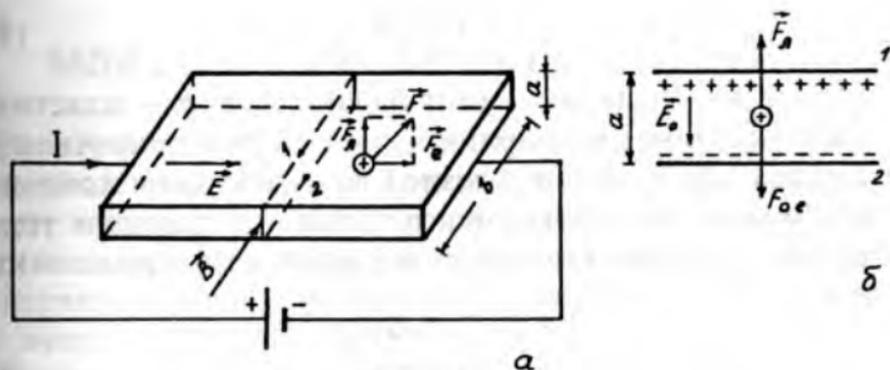
тали генераторининг частотаси зарра айланма ҳаракат частотасига мос бўлган ҳолда ошиб боради.

Россиянинг Дубна ва Серпухово шаҳарларида протонларни 10 ва 70 миллиард электровольт энергиягача тезлаштириб берадиган тезлатгичлар ишлаб турибди. Улар ёрдамида ядро физикасига оид муҳим масалалар ҳал қилинмоқда. Зарядли зарраларни 10 миллиард электрон-вольт энергиягача тезлатувчи синхрофазатрон ҳалқасимон магнитининг диаметри 60 м, магнитининг массаси  $3,6 \cdot 10^4$  т.

Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати магнитогидродинамик (МГД) генераторнинг ишлаш тамойили (принципи)га асос қилиб олинган. МГД генераторнинг ионизацион камерасида нейтрал газнинг температураси 2500—3000 К гача кўтарилади ва у плазма ҳолатига ўтказилади. Магнитсиз муҳитда плазмадаги зарядли зарралар тартибсиз ҳаракат қилади. Плазма магнит майдон таъсирида бўлса зарядли зарралар тартибли ҳаракат қилиб, зарраларнинг иссиқлик энергияси плазма оқимининг кинетик энергиясига айланади. МГД-генератор плазма оқимининг энергиясини электр энергиясига ўзгартиради. Шу нуқтаи назардан МГД генератори иссиқлик двигателини бириктирган электр машинасидир. Бу генераторнинг самарадорлиги мавжуд бўлган ГРЭС ларнинг самарадорлигидан анча юқори ва 55—60% ни ташкил қилади. Лекин МГД-генераторни оммавий равишда қуриш чекланган. Унинг конструкцияси бошқа турдаги электр машиналарнинг тузилишига қараганда анча мураккаб. Ҳозирги вақтда илмий мақсадлар учун бир неча соатда 10—20 МВт энергия берадиган МГД-генераторлар яратилган.

### 9.3-§. Холл ҳодисаси

Ток ташувчи зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати билан боғлиқ бўлган бу ҳодиса 1880 йилда Э. Г. Холл томонидан кашф этилган. Электр ўтказувчанлиги яхши бўлган олтин, кумуш ёки мис пластинкасидан ток ўтказиб, пластинканинг ихтиёрий кесимида олинган икки нуқтадаги потенциаллар айирмасини ўлчайлик. Магнит майдон таъ-



9.6-расм.

сири бўлмаганда, тажриба 9.6,а-расмда кўрсатилган кесимнинг 1 ва 2 нуқталари орасидаги потенциаллар айирмаси нолга тенг  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$  эканлигини кўрсатади. Бу табиий ҳол. Зотан, токли ўтказгичнинг ихтиёрий кесими эквипотенциал сиртдир. Токли пластинка индукция вектори  $\vec{B}$  ток йўналишига тик бўлган бир жинсли магнит майдонга киритилган бўлсин (9.6,а-расм). Бунда 1 ва 2 нуқталар ётган текисликлар орасида потенциаллар айирмаси юзага келади. Чунки, мусбат ток ташувчи зарралар пластинкада ҳаракат қилганда уларга бир вақтда ўзаро тик бўлган электр ва магнит кучлар таъсир этади. Зарралар бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси йўналишида ҳаракат қилиб, пластинканинг юқори қисмида тўплана бошлайди. Мусбат зарраларнинг 9.6,б-расмда кўрсатилган шаклда тўпланиши пластинканинг пастки қисмида манфий зарраларнинг нисбатан ортиқча бўлиб қолишига олиб келади. Бинобарин, пластинканинг 1 ва 2 нуқталар жойлашган сиртлари орасида кучланганлиги  $E_0$  бўлган электростатик майдон юзага келади. Бу майдоннинг электр кучи  $F_{oe} = qE_0$  Лоренц кучига тенг  $F_n = qvB$  бўлиб қолганда зарраларнинг тўғри чизиқли йўналишидан оғиши тўхтайтиди. Демак, мувозанатли ҳолат учун қуйидаги тенглик ўринлидир:

$$qE_0 = qvB \text{ ёки } E_0 = vB, \quad (9.9)$$

бунда  $q$  — ток ташувчи зарранинг заряди;  $v$  — унинг тартибли ҳаракат тезлиги.

Электрон назарияга кўра, ток кучини ток ташувчи зарралар тартибли ҳаракати тезлиги билан баҳолаш мумкин, яъни

$$I = JS = qnvab, \quad (9.10)$$

бу ерда  $a$  — пластинканинг баландлиги;  $b$  — пластинканинг эни;  $n$  — бир бирлик ҳажмдаги ток ташувчи зарраларнинг сони;  $S = a \cdot b$  юзи  $1$  ва  $2$  нуқталар жойлашган кесимнинг юзи. Юқоридаги (9.10) тенгламадан ток ташувчи зарраларнинг тартибли ҳаракат тезлигини аниқлайлик:

$$v = \frac{I}{qna b} \quad (9.11)$$

Тезлик ифодасини (9.9) га қўямиз ва потенциаллар айирмаси билан майдон кучланганлик  $\varphi_1 - \varphi_2 = E_0 a$  тенглама орқали боғланган эканлигини эътиборга оламиз. У ҳолда потенциаллар айирмаси учун

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{IBa}{qna \cdot b} = \frac{1}{qn} \frac{IB}{b} = R \frac{IB}{b} \quad (9.12)$$

тенгламани ҳосил қиламиз; бу ердаги  $R = \frac{1}{qn}$  — Холл коэффициентини дейилади.

Демак, Холл эффекти ҳодисасида кузатилган потенциаллар айирмаси пластинкадан ўтаётган ток кучига, майдон индукциясига тўғри, пластинканинг энига тескари пропорционал экан. Ўлчанган потенциаллар айирмаси, одатда, кичик бўлади. Масалан, олтин пластинкасида  $10 \text{ А}$  ток ўтказилиб, уни майдон кучланганлиги  $10^6 \text{ А/М}$  бўлган магнит майдонга жойлаштирилган пластинка сиртларида  $7 \cdot 10^{-3} \text{ В}$  бўлган потенциаллар айирмаси ҳосил бўлган. Шунга қарамай ҳодисанинг жуда катта амалий татбиқи мавжуд. Холл коэффициенти ёрдамида металллардаги эркин электронларнинг зичлиги, ярим ўтказгичдаги мусбат ва манфий ток ташувчи зарраларнинг концентрацияси аниқланади. Шунингдек, потенциаллар айирмасининг ишораси орқали ярим ўтказгичдаги ток ташувчи зарралар зарядининг қутбини белгилаш мумкин.

## МОДДАЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

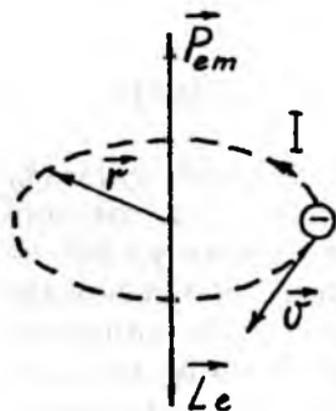
Электромагнетизм бўлимининг бошланиш қисмида магнетикларнинг магнит хоссалари одамларга токнинг магнит хоссаларига нисбатан анча илгари маълум бўлганини таъкидлаган эдик. Лекин изоҳимизнинг давомида магнетикларнинг бу ажойиб хоссалари билан танишишдан аввал ўқувчиларнинг диққат-эътиборини токнинг магнит майдони билан боғлиқ бўлган hodисаларга қаратдик. Бинобарин, маълум сабабларга кўра, магнетикларнинг табиатини текширишда мажбурий чекинишга йўл қўйдик. Ҳақиқатан ҳам, токнинг магнит хоссаларини билмасдан туриб моддаларнинг магнит хоссаларини текшириш мумкин эмас эди. Токнинг магнит хоссалари билан танишгандан кейин, энди моддаларнинг магнит табиатини ўрганишни бошлаймиз.

### 10.1-§. Электрон ва атомнинг магнит моментлари

Табиатда мавжуд бўлган моддаларни магнит хоссаларига кўра **диамагнетиклар**, **парамагнетиклар**, **ферромагнетиклар** каби турларга ажратиш мумкин. Моддаларнинг бу уч турга бўлиниши бевосита моддаларни ташкил этувчи атомларнинг тузилишига боғлиқ. Классик назарияга кўра атом мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида берк орбиталар бўйлаб ҳаракат қилувчи электронлардан тузилган. Электронлар ядро атрофида частотаси  $\sim 10^{15}$  айл/с бўлган бурчак тезлик билан айланма ҳаракат қилдилар. Электронларнинг орбитал ҳаракатини доиравий токка ўхшатиш мумкин. Агар зарядли электрон фазонинг бирор нуқтасини бир секундда  $\nu$  марта кесиб ўтса, ток кучининг таърифи (4.1)га асосан, электроннинг орбитал ҳаракатига мос бўлган ток кучи

$$I = ev = \frac{e\omega}{2\pi} \quad (10.1)$$

бўлади. Лекин бу ток электроннинг айланма ҳаракатига тескари йўналишда оқади (10.1-расм). Парма қоидасини татбиқ этиб, доиравий ток магнит моментининг йўнали-



10.1-расм.

шини осонгина топамиз. Орбитанинг радиуси  $r$  бўлсин. У ҳолда орбитанинг юзи  $S = \pi r^2$  бўлиб, электроннинг орбитал магнит моменти

$$p_{em} = IS = \frac{e\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2} \quad (10.2)$$

тенгламадан аниқланади; бунда  $\omega$  — электроннинг бурчак тезлиги. Магнит момент электронга тегишли эканлигини эътиборга олиш мақсадида магнит момент белгиси  $p_m$  га “e” индексини қўйдик.

Орбита бўйлаб текис айланма ҳаракат қилаётган электрон импульс моментига ҳам эга. Импульс моментининг таърифига асосан, унинг қиймати қуйидагича аниқланади:

$$L_e = m_e v r = m_e \omega r^2 \quad (10.3)$$

Юқорида келтирилган (10.2) ва (10.3) тенгламаларнинг нисбатини олайлик:

$$\frac{p_{em}}{L_e} = -\frac{e}{2m_e} \quad (10.4)$$

Электрон манфий зарядланган эканлигини инobatга олиш мақсадида бу ифода олдига (—) ишора қўйилади. Тенгламада иштирок этган  $m_e$  — электроннинг массаси. (10.4) тенгламадан электроннинг орбитал магнит моменти унинг механик моменти  $\vec{L}_e$  га тесқари йўналган эканлигини аниқлаймиз:

$$\vec{p}_{em} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e \quad (10.5)$$

(10.4) ифодада иштирок этган  $\gamma = \frac{e}{2m_e}$  ифода электроннинг гидромагнит нисбати дейилади.

Гидромагнит нисбат уни ўлчаш билан боғлиқ бўлган тажрибалардан бирида, А. Эйнштейн ва А. де-Хааса ажойиб натижага эга бўлишган. Тажрибадан олинган магнитомеханик нисбат (10.5)да иштирок этган нисбатан қараганда роппа-роса икки марта катта бўлиши аниқланган, яъни

$$\gamma_s = \frac{e}{m_e} \quad (10.6)$$

Олинган бу натижа нафақат модданинг магнит хусусиятларини текширишда, балки физиканинг, айниқса квант физикасининг ривожланишида катта роль ўйнади. Хусусан, бу хулосани асослаш мақсадида, Д. Ю. Уленбек ва Г. Гаудсмит электрон орбитал механик  $L_e$  ва магнит  $p_{em}$  моментлар билан бир қаторда, **хусусий механик момент  $L_{es}$**  га эга, деган фикрни илгари суришди. Шу муносабат билан **электроннинг хусусий механик моменти — спин** (инглизча “to spin” — айланмоқ) деб аталган. Электрон хусусий механик момент билан бир қаторда ўз зарядига мос бўлган магнит момент  $p_{es}$  га ҳам эга. (10.5) ва (10.6) ларга асосан бу икки момент ўзаро қуйидагича боғланган бўлиши лозим;

$$\vec{p}_{es} = -\frac{e}{m_e} \vec{L}_{es} \quad (10.7)$$

Ҳар бир электрон (шунингдек бошқа турдаги микроразра) эркин ёки боғланган бўлишидан қатъи назар масса, заряд билан бир қаторда хусусий механик  $L_{es}$  ва хусусий магнит  $p_{es}$  моментларга эга. Бинобарин, спин худди электроннинг заряди ва массаси каби унинг ажралмас хусусиятидир. У орқали классик физика изоҳлашга ожизлик қилган жуда кўп физик ҳодисалар ўз изоҳига эга бўлди. Хусусан, электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича жойлашиши, электронларнинг атомдаги тақсимооти, магнит майдонда спектрал чизиқларнинг ажралиши, магнит майдонда парамагнит ва ферромагнит моддаларнинг магнитланиши ва бошқа шуларга ўхшаш ноёб ҳодисалар бевожита электрон спини билан боғлиқ. Спин билан боғлиқ бўлган юқоридаги ҳодисаларга биз “Умумий физика курси”нинг III қисмида батафсил тўхталамиз. Ҳозир эса ҳеч қандай исботсиз электрон спинининг абсолют қиймати учун қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$L_{es} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (10.8)$$

бу ерда  $\hbar$  — Планк доимийси. Унинг сон қиймати  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Ж (10.7) тенгламага асосан, электрон спин магнит моментининг абсолют қиймати

$$p_{es} = \sqrt{3} \frac{eh}{2m_e} = \sqrt{3} \mu_B \quad (10.9)$$

бўлади. Бу ифодадаги  $\mu_B = \frac{eh}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Ж}}{\text{Тл}}$  Бор магнетони деб аталади. У спин магнит моментининг ўлчови сифатида хизмат қилади.

Электрон спинининг ажойиб хусусияти шундан иборатки, у магнит майдонда фақат икки йўналишга эга бўлади. Масалан, спин машқи майдон йўналишига параллел бўлса, шу йўналишга туширилган спиннинг проекцияси

$$L_{es} = +\frac{1}{2} \hbar. \quad (10.10)$$

(10.7)га биноан, спин магнит моментининг шу йўналишдаги проекцияси

$$p_{es} = -\mu_B \quad (10.11)$$

бўлади.

Аксинча, спин магнит индукция векторига параллел аммо, йўналиши тескари бўлса, спин ва магнит моментининг шу йўналишдаги проекциялари мос равишда

$$L_{es} = -\frac{1}{2} \hbar \quad (10.12)$$

$$p_{es} = +\mu \quad (10.13)$$

қийматларга эга бўлади.

Атом ядроси таркибидаги протонлар ва нейтронлар ҳам спинга эга. Лекин протоннинг массаси электрон массасидан  $\sim 1850$  марта катта. (10.9) тенгламага кўра, протоннинг спин магнит momenti электроннинг спин магнит momentидан  $\sim 1850$  марта кичик. Шу боисдан атомнинг магнит momenti атом таркибидаги электронларнинг орбитал  $\vec{P}_{el}$  ва спин  $\vec{P}_{es}$  магнит momentларининг вектор йиғиндиси билан аниқланади, дейиш мумкин:

$$\vec{P}_{m\alpha T} = \sum \vec{P}_{el} + \sum \vec{P}_{es} = \sum \vec{P}_{em} \quad (10.14)$$

Бу йиғинди ноль ёки ундан фарқли бўлади. Ифодадаги  $\vec{P}_{em}$  — битта электроннинг орбитал ва спин магнит momentларининг вектор йиғиндисини ифодаловчи вектор.

Атом магнит моменти нолга тенг  $\bar{p}_{m\sigma T} = 0$  бўлган атомлардан тузилган моддалар диамагнит гуруҳни ташкил этади. Бу гуруҳга сув, мармар, ҳамма инерт газлар, органик бирикмалар, металлар (олтин, кумуш, висмут, рух, симоб) ва бошқалар киради.

**Парамагнит ва ферромагнит гуруҳларга кирган моддалар атомлари ёки молекулаларининг магнит моментлари нолга тенг эмас ( $\bar{p}_{m\sigma T} \neq 0$ ).** Лекин иссиқлик ҳаракати туйғайли атомларнинг ёки молекулаларнинг магнит моментлари модда ичида тартибсиз йўналган. Шу сабабли магнитсиз муҳитда бу гуруҳ вакиллариининг натижавий магнит моменти нолга тенг бўлади.

## 10.2-§. Диамагнитларнинг магнитланиши

Энди атом моменти нолга тенг ( $\bar{p}_{m\sigma T} = 0$ ) бўлган диамагнит (“диа” — грекча сўз бўлиб, кўндаланг деган маънони билдиради) модданинг ташқи магнит майдон таъсирида магнитланишини текширайлик. Бу масалани ҳал этишда диамагнитнинг битта атомини фикран магнит индукцияси  $\vec{B}$  бўлган майдонга киритамиз ва олинган натижаларни ҳамма атомлар бўйича умумлаштирамиз.

Атомнинг тузилишидан маълумки, электрон ядро атофида марказий электр куч таъсирида мувозанат орбита бўйлаб ҳаракат қилади. Бунда Кулон кучи марказга интилма куч билан мувозанатлашган бўлиб, улар учун куйидаги тенглик ўринлидир:

$$F_e = m_e \omega_0^2 r \quad (10.15)$$

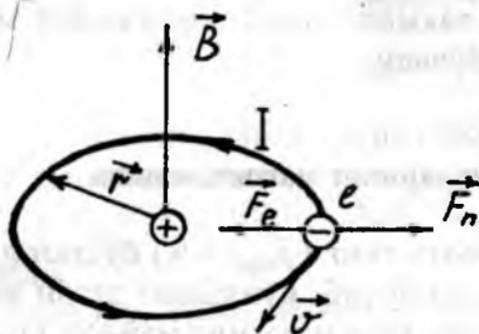
бу ерда  $\omega_0$  — электроннинг хусусий доиравий частотаси;  $r$  — мувозанатли орбитанинг радиуси. Кузатилаётган атом индукция вектори  $\vec{B}$  орбита текислигига тик бўлган бир жинсли магнит майдонга киритилган бўлсин (10.2-расм). Электрон электр ва Лоренц кучлари таъсирида ҳаракат қила бошлайди. Агар  $\vec{B}$  10.2-расмда кўрсатилган йўналишга эга бўлса, электроннинг ҳаракати учун Ньютоннинг II қонунини куйидаги шаклда ёзамиз:

$$F_e - F_n = m_e a_n = m_e \frac{v^2}{r} = m_e \omega^2 r \quad (10.16)$$

Кулон кучи  $F_e$  ни (10.15) билан, Лоренц кучини (9.2) билан алмаштирайлик. Юқоридаги (10.15) тенглама куйидаги кўринишга келди:

$$m_e \omega_0^2 r - e \omega r B = m_e \omega^2 r \quad (10.17)$$

бунда,  $B$  — ташқи магнит майдон индукцияси,  $\omega$  — магнит майдонда ҳаракат қилаётган электроннинг доиравий



10.2-расм.

частотаси. Демак, электрон магнит майдон таъсирида бўлса унинг доиравий частотаси ўзгаради. Бу частотани аниқлаш мақсадида (10.17) тенгламани  $m_e r$  га бўламиз ва  $\omega$  га нисбатан квадратик тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\omega^2 + \frac{eB}{m_e} \omega - \omega_0^2 = 0.$$

Бу тенгламанинг ечимидан

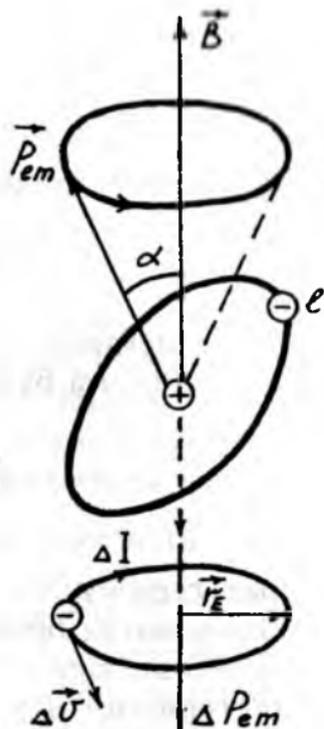
$$\omega = -\frac{eB}{2m_e} \pm \sqrt{\omega_0^2 + \left(\frac{eB}{2m_e}\right)^2}$$

бўлишини топамиз.

Электроннинг хусусий доиравий частотаси  $\omega_0 = 10^{16}$  Гц бўлгани ҳолда  $\frac{eB}{2m_e} = \frac{e\mu_0 H}{2m_e}$  га мос бўлган частота ҳозирги замонда эришиш мумкин бўлган  $H \approx 10^7$  А/м магнит майдонда  $\frac{e\mu_0 H}{2m_e} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^7}{2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}} \approx 10^{12}$  Гц ни ташкил этади. Шу боисдан илдиз остидаги иккинчи ҳадни  $\omega_0$  га нисбатан инобатга олмаймиз. У ҳолда магнит майдон таъсирида электрон айланма ҳаракат бурчак тезлигининг ўзгариши

$$\omega_0 - \omega = \frac{eB}{2m_e} = \frac{e\mu_0 H}{2m_e} \quad (10.18)$$

тенгламадан ҳисобланади. Илди-  
нинг иккинчи қиймати  $\omega < 0$   
бўлганидан частотанинг ўзгариши  
кузатилмайди. Шундай қилиб,  
магнит индукция вектори орбита  
текислигига нисбатан пастга ёки  
юқорига йўналишидан қатъи на-  
зар, электроннинг орбитал ҳара-  
катида (10.15) билан аниқланади-  
ган частота ўзгариши содир бўла-  
ди. Агар электроннинг орбитал  
магнит момент вектори  $\vec{P}_{em}$  ташқи  
магнит майдон индукция вектори  
 $\vec{B}$  билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган  
бўлса (10.3-расм), (8.4) ифодага  
асосан, орбита бўйлаб ҳаракат қила-  
ётган электронга қиймати  
 $M = P_{em} B \sin \alpha$  бўлган айлан-  
тувчи момент таъсир этади. На-  
тижада  $\vec{p}_{em}$  векторнинг индукция  
вектори  $\vec{B}$  атрофида процессион  
ҳаракати вужудга келади.  $\vec{p}_{em}$  векторнинг процессион ҳара-  
катининг бурчак тезлиги (10.18) тенглама орқали аниқла-  
ниб, у Лармор частотаси дейилади:



10.3-расм.

$$\omega_L = \frac{eB}{2m_e} = \frac{e\mu_0 H}{2m_e}. \quad (10.19)$$

Демак, электроннинг магнит моменти фазода қандай  
жойлашишидан қатъи назар, ташқи магнит майдон таъ-  
сирида электроннинг орбитал магнит моменти ядро мар-  
казидан ўтган ўққа нисбатан  $\omega_L$  — доиравий частота би-  
лан процессион ҳаракат қилади. Бу хулоса Лармор теоре-  
маси деб аталади.

Ташқи магнит майдон таъсирида бўлган электрон ай-  
ланма ҳаракат частотасининг (10.19) шаклдаги ўзгариши  
шу частотага мос бўлган  $\Delta I$  айланма токни уйғотади. Бу  
ток эса, (10.2) га асосан, ташқи магнит майдонга тескари  
йўналган ва қиймати қуйидаги

$$\Delta p_{em} = -\frac{er^2}{2} \Delta\omega = -\frac{\mu_0 e^2 r^2}{4m_e} H \quad (10.20)$$

тенгламадан ҳисобланадиган қўшимча магнит моментни индукциялайди. Бу ифодани вектор кўринишига ўтказайлик:

$$\Delta \vec{p}_{em} = -\frac{\mu_0 e^2 r^2}{4m_e} \vec{H}.$$

Битта электрон учун ўринли бўлган охириги ифодани,  $Z$  электронга эга бўлган атомга умумлаштирамиз:

$$\Delta \vec{P}_{m,aT} = -\frac{\mu_0 e^2 \vec{H}}{4m_e} \sum_{i=1}^Z r_i^2 \quad (10.21)$$

бу ерда  $r_i$  радиус —  $\vec{H}$  векторга тик бўлган текисликка проекцияланган орбитанинг радиуси. Одатда, у Бор радиуси деб аталади.

Келтирилган мулоҳазадан равшанки, диамагнит модда ташқи магнит майдонга киритилса, унинг ҳар бир атоми (10.18) билан аниқланадиган қўшимча магнит моментига эга бўлади. Бу магнит момент ўз навбатида ташқи магнит майдон кучланганлигига тескари йўналганлиги туфайли уни кучсизлантиради. Магнит майдон таъсирида моддаларнинг магнитланиб қолиш хоссасини белгилаш мақсадида **магнитланиш вектори** деган тушунча киритилган. У бир бирлик ҳажмдаги атом магнит моментларининг вектор йиғиндиси билан ўлчанади:

$$\vec{J} = l_{im} \frac{\sum \Delta P_{mi,aT}}{\Delta V}, \quad (10.22)$$

бу ерда  $\Delta \vec{P}_{mi,aT,i}$  вектор атомнинг қўшимча магнит момент вектори;  $\Delta V$  — магнетикнинг магнитланиш вектори аниқланаётган нуқта атрофидаги элементар ҳажм. Бир жинсли диамагнетик учун (10.22) ифодани, (10.21)га кўра, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$J = \frac{N}{V} \Delta P_{m,aT} = n \Delta P_{m,aT} = \frac{\mu_0 n e^2 H}{4m_e} \sum_{i=1}^Z r_i^2 \quad (10.23)$$

бунда  $n$  — бирлик ҳажмдаги атомлар сони. Магнитланиш векторининг бу қийматига

$$\chi = -\frac{\mu_0 n e^2}{4m_e} \sum_{i=1}^Z r_i^2 \quad (10.24)$$

Полгилаш киритсак, у содда кўринишни олади:

$$\vec{J} = \chi \vec{H}. \quad (10.25)$$

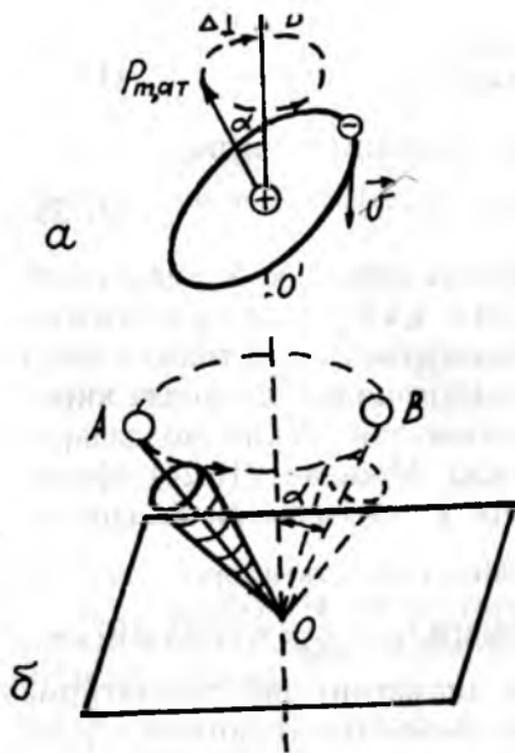
Бу ифодада  $\chi < 0$  ва у ўлчамсиз катталиқ. У диамагнитнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги деб аталади. Диамагнитнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги нолдан кичик бўлганидан, бу модда киритилган магнит майдон кучсизланади. Лекин моддаларда диамагнит эффект жуда кучсиз. Масалан, (10.24) ифодадаги ўзгармас катталиқларни ўз қийматлари билан алмаштириб,  $\sum_{i=1}^Z r_i^2 = \frac{2}{3} r_B^2 Z$  эканлигини эътиборга олайлик ( $r_B$  — Бор радиуси, унинг қиймати  $r_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5,292 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ ).

Бу ўзгартиришлардан кейин диамагнитнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги бевосита атомнинг тартиб рақами  $Z$  га боғлиқ равишда ўзгаради, яъни  $\chi = 10^{-6} Z$ . Атомдаги электронлар сони  $Z = 1 \div 94$  атрофида бўлади деб ҳисобласак, диамагнитларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги  $\chi \approx -(10^{-6} + 10^{-4})$  қийматлар оралигида ўзгаради, дейиш мумкин.

Диамагнит эффект ҳамма моддаларда кузатилади. Лекин парамагнит, ферромагнит эффектларга нисбатан, диамагнит эффектнинг таъсири жуда кучсиз. Бу эффект температурага боғлиқ эмас. Чунки, бу ҳодисада ташқи магнит майдон атом таркибидаги электронларнинг ҳаракатига таъсир кўрсатади. Температуранинг катта оралигида атомларнинг иссиқлик ҳаракати атом электронларининг орбитал ҳаракатига деярли таъсир этмайди.

### 10.3-§. Парамагнитларнинг магнитланиши

Атом магнит моменти нолдан фарқли ( $\vec{P}_{m, aT} \neq 0$ ) бўлган атомларнинг боғланган тизими парамагнит (“пара” — грекча сўз бўлиб, бўйлаб деган маънони англатади) моддалар гуруҳини ташкил қилади. Бу гуруҳга кислород, алю-



10.4-расм.

миний, платина, ишқорий ҳамда ишқорий ер металлари киради. Магнит моменти  $\vec{P}_{m,at}$  бўлган парамагнит атомни фикран индукция вектори  $\vec{B}$  бўлган магнит майдонга киритайлик. Олдинги параграфда таърифланган Лармор теоремасига асосан, у атом ядросидан ўтган ва  $\vec{B}$  векторга параллел ўқ атрофида прецессион ҳаракат қила бошлайди (10.4,а-расм). Атомнинг бу турдаги ҳаракати пилдиरोқнинг механик прецессион ҳаракатига ўхшайди (10.4,б-расм). Пилдироққа оғирлик

кучи таъсир этса ҳам, у вертикал ўқ билан ҳосил қилган  $\alpha$  бурчакни сақлаган ҳолда кўзғолмас таянч нуқтадан ўтган  $OO'$  ўқ атрофида  $ABA$  айланани чизади. Чунки, пилдироқ ўқининг прецессион ҳаракати оғирлик кучининг айлантирувчи моменти таъсирида юзага келган. Таянч нуқта билан текислик орасидаги ишқаланиш ва ҳавонинг қаршилик кучлари таъсирида пилдироқнинг прецессион ҳаракати тўхтайтилади. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан, пилдироқ процессион ҳаракатининг кинетик энергияси тўлиқлигича иссиқлик энергиясига ўтади. Пилдироқ эса оғирлик кучи таъсирида йиқилади.

Парамагнит модда ташқи магнит майдон таъсирида бўлганда ҳар бир атомнинг магнит моменти  $\vec{M} = [\vec{P}_{m,at} \cdot \vec{B}]$  айлантирувчи момент таъсирида прецессион ҳаракат қилиб, майдон бўйлаб жойлашишга интилади. Магнит майдон таъсирида бир бирлик ҳажмдаги  $n$  та атомдан фақат  $\Delta n$  та атомнинг магнит моменти майдон бўйлаб жойлашган бўлсин. У ҳолда магнит майдон бўйлаб жой-

лишган бирлик ҳажмдаги магнит моментларнинг нисбий  $\frac{\Delta n}{n}$  сони  $[\bar{P}_{m\alpha T} \cdot \bar{B}]$  шаклдаги айлантирувчи моментга пропорционал бўлади. Ёки  $P_{m\alpha T} \cdot B$  кўпайтма ўз навбатида магнит майдон энергиясини белгилайди. Бинобарин,  $\frac{\Delta n}{n}$  нисбат  $P_{m\alpha T} \cdot B$  кўпайтма билан аниқланган магнит майдон энергиясига пропорционал. Шу билан бир вақтда атомларнинг иссиқлик ҳаракати магнит моментларнинг прецессион ҳаракатини кучсизлантириб, уларнинг майдон бўйлаб жойлашишига тўсқинлик қилади. Шу боисдан  $\frac{\Delta n}{n}$  нисбат  $kT$  билан аниқланган иссиқлик энергиясига тесқари пропорционал. Келтирилган изоҳга асосан магнит майдон бўйлаб жойлашган бир бирлик ҳажмдаги магнит моментларнинг нисбий сони учун қуйидаги тенгламани ёзамиз:

$$\frac{\Delta n}{n} = L(a) \frac{P_{m\alpha T} \cdot B}{kT}$$

бунда  $L(a)$  — Ланжевен тақсимот функцияси деб аталади. У магнит моментларнинг иссиқлик ҳаракати бўйича тақсимотини эътиборга олади. Унча юқори бўлмаган температурада Ланжевен тақсимот функцияси  $L(a) = \frac{1}{3}$  бўлганлигидан, юқоридаги тенглама яна бундай шаклда ёзилади:

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{P_{m\alpha T} \cdot B}{3kT} = \frac{P_{m\alpha T} \cdot \mu_0 H}{3kT} \quad (10.26)$$

Энди параматнитнинг магнитланиш векторини аниқлайлик. Битта атомнинг магнит momenti  $P_{m\alpha T}$  га тенг. Ҳажм бирлигидаги  $n$  та атомнинг магнит моментларининг ҳаммаси майдон бўйлаб жойлашиб қолганда, парамагнитнинг магнитлаш вектори  $J = n \cdot P_{m\alpha T}$  билан аниқланган бўлар эди. Аслида ҳажм бирлигидаги  $n$  та атомнинг фақат  $\frac{\Delta n}{n}$  қисмигина магнит майдон бўйлаб жойлашиб қолади. Шунинг учун парамагнитнинг магнитланиш вектори (10.26) га асосан, қуйидагича ҳисобланади:

$$J = n \cdot P_{m\alpha T} \cdot \frac{\Delta n}{n} = \frac{n P_{m\alpha T}^2 \cdot \mu_0 H}{3kT} \chi H \quad (10.27)$$

Бунда

$$\chi = \frac{\mu_0 n P_{m1aT}}{3kT} \quad (10.28)$$

катталик парамагнитнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги дейилади. У ҳам ўлчамсиз катталик, лекин нолдан катта. Солиштирма магнит қабул қилувчанлик ифодасидаги ўзгармас катталикларни

$$C = \mu_0 \frac{n P_{m1aT}}{3k} \quad (10.29)$$

деб белгиласак, Кюри қонунини ҳосил қиламиз:

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (10.30)$$

Демак, *парамагнитнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги температурага тесқари пропорционал*. Бу табиий ҳол. Зотан, температура ошганда атомларнинг иссиқлик ҳаракати кучайиб, уларнинг магнит моментларининг ташқи магнит майдон бўйлаб жойлашиб қолиши қийинлашади. Аммо жуда паст температураларда Кюри қонунидан четга чиқиш ҳоллари тажрибада кузатилган. Кюри қонуни газларда, металлларнинг нометаллар билан ҳосил қилган бирикмаларида яхши бажарилади.

Тажрибадан яна шу нарса маълумки, соф металллар ва уларнинг қотишмалари, ишқорий ер металллар Кюри қонунига бўйсунмайди. Бу ҳодиса назарий ифодаларни келтириб чиқаришда биз асос қилиб олган классик назария жуда аниқ назария эмаслигини яна бир бор исботлайди.

Классик назарияга кўра, металллар электрон газга эга. Эркин электронларнинг тартибсиз ҳаракати температурага боғлиқ. Температура ошган сари электронларнинг хаотик ҳаракати кучайиб, уларнинг магнит моментларининг ташқи магнит майдон бўйлаб жойлашиб қолиши сусайиши лозим. Тажрибада эса металлларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги температурага деярлик боғлиқ эмас эканлиги аниқланган. Классик физикани инкор этувчи бу ҳодиса бевосита электронларнинг спини билан боғлиқ ва квант механикасининг қонунлари асосида таҳлил қилинади.

Парамагнит хусусиятли моддаларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги ( $\chi$ ) нисбатан кичик ва (10.28) га асосан,  $10^{-2} \div 10^{-4}$  оралиғидаги қийматларна тенг бўлиши мумкин. Шунга қарамай, парамагнитларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлигига нисбатан бир неча ўн баробар катта. Моддаларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги ўлчамсиз катталиқ. У ҳолда (10.25) ва (10.27) тенгламалардан магнитланиш вектори ва магнит кучланганлик  $H$  нинг ўлчов бирлиги А/м да аниқланишини топамиз. Демак, магнитланиш вектори  $\vec{J}$  ўз моҳияти жиҳатидан парамагнит ёки диамагнитнинг ҳажм бирлигидаги атомлар магнит моментларини уйғотган магнит майдондир. Ўзгача қилиб айтганда, магнитланиш вектори ҳажм бирлигидаги атомлар ёки молекулалар таркибидаги тоқларнинг магнит майдон кучланганлигидир. Шу боисдан магнитланиш векторига магнит майдон кучланганлик векторининг циркуляция қонуни (8.30)ни татбиқ этамиз:

$$\oint (\vec{J} d\vec{l}) = \sum I_{\text{мол}} \quad (10.31)$$

бу ерда  $I_{\text{мол}}$  — атом ёки молекула таркибидаги зарядли зарраларнинг орбитал ҳаракатига эквивалент бўлган молекуляр ток.

Парамагнит вакуумда индукцияси  $\vec{B}$  ёки магнит кучланганлиги  $\vec{H}$  бўлган ташқи магнит майдонга киритилган бўлсин. Бу икки вектор ўзаро қуйидагича боғланган:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$$

Парамагнитнинг молекуляр тоқларининг магнит моментлари майдон бўйлаб жойлашади ва ташқи магнит майдон таъсирини кучайтиради. Парамагнитни диамагнит билан алмаштирсак, диамагнитнинг молекуляр тоқларининг магнит моментлари ташқи магнит майдон йўналишига тесқари жойлашиб, ташқи майдон таъсирини кучсизлантиради. Лекин ҳар икки ҳолда модданинг ички магнит майдон индукцияси магнитлаш вектори орқали аниқланади, яъни

$$\vec{B}_{ur} = \mu_0 \vec{J} = \mu_0 \chi \vec{H}. \quad (10.32)$$

Шуни алоҳида таъкидлаш керакки, ташқи магнит майдонга бирор модда киритилса, магнит майдон индукциясининг қиймати ўзгаради, магнит майдон кучланганлиги эса ўзгармас қолади. Магнит майдон кучланганлиги  $\vec{H}$  майдонга киритилган модданинг табиатига боғлиқ эмас.

Демак, ташқи магнит майдонга бирор магнетик киритилганда индукция вектори ташқи ва ички магнит майдон индукция векторларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{ur} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}. \quad (10.33)$$

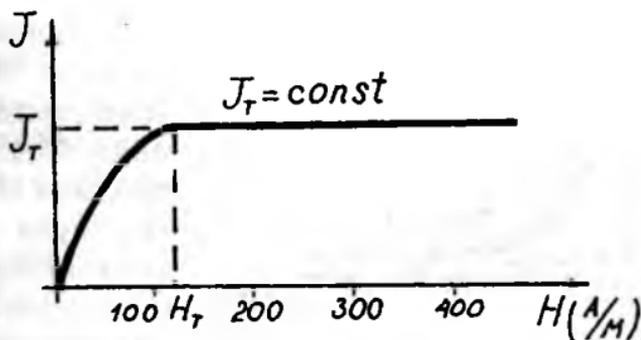
Бу ифодага  $\mu = (1 + \chi)$  белгилаш киритамиз ва электромагнетизмнинг бошланиш қисмида ҳеч қандай исботсиз киритилган (8.12) тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$

Шундай қилиб муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  модда таркибидаги атомларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги  $\chi$  га боғлиқ. Лекин диамагнит ва парамагнитларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанликлари ташқи майдон кучланганлигига боғлиқ эмас. Бу моддаларнинг магнит қабул қилувчанликлари нисбатан кичик қийматлар билан аниқланади. Шу туфайли парамагнитлар учун магнит сингдирувчанлик  $\mu$  бирдан бироз катта ( $\mu > 1$ ), диамагнитларнинг магнит сингдирувчанлиги бирдан бироз кичик ( $\mu < 1$ ) бўлади.

#### 10.4-§. Ферромагнитларнинг магнитланиши. Антиферромагнитлар

Табиатда магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  (ёки  $\chi$ ) ташқи магнит майдонга боғлиқ бўлган моддалар мавжуд. Бу боғланиш биринчи бор темир (ferrium) да кузатилганлиги учун бу хусусиятга эга бўлган моддалар ферромагнитлар деб аталган. Ферромагнитлар туркумига темир, кобальт, гадолиний ҳамда уларнинг қотишмалари ва химиявий бирикмалари киради.



10.5-расм.

Ферромагнитларнинг магнитланишини биринчи бор Москва университетининг профессори А. Г. Столетов 1872—1879 йиллар давомида чуқур текширган. Столетовнинг тажрибаларидан бири темирнинг магнитланиш вектори  $\vec{J}$  нинг ташқи магнит майдон кучланганлиги  $\vec{H}$  га боғлиқлигини текширишга бағишланган. Темир учун  $\vec{J}$  билан  $\vec{H}$  орасидаги боғланишнинг графиги 10.5-расмда келтирилган. Графикдан равшанки, кучсиз магнит майдонда темирнинг магнитланиши тик эгри чизиқ бўйича ортиб, кейин магнитланиш эгри чизигининг тиклиги бироз камаяди. Магнит майдон кучланганлиги тахминан  $\sim 100$  А/м га етганда, темирнинг магнитланиш вектори ( $\vec{J} = const$ ) ўзгармас қолади. Магнит майдон кучланганлиги  $\vec{H}_T$  қийматга етганда темир атомлари магнит моментларининг майдон бўйлаб жойлашиб қолиши тўхтайди. Магнитланиш вектори  $\vec{J}$  тўйиниш ҳолатига эришади. Бунда магнит майдон индукцияси ташқи магнит майдон билан темирнинг магнитланишидан ҳосил бўлган майдонларнинг йиғиндисига тенг:

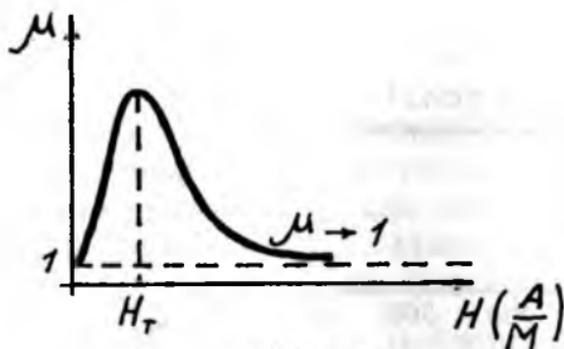
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}.$$

Иккинчи томондан бу индукцияни

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$

тенгламадан ҳам ҳисоблаш мумкин. Бу икки ифодадан магнит сингдирувчанлик учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\mu = \frac{\mu_0 H + \mu_0 J}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}. \quad (10.34)$$



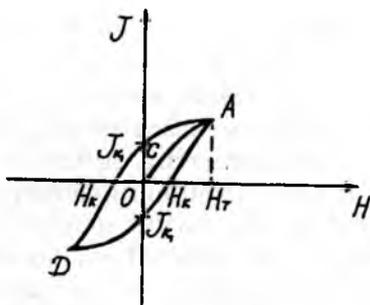
10.6-расм.

Бу боғланишнинг графиги 10.6-расмда келтирилган. Кучсиз майдонда  $J$  нинг қиймати  $H$  га нисбатан жуда катта бўлади.  $J$  тўйиниш қийматига етганда магнит сингдирувчанлик ўзининг энг катта

қийматига эришади. Магнитланиш вектори ( $J = const$ ) ўзгармас қолгандан кейин  $H$  ни яна ошира борсак,  $\mu$  секин аста камайиб боради. Ферромагнитлар учун  $\mu$  нинг максимал қиймати ферромагнитнинг табиатига боғлиқ. Хусусан, темирнинг максимал магнит сингдирувчанлиги  $\mu_{max} = 50$ ; таркибида 3,3% кремний бўлган темирнинг максимал магнит сингдирувчанлиги  $\mu_{max} = 10^4$ ; таркибида 78% никел ва 22% темир бўлган пермолонинг максимал магнит сингдирувчанлиги  $\mu_{max} = 10^6$  ни ташгил қилади.

Ферромагнитларнинг иккинчи ажойиб хусусияти — уларнинг ташқи магнит майдон таъсирида магнитланиб қолишидир. Масалан, темир ўзакни соленоид ичига киритайлик. Реостат ёрдамида соленоиддан ўтаётган токни секин-аста ошириб, темирнинг магнитланиш интенсивлиги (айрим ҳолларда магнитланиш вектори  $\vec{j}$  магнитланиш интенсивлиги деб ҳам аталади) билан ток ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни аниқлаймиз. Темирнинг магнитланиш интенсивлиги 10.7-расмда келтирилган  $OA$  чизиқ бўйлаб ортади.  $H$  нинг маълум бир  $H_1$  қийматида темирнинг магнитланиш интенсивлиги тўйинади ва  $J = const$  бўлади.  $H_1$  нинг шу қийматидан бошлаб, токни секин-аста камайтирсак, магнит майдон кучланганлиги ток камайишига мос равишда камаяди. Лекин темирдаги магнитланиш интенсивлиги  $OA$  чизиқ бўйлаб эмас, балки  $AC$  эгри чизиқ бўйлаб камаяди.  $H = 0$  бўлганда, ўзак  $B_k = \mu_0 J_k$  ифода билан аниқланган қолдиқ индукцияга эга бўлган ўзгармас магнетикка айланади. Табиийки, ўзакни тўлиқ магнитсизлантириш учун ўзакка қиймати  $H_k$  га тенг бўлган ва тескари йўналишдаги

магнит майдон кучланганлиги билан таъсир қилиш лозим. Тескари йўналишдаги магнит майдоннинг  $H_k$  қиймати коэрцитив (тўсиб турувчи) куч деб аталади. Тескари йўналишдаги магнитловчи майдон  $H$  ни ошира борсак, ўзакнинг магнитланиши  $H_D$  эгри чизиқ бўйлаб содир бўлади. Бинобарин, магнитловчи



10.7-расм.

магнит майдон йўналишини шу тарзда галма-галдан ўзгартирсак темирнинг сиртмоқ шаклидаги магнитланиш графигини ҳосил қиламиз. Бу ёпиқ эгри чизиқ гистерезис (“гистерезис” — грекча сўз бўлиб, орқада қолиш демакдир) сиртмоғи деб аталади. Гистерезис ҳодисаси ферромагнитларни танлашда жуда кенг қўлланилади. Масалан, ўзгармас магнитларни ясашда гистерезиси кенг бўлган “қаттиқ” ферромагнитлар олинади. Аксинча, генератор, трансформатор, динамомашиналарнинг ўзаклари гистерезиси ингичка, коэрцитив кучи кичик, магнитланиш интенсивлиги тик бўлган “юмшоқ” ферромагнитлардан тайёрланади. Зотан, ток манбаи магнит гистерезисини ҳосил қилишда маълум иш бажариб ўз энергиясини йўқотади. Энергияни иқтисод қилиш нуқтаи назардан гистерезис сиртмоғи кичик бўлган “юмшоқ” ферромагнитларни ишлаб чиқариш ва кашф этиш катта амалий аҳамиятга эга.

Гистерезис ҳодисасида қолдиқ магнит индукцияси  $B_k$  нинг ҳосил бўлиши ферромагнитларнинг магнит тузилиши диа- ва парамагнитларнинг тузилишидан бутунлай фарқ қилишидан далолат беради. Масалан, ферромагнит ўзакнинг  $H = 0$  холдаги магнит сингдирувчанлиги чексизга тенг  $\mu = \frac{B_k}{\mu_0 H} = \frac{J_k}{H} = \infty$  бўлиб қолади. Ваҳоланки 10.6-расмда  $H = 0$  бўлганда  $\mu$  чекли қийматга эга бўлади. Бу натижа физика нуқтаи назардан ғайритабиий ҳолдир. Бу хулосани фақат ферромагнитнинг тузилиши асосида изоҳлаш мумкин.

Француз физиги П. Вейсс илгари сурган назарияга кўра, ферромагнитлар ўлчами  $10^{-2} - 10^{-4}$  см оралиғида ётган ва минглаб атомларни ўз ичига олган доменлардан тузилган. Ҳар бир домендаги атомларнинг магнит моментлари бир хил йўналишга эга. Доменни ўз-ўзидан тўйиниш ҳолатигача магнитланган микромагнит деб тасаввур қилиш мумкин. Ташқи магнит майдон таъсиридан холи бўлган муҳитда доменларнинг магнит моментлари тартибсиз йўналган. Улар магнит моментларининг вектор йиғиндиси эса нолга тенг. Оддий шароитда ферромагнит магнитсиз ҳолатни эгаллайди. Ферромагнит доменли таркибга эга эканлигини аниқлаш мақсадида ферромагнит кучли айланма ҳаракатга келтирилган. Бунда бир қисм доменлар айланма ҳаракат йўналишида жойлашиб қолиши эҳтимолдан холи эмас. Тажриба бу мулоҳаза ўринли эканлигини тўлиқ тасдиқлайди. Яъни айланма ҳаракатга келтирилган ферромагнит магнитланиб қолади.

Парамагнитларнинг магнитланиш ҳодисасини текширганимизда уларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги  $\chi$  (10.28)га асосан температурага боғлиқ эканлигини кўрсатиб ўтган эдик:

$$\chi = \frac{\mu_0 P P_{m1aT}}{3kT}.$$

Бу ифода ферромагнитлар учун ҳам ўринли. Фақат атомнинг магнит моменти  $P_{m1aT}$  ни доменнинг магнит моменти  $P_{m1d}$  билан ҳажм бирлигидаги атомлар сонини доменлар зичлиги  $n_d$  билан алмаштириш лозим. У ҳолда ферромагнитларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги

$$\chi \approx \frac{\mu_0 n_d P_{m1d}^2}{3kT} \quad (10.35)$$

шаклдаги тахминий ифода билан аниқланади. Равшанки, ҳажм бирлигидаги доменлар сони атомлар зичлигидан кичик ( $n_d < n$ ). Лекин (10.35) тенгламада домен магнит моментининг квадрати иштирок этган. Шу боисдан ферромагнитнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги парамагнитникига нисбатан  $\sim 10^5$  марта катта. Ҳақиқатдан ҳам парамагнитларнинг солиштирма магнит қабул

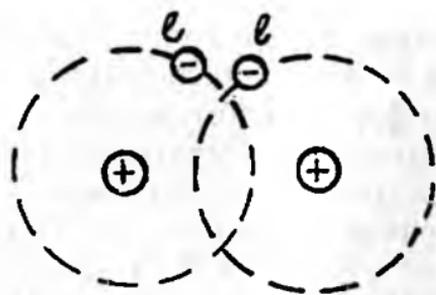
қилувчанлиги  $10^{-2}$  -  $10^{-4}$  оралигида ётгани ҳолда, темирники  $\chi = 101,2$ , никельники  $\chi = 44,7$ , кобальтники  $\chi = 23,5$ . (10.35) тенгламага асосан ферромагнитларнинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги температурага боғлиқ. Кюри нуқтаси ( $T_k$ ) деб аталувчи аниқ бир температурада ферромагнит оддий парамагнитга айланади. Температуранинг бу қиймати темир учун 1053 К га, никель учун 623 К га, пермолой учун 823 К га, кобальт учун 1423 К га тенг.

Демак, парамагнитлар учун келтириб чиқарилган Кюри қонуни (10.30) ферромагнитларда температуранинг маълум оралигида ўз кучини сақлайди ва Кюри қонуни

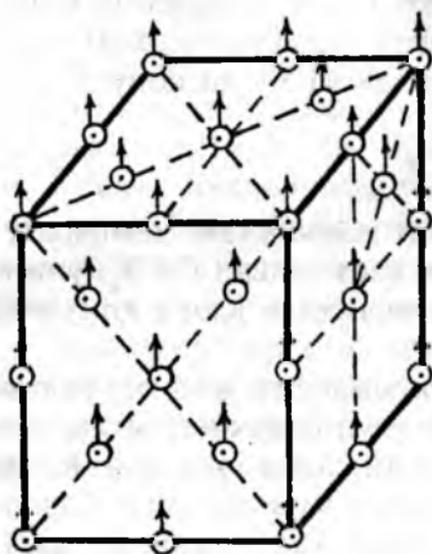
$$\chi = \frac{C}{T - T_k} \quad (10.36)$$

кўринишни олади. Ферромагнит намунанинг температураси  $T$  Кюри температурасидан паст бўлса ( $T < T_k$ ) унинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги Кюри қонунига бўйсунмайди.

Доменли тузилиш фақат ферромагнитларга хос бўлган хусусиятдир. Бинобарин, нима учун ферромагнитлар доменли тузилишга эга деган табиий савол туғилади. Классик физикада бу саволни ҳал этиши мумкин эмас. Саволнинг ечими квант физикаси орқали ҳал бўлади. Бу назариянинг мураккаб математик аппарати устида тўхталмаган ҳолда доменларнинг ҳосил бўлиш сабабини тарҳий (схематик) равишда кузатайлик. Масалани аввал водород миосолида кўриб, ферромагнит намуна учун умумлаштирамиз. Водород атоми мусбат зарядланган протон ва унинг атрофида берк орбита бўйлаб ҳаракат қилувчи электрондан тузилган. Икки водород атоми бир-бирига яқинлаштирилса, манфий зарядлар орасидаги Кулон итаришиш кучи масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда ошади. Шунга қарамай икки водород атоми бирикиб, битта водород молекуласини ташкил қилади (10.8-расм). Чунки, электрон орбиталари устма-уст тушганда, электронлар орасида квант табиатга эга бўлган алмашиш кучи юзага келади. Бу кучга мос бўлган энергия алмашиш энергияси дейилади. Алмашиш ўзаро таъсир туфайли икки водород атоми бирикиб, битта водород моле-



10.8-расм.



10.9-расм.

куласини ҳосил қилади. Бунда бир атомнинг электрони ўз орбитасидан чиқиб иккинчи атом электроннинг орбитасига, иккинчи атомнинг электрони эса ўз орбитасидан чиқиб биринчи атом электроннинг орбитасига ўтиб туради. Валент электронлар ўз орбитал ҳаракатларини бу тарзда алмашиб туриши натижасида улар мустақкам ковалент боғланиш орқали боғланади.

Келтирилган мулоҳазани ферромагнит намунага татбиқ этайлик. Ферромагнит кристалл панжарасидаги атомлар бир-бирига жуда яқин жойлашган. Улар орасида кучли алмашилиш таъсирлашуви юзага келиши мумкин. Бу таъсирлашув, асосан, валент электрон ҳисобига содир бўлади. Бир-бирига яқин жойлашган икки атом валент электронларининг орбитала-

ри устма-уст тушиши туфайли улар ўзаро электронлари билан алмашилиб турадилар. Таъсирлашув жараёнида вужудга келган алмашиш кучлари атом магнит моментларини бир-бирига параллел ёки антипараллел жойлаштириши мумкин. Биринчи ҳолда намуна ферромагнит, иккинчи ҳолда **антиферромагнит** тузилишга эга бўлади. Шундай қилиб, ферромагнит доменлари атом магнит моментлари бир хил йўналган ва 10.9-расмда кўрсатилган кристалл панжараларнинг тўпламидан иборат. Антиферромагнитга келсак, уларнинг ҳосил бўлишини Л. Д. Ландау ва Л. Нель назарий йўл билан башорат қилишган эди. Кейинчалик айрим моддалар антиферромагнит хусусиятга эга эканлиги аниқланади. Антиферромагнитларнинг ферромагнитлардан фарқи, уларнинг таркибида ўз-ўзидан магнитланган

доменларнинг йўқлигидадир. Бу хусусияти билан антиферромагнит парамагнитга ўхшашдир. Лекин антиферромагнитлар учун Нёель температураси деб аталувчи критик  $T_n$  температура мавжуд бўлиб, бу ҳароратда антиферромагнит парамагнитдан бутунлай фарқ қилади. Хусусан антиферромагнит намунанинг температураси  $T < T_n$  шартни қаноатлантирганда унинг солиштирма магнит қабул қилувчанлиги кескин ошади. Аксинча, антиферромагнит намунанинг температураси  $T$  Нёель температурасидан катта бўлганда ( $T > T_n$ ), у парамагнит табиатга эга бўлиб қолади ва Кюри қонунига бўйсунди.

Ферромагнитларнинг техникадаги роли хилма хил. Юқорида эслатиб ўтганимиздек, трансформатор, генератор, ротор ва бошқа электромагнит қурилмаларнинг ўзаклари магнит сингдирувчанлиги катта бўлган “юмшоқ” ферромагнитлардан ясалди. Юқори частотали импульслар яримўтказгичли ферромагнитлар (ферритлар) ёрдамида уйғотилади.

## 11-боб

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

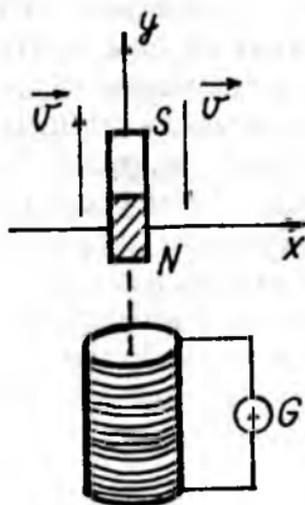
Маълумки, магний майдонда жойлашган бирор  $S$  сиртли контурни ҳаракатга келтирсак, бу сиртдан ўтаётган магнит куч чизиқларининг оқими ўзгаради. Дарҳақиқат, 8.9-§ да эркин ҳаракат қилувчи токли ўтказгич ёки контур магнит майдонга киритилса, у ҳаракатга келишини кўрсатиб ўтган эдик. Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш магнит оқимининг ўзгариши билан аниқланади. Аммо магнит майдонда токли ўтказгични кўчиришда бажарилган иш ток манбаининг энергияси ҳисобига юзага келади. Агар бу ишга эквивалент бўлган энергия иссиқлик энергиясига айланмаса, у нимага сарф бўлишини 8.9-§ да жавобсиз қолдирган эдик. Ушбу бобнинг мазмуни юқорида қўйилган саволларнинг ечимига бағишланган.

## 11.1-§. Электромагнит индукция ҳодисаси. Индукция электр юритувчи куч

1831 йилда инглиз физиги Фарадей кўп йиллик тадқиқотлар натижасида электромагнит индукция ҳодисасини очиш шарафига муяссар бўлди. У магнит майдонда бажарилган механик иш ҳисобига электр токини олиш мумкинлигини исботлаб, ҳозирги замон электротехникасига асос солди.

Фарадейнинг электромагнит индукция ҳодисасига бағишланган тажрибаларини уч гуруҳга бўлиш мумкин.

1. Сим ўрамлардан тузилган ғалтакка гальванометр улаймиз. Ўзгармас магнитни у ўқи бўйлаб 11.1-расмда кўрсатилгандек жойлаштирайлик. Ўзгармас магнит ҳаракатсиз бўлса ёки уни  $x$  ўқининг мусбат ва манфий йўналиши бўйлаб ҳаракатга келтирсак, гальванометр мили нолни кўрсатади. Магнитни у ўқининг манфий йўналишида, яъни вертикал пастга қараб ҳаракатга келтирайлик. Бунда гальванометр мили оғиб, занжирда ток ҳосил бўлганини билдиради. Магнитнинг ҳаракат йўналиши ўзгарса, мил тескари йўналишда оғади. Ўзгармас магнитнинг ҳаракат тезлигини оширсак, милнинг оғиш бурчаги ҳам ошади. Демак, гальванометр ҳосил бўлган токнинг қиймати, у ўқининг мусбат ва манфий йўналиши бўйича ҳаракат қилаётган ўзгармас магнитнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ. Ўзгармас магнитни қўзғалмас қолди-

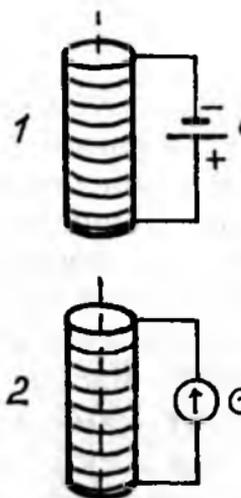


11.1-расм.

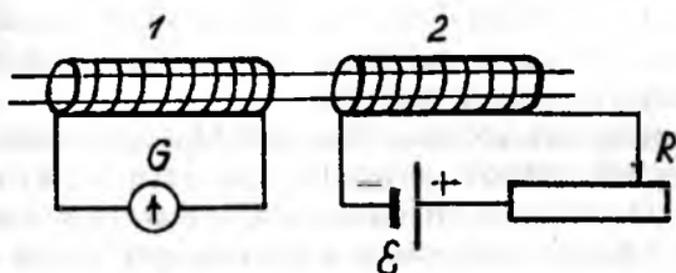
риб, унга нисбатан ғалтакни у ўқининг мусбат ва манфий йўналишида ҳаракатлантирайлик. Гальванометр мили яна 0 ҳолатига нисбатан ўнгга ёки чапга силжийди.

2. Ўзгармас магнитни ток манбаига уланган иккинчи ғалтак билан алмаштирайлик (11.2-расм). Ҳар икки ғалтак тинч ҳолатда бўлсин. Гальванометр мили нолни кўрсатади. Лекин улардан бирини вертикал ўқ бўйлаб юқорига ва пастга қараб ҳаракат қилдирсак, гальванометр мили ноль ҳолатига нисбатан силжийди.

3. Ҳар икки ғалтакни битта ўзакка ўрнатиб, биринчи ғалтакни гальванометр-  
 рга, иккинчи ғалтакни реостат орқали  
 ўзгармас ток манбаига улаймиз (11.3-  
 расм). Иккинчи ғалтакдан ўзгармас ток  
 оқса, гальванометр мили ўз вазиятини  
 ўзгартрмайди. Реостат ёрдамида иккин-  
 чи ғалтакдаги токни ўзгартирайлик.  
 Гальванометр, токнинг бу ўзгаришига  
 мос равишда, ноль ҳолатига нисбатан  
 силжийди. Токнинг ўзгариши тезлашса,  
 гальванометр милининг оғиш бурчаги  
 ҳам катталашади.



11.2-расм.



11.3-расм.

Келтирилган тажрибаларга яқун ясаб шуни айтиш мум-  
 кинки, гальванометр уланган занжирда ҳосил бўлган то-  
 магнит майдон манбаининг табиатига боғлиқ эмас. Зан-  
 жирда ҳосил бўлган ток гальванометрли ғалтак ўрамла-  
 рини кесиб ўтган магнит оқимининг ўзгариш тезлигини  
 пропорционал. Таъсир орқали ҳосил бўлган бу ток, *ин-*  
*дукция токи* деб ном олган. Ток ташувчи зарраларни ёпи-  
 контур бўйлаб ҳаракатга келтирган куч *индукция элект-*  
*юритувчи куч* деб аталади. Шу кучнинг вужудга келиши  
 билан боғлиқ физик жараён *электромагнит индукция ҳоди-*  
*саси* дейилади. Юқорида тавсифи берилган ҳодиса битта  
 ёпиқ контур учун ҳам ўринлидир. Ҳар қандай шаклдаги  
 берк контурни қамраб олган магнит оқимининг ўзгариш  
 қиймати шу магнит оқими ўзгариш тезлиги билан аниқла-  
 надиган.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} \quad (11.1)$$

*индукция ЭЮКни уйғотади.* Бу хулоса Фарадей - Максвелл қонуни деб аталади. (11.1) Ифодадаги (—) ишора индукцион токнинг йўналиши билан боғлиқдир. Индукцион токнинг йўналишини Ленц таклиф этган қоида асосида аниқлаш мумкин. *Индукцион ток доимо шундай йўналган бўладики, бу ток ҳосил қилган магнит оқимни, индукцион токни уйғотган магнит оқимининг ўзгаришига тўсқинлик қилади.* Масалан, индукцион токни вужудга келтирган магнит оқим ошса ( $d\Phi_m > 0$ ), (11.1) тенгламага асосан, индукция электр юритувчи куч  $\varepsilon_i < 0$  бўлади. Бинобарин, индукцион ток уйғотган хусусий магнит майдон оқими шу токни юзага келтирган ташқи магнит майдон оқимининг ошишига тўсқинлик қилади. Аксинча,  $d\Phi_m < 0$  бўлганда индукция ЭЮК  $\varepsilon_i > 0$  бўлади ва индукция токи уйғотган магнит оқим ташқи магнит майдон оқимининг камайишига тўсқинлик қилади.

Ленц қоидасига асосан, Фарадей-Максвелл қонунини умумлаштириб, электромагнит индукция ҳодисасининг асосий қонунини қуйидагича таърифлаймиз: **берк контур билан чегараланган сирт қамраб олган магнит оқимининг ҳар қандай ўзгариши контурда индукцион токни юзага келтиради ва унинг хусусий магнит майдони индукцион токни уйғотган магнит оқимининг ўзгаришига тўсқинлик қилади.**

Тажриба хулосаларига асосан ёзилган (11.1) тенгламани назарий йўл билан ҳам исботлаш мумкин. 8.28-расмда келтирилган токли ўтказгич магнит майдонда кўчирилса, магнит майдон ток манбаининг ҳисобига иш бажаради. (8.53) тенгламага асосан, ушбу элементар кўчиш мавжуд бўлгани учун энергиянинг сақланиш қонуни қуйидаги кўринишга эга:

$$\varepsilon Idt = I^2 Rdt + Id\Phi_m .$$

Тенгламанинг икки томонини  $Idt$  га бўлиб контурдан ўтаётган токни аниқлаймиз:

$$I = \frac{\varepsilon + \left(-\frac{d\Phi_m}{dt}\right)}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_i}{R},$$

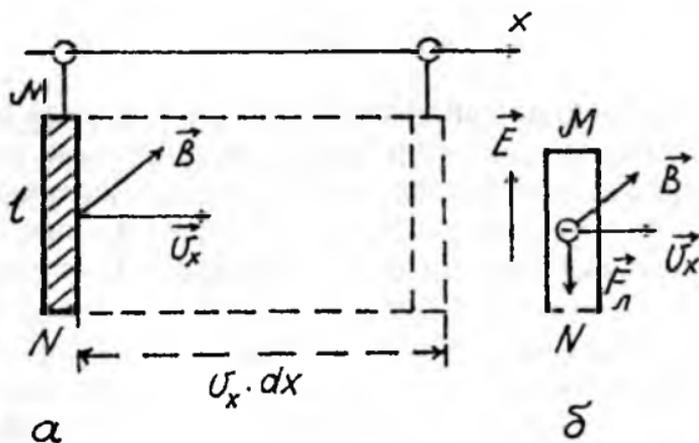
бундан

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_m}{dt}.$$

Демак, магнит майдонга киритилган токли ўтказгични кўчиришда манбанинг йўқотган энергиясининг бир қисми индукция ЭЮКни ҳосил қилишга сарфланар экан.

Энди ўтказгич магнит майдонда механик куч ёрдамида кўчирилганда ҳам (11.1) тенглама билан аниқланадиган индукция ЭЮК ҳосил бўлишини кўрсатайлик. Бу масалан электрон назария асосида ҳал қиламиз. Ҳалқага осилган  $l$  ўтказгич индукция вектори 11.4,а-расмда кўрсатилган магнит майдонда  $x$  йўналиш бўйлаб  $v_x$  тезлик билан ҳаракат қилсин. Ўтказгич билан бирга унинг таркибидаги эркин электронлар ҳам шу йўналишда ҳаракат қилади. Магнит майдонда  $v_x$  тезлик билан ҳаракат қиладиган электронларга Лоренц кучи таъсир этади. Чап қўл қондасини татбиқ этиб, Лоренц кучининг йўналишини топамиз. Бу куч 11.4,б-расмда кўрсатилган ўтказгичнинг  $M$  қисмидан  $N$  қисми томон йўналган. (9.1) тенгламага асосан Лоренц кучининг қиймати

$$F = -hv_x B = -eB \frac{dx}{dt}$$



11.4-расм.

бўлади. Электронларнинг Лоренц кучи йўналишидаги ҳаракати тескари йўналишдаги электр токини уйғотади. Мусбат зарядли ток ташувчи зарраларни тартибли ҳаракатга келтирувчи электр кучи Лоренц кучига тенг. Лекин унга тескари йўналган:

$$eE = -eB \frac{dx}{dt}, \text{ бундан } E = -B \frac{dx}{dt} \quad (11.2)$$

(11.2) билан аниқланган электр майдон кучланганлиги  $z$  узунликдаги ўтказгичнинг  $M$  ва  $N$  нуқталарида  $\varphi_N - \varphi_M = El$  билан аниқланадиган потенциаллар айирмасини ҳосил қилади. Е ни ўз қиймати (11.2) билан алмаштирамиз ва  $B$  билан  $l$  ни дифференциал белгиси остига киритамиз. Контур учун  $\varphi_N - \varphi_M = \varepsilon_i$  бўлганидан, берк контурда уйғонган индукция ЭЮК

$$\varepsilon_i = -\frac{d}{dt}(Bl \cdot x) = -\frac{d}{dt}(BS) = -\frac{d\Phi_m}{dt}$$

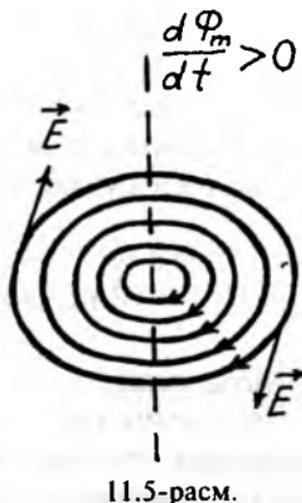
бўлади. Бунда  $l \cdot x = S$  — магнит майдонда жойлашган контурнинг  $NM = l$  қисми чизган ўзгарувчан юза;  $\frac{d\Phi_m}{dt}$  — шу юзани кесиб ўтган ўзгарувчан магнит оқим.

Демак, ҳар икки ҳисоблаш усули билан чиқарилган электромагнит индукция ҳодисасининг асосий тенгламаси бир хил кўринишга эга. Юқорида келтирилган (11.1) тенгламани кетма-кет уланган  $N$  та контур учун умумлаштирамиз:

$$\varepsilon_i = -N \frac{d\Phi_m}{dt} \quad (11.3)$$

Шуни алоҳида қайд этиш керакки, юқорида келтирилган тажрибаларда контур ёки ғалтак индукция токини сезувчи қайд қилгич вазифасини ўтамоқда. Дарҳақиқат, ўзгарувчан магнит майдон мавжуд бўлган фазога бир-бири билан боғлиқ бўлмаган ҳар хил радиусли контурларни киритсак, уларнинг ҳар бирида индукцион ток уйғотганлигини аниқлаймиз. Бундан хулоса шуки, ўзгарувчан магнит майдон мавжуд бўлган фазода куч чизиқлари 11.5-расмда кўрсатилган **уюрмавий электр майдон вужудга келади**. Бу майдоннинг таъсир доирасига кириб қолган

электронлар майдонга тескари йўналишда тартибли ҳаракат қилади ва майдон йўналишидаги индукцион токни ҳосил қилади. Бу ҳулосанинг тўғри эканлигига ишонч ҳосил қилиш мақсадида ўзгарувчан магнит майдон мавжуд бўлган фазога ҳалқасимон неон лампаларини киритайлик. Неон лампаларда разряд содир бўлиб, улар нурлана бошлайди. Эркин электронлардан маҳрум бўлган инерт газда разряднинг ҳосил бўлиши ўзгарувчан магнит майдонда уярмавий электр майдон мавжуд бўлишини тўлиқ исботлайди.



Электр юритувчи куч ёпиқ контур бўйлаб йўналган электр майдон кучланганлигининг циркуляциясига тенг эди (4.18) га қ). Шу боисдан индукцион электр юритувчи кучни уярмавий электр майдон кучланганлиги билан қуйидагича боғлаймиз:

$$\varepsilon_i = \oint (\vec{E} d\vec{l}). \quad (11.4)$$

*Уярмавий электр майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси индукция ЭЮК га тенг.*

Уярмавий электр майдонга яхлит ўтказгич киритайлик. Ўтказгичдаги эркин электронлар уярмавий электр майдон йўналишига тескари йўналишда тартибли ҳаракат қиладилар. Ўтказгич таркибида эса электр майдон бўйлаб йўналган уярмавий ёки Фуко токи деб аталувчи индукцион ток уйғонади. Яхлит ўтказгичнинг қаршилиги кичик бўлганлигидан, Фуко токи етарли даражада катта бўлади. Ўтказгич қизиб, ундан  $Q = I^2 R t$  билан аниқланадиган Жоуль иссиқлиги ажралади. Электромагнит индукциянинг бу хоссаси техникада яхлит деталларнинг чидамлилигини ошириш мақсадида уларга термик ишлов беришда кенг ишлатилади. Индукцион печларнинг ишлаш принципи электромагнит индукция ҳодисасига асосланган.

Электромагнит индукция ҳодисасининг салбий томонлари ҳам бор. Соленоиднинг ёки тороиднинг таркибидаги ўзақлар фуко токи туфайли қизийди. Агар бу ҳодиса эътиборга олинмаса, магнит занжирдаги сим ўрамларининг изоляцияси куйиб, қисқа тутушув содир бўлиши мумкин.

## 11.2-§. Ўзиндукция ҳодисаси

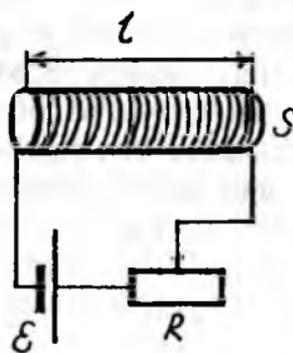
Маълумки, токли контурнинг ёки соленоиднинг магнит майдони уларнинг ўқи бўйлаб йўналган. Узунлиги  $l$ , кўндаланг кесими  $S$  ва ўрамлар сони  $N$  бўлган соленоиддан  $I$  ўзгармас ток ўтса, Гопкинсон формуласига асосан, соленоид ўқи бўйлаб йўналган магнит майдоннинг оқими

$$\Phi_{om} = \frac{\mu_0 \mu I S \cdot N}{l} \quad (11.5)$$

тенгламадан ҳисобланади. Бу оқим соленоиднинг ҳамма қисмида ўзгармас катталиқдир. Демак, (11.5) билан аниқланган оқим 11.6-расмда келтирилган соленоиднинг ҳар бир ўрамни кесиб ўтади. Агар соленоид  $N$  та ўрамдан тузилган бўлса, индукция ЭҮКни уйғотувчи индукция оқими, (11.3) га асосан,  $N$  марта катталашади:

$$\Phi_m = N \Phi_{om} = \frac{\mu_0 \mu N^2 S I}{l} = \mu_0 \mu n^2 l S I = \mu_0 \mu n^2 V I, \quad (11.6)$$

бунда  $n = \frac{N}{l}$  бир бирлик узунликдаги ўрамлар сони,  $V = S \cdot l$  — узунлиги  $l$ , кесими  $S$  бўлган соленоиднинг ҳажми. Юқоридаги ифодага



11.6-расм.

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S = \mu_0 \mu n^2 V$$

белгилаш киритайлик. Бу  $L$  катталиқ соленоиднинг индуктивлиги бўлиб, у соленоиднинг шаклига ва ўрамлар сонига ҳамда муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ бўлган катталиқдир. Индуктивлик тушунчасига биноан, контурга илаш-

ган магнит оқим (11.6) ни қуйидаги содда кўринишга келтирамиз:

$$\Phi_m = LI. \quad (11.6, a)$$

Магнит оқимининг бу ифодасини электромагнит индукция ҳодисасининг асосий тенгламаси бўлган (11.1) формулага қўяйлик:

$$\varepsilon_{si} = -L \frac{dI}{dt} \quad (11.7)$$

$L$  — берилган контур учун ўзгармас катталиқ бўлганидан, у дифференциал белгисининг ташқарисига чиқарилади. **Контурдан оқётган токнинг ҳар қандай ўзгариши шу контурда қиймати ток ўзгаришига пропорционал бўлган индукция ЭЮКини уйғотади.** Бу ҳодиса ўзиндукция деб аталади. Масалан, 11.6-расмда келтирилган реостат ёрдамида занжирдан оқётган токни ўзгартирсак, ғалтакда йўналиши Ленц қондаси асосида аниқланадиган индукцион ток уйғонади.

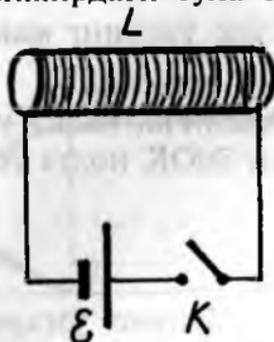
Соленоид, тороид каби элементларни занжирга улашда ниҳоятда эҳтиёткорлик зарурдир. Зотан, калит уланганда ток 0 дан  $I$  гача ошиб, туташув ўзиндукция токи узилганда ток  $I$  дан 0 гача камайиб узилиши ўзиндукция токи пайдо бўлади. Бу тоқларнинг ўзгариш қонуниятларини ҳисоблаб чиқайлик. 11.7-расмда келтирилган калит уланганда, Кирхгофнинг II қондасига асосан, индуктив ғалтакдаги кучланишнинг пасайиши

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{si} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

бўлади. Бу ифодани  $R$  га бўлсак, занжирдаги тула токнинг қийматини аниқловчи ифодани ҳосил қиламиз:

$$I_T = \frac{\varepsilon}{R} - \frac{L}{R} \frac{dI}{dt} = I_0 - I_{si}, \quad (11.8)$$

бунда — индуктивлиги  $L$  га тенг бўлган ғалтакнинг Ом қаршилиги;  $I_0$  — занжирдан оқиши мумкин бўлган токнинг энг катта қиймати;  $I_{si}$  — ўзиндукция ҳодисаси ту-



11.7-расм.

файли юзага келган индукцион ток. Занжирдан оқаётган ток икки токнинг йигиндисидан иборат. Улардан бири  $I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$  билан аниқланса, иккинчиси вақтга боғлиқ равишда қуйидаги

$$I = -\frac{L}{R} \frac{dT}{dt}$$

ифодадан топилади. Бу ифодани

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt$$

шаклда ўзгартириб, уни интеграллаймиз:

$$\ln I_{si} = -\frac{R}{L} t + \ln C.$$

ва бу тенгламани потенцерласак:

$$I_{si} = C I^{-\frac{R}{L} t}.$$

Тенгламадаги  $C$  — ўзгармас катталиқ. Унинг қиймати бошланғич шартлар асосида аниқланади, яъни  $t = 0$  да  $C = I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$ . Олинган натижаларга асосан, калит уланганда занжирдан оқаётган токнинг ўзгариш қонуниятини ҳосил қиламиз:

$$I_T = I_0 - I_{si} = \frac{\varepsilon}{R} (1 - I^{-\frac{R}{L} t}). \quad (11.9)$$

Бу ифоданинг графиги 11.8-расмда келтирилган  $I$  чиққан иборат. Қаршилиги  $R$ , индуктивлиги  $L$  бўлган соленоид ўзгармас ток манбаига уланса, занжирдан оқаётган ток ўзининг максимал  $I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$  қийматига  $r$  вақтдан кейин эришади.

Аксинча, калит узилганда (11.9) тенгламада иштирок этган ЭЮК нолга тенг ( $\varepsilon = 0$ ), занжирдаги ток

$$I = \frac{L}{R} \frac{dI}{dt}$$

қонун бўйича ўзгаради. Юқорида келтирилган ҳисоблаш усулини татбиқ этиб

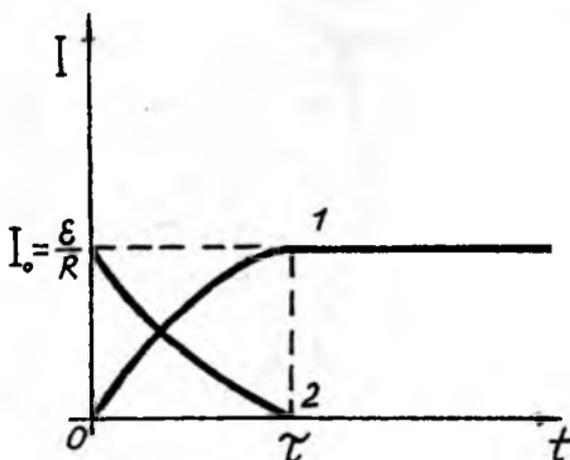
$$I_{si} = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad (11.10)$$

эканлигини аниқлаймиз. Ҳиндукция ҳодисаси туфайли занжирда уйғонган ўзиндукция токи занжирдаги токнинг бир онда йўқолишига тўсқинлик қилади. Занжирдаги токнинг максимал  $I_0$  қиймати  $I^{-\frac{R}{L}t}$  қонуни бўйича камайиб  $t$  вақтдан кейин ўзининг ноль қийматига эришади. Калит узилишидаги токнинг ўзгариши 11.8-расмда 2 эгри чизиқ билан кўрсатилган.

Индуктивлиги катта бўлган соленоид ёки тороид паст кучланишли манбага уланган бўлса, контактга келтириш жараёнида уйғонадиган ўзиндукция ЭЮК катта қийматга эришиб, контактни куйдириб юбориш хавфини туғдиради. Техника хавфсизлиги нуқтаи назаридан, индуктивлик киритилган занжирнинг контактига параллел равишда конденсатор уланади. Юқори кучланишли манбаларнинг контактлари махсус мосламалар орқали соленоид ёки тороид киритилган занжирга уланади.

Ўзиндукция ҳодисаси ўзгарувчан ток оқётган симларда, ўтказгичларда ҳам кузатилади. Симдан ўзгарувчан ток оққанда, уни кесиб ўтаётган магнит оқим ўзгаради ва ўзиндукция ҳодисаси туфайли уюрмавий тоқлар уйғонади. Йўналиши Ленц қонидаси билан аниқланган уюрмавий ток ўзгарувчан токнинг оқишига тўсқинлик қилади. Натижада ўтказгичнинг ичидаги қаршилиқ сиртдаги қаршилиқка нисбатан бир неча баробар ошади. Ўтказгичнинг ўқи

бўйлаб йўналган ўзгарувчан токнинг зичлиги сирт бўйлаб оқётган ток зичлигидан анча кичик бўлади. Сирт эффекти деб аталувчи бу ҳодиса қаттиқ урилишларда ишлатиладиган деталларга термик ишлов беришда кенг қўлланилади. Ишлов бериш



11.8-расм.

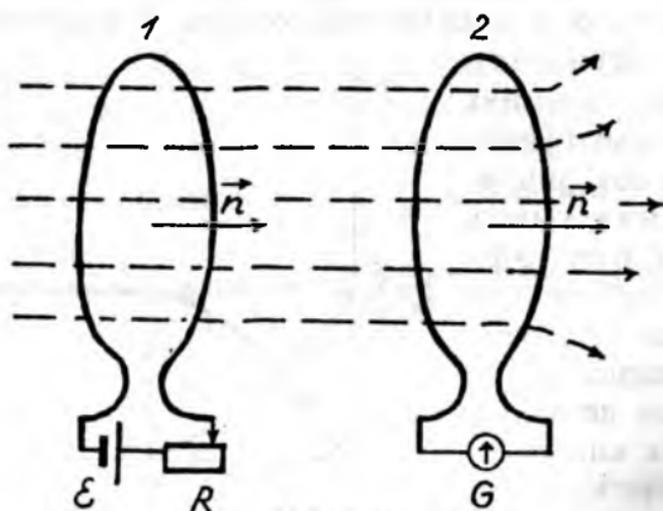
лозим бўлган деталдан юксак частотали ток ўтказилади. Сирт эффекти туфайли деталнинг сиртидан оқаётган ток кучайиб, унинг сирти қизийди ва ундан Жоуль иссиқлиги ажралади. Деталнинг иссиқликка бардош бериш қобилияти яхшиланади.

### 11.3-§. Ўзаро индукция ҳодисаси

Айрим ҳолларда бир контурнинг ўзгарувчан магнит оқими нафақат шу магнит майдонни уйғотган токли контурнинг кесимини, балки қўшни контурнинг кесимини ҳам кесиб ўтиши мумкин. Масалан, иккита контур берилган бўлсин (11.9-рasm). Бу контурга ўтказилган нормаллар уларнинг марказини бирлаштирувчи ўқ бўйлаб йўналган деб фараз қилайлик. Биринчи контур ток манбаига реостат орқали уланган. Реостат ёрдамида биринчи контурдаги токни  $dI$  га ўзгартирсак, контурнинг магнит майдон оқими ҳам ўзгаради, яъни:

$$d\Phi_{2m} = -L_{21}dI$$

Бу ўзгарувчан магнит оқим бир вақтнинг ўзида 1 ва 2 контурларга илашиб, биринчи контурда ўзиндукция, иккинчи контурда ўзаро индукция ҳодисаларининг содир бўлишига олиб келади. Агар магнит оқиманинг ўзгариши



11.9-рasm.

dt вақт оралиғида содир бўлган деб фараз қилсак, юқоридаги ифода ушбу кўринишга ўтади:

$$\frac{d\Phi_{2m}}{dt} = -L_{21} \frac{dI}{dt}.$$

Бу тенгламага электромагнит индукция ҳодисасининг асосий ифодасини (11.1) ни татбиқ этиб,

$$\mathcal{E}_{2i} = -\frac{d\Phi_{2m}}{dt} = -L_{21} \frac{dI}{dt}$$

ифода ёрдамида иккинчи контурда уйғонган ЭЮКни аниқлаймиз. Бу ифодадаги  $L_{21}$  — иккинчи контурнинг биринчи контурга нисбатан индуктивлиги.

У ўзаро индуктивлик деб аталади. Ўзаро индуктивлик контурнинг геометрик шакли, уни ўраб олган муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги ва контурларнинг бир-бирига нисбатан жойлашишига боғлиқ. Хусусан, ҳар икки контурнинг нормаллари ўзаро тик текисликларда жойлашган бўлса, уларда ўзаро индукция ҳодисаси кузатилмайди.

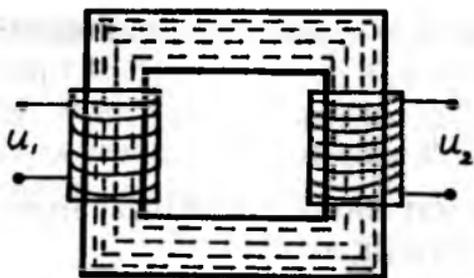
Ўзаро индукция ҳодисаси симметрик табиатига эга. Иккинчи контурни реостат орқали ток манбаига, биринчи контурни гальванометрга улаб, юқоридаги тажрибани такрорласак, биринчи контурда қиймати

$$\mathcal{E}_{1i} = -L_{12} \frac{dI}{dt}$$

билан аниқланадиган индукция ЭЮКи индукцияланади. Бунда  $L_{12}$  — биринчи контурнинг иккинчи контурга нисбатан индуктивлиги ёки биринчи контурнинг ўзаро индуктивлигидир. Шундай қилиб, бир контурнинг ўзгарувчан магнит оқими иккинчи контурни кесиб ўтганда, иккинчи контурда индукция ЭЮКнинг индукцияланиши ўзаро индукция ҳодисаси дейилади. Ўзаро индукция ҳодисасида контурларнинг ўзаро индуктивликлари тенг эканлиги тажриба асосида ва назарий йўл билан исботланган:

$$L_{12} = L_{21}.$$

Электротехниканинг энг асосий элементларидан бири бўлган трансформаторнинг ишлаш принципи ўзиндукция ва ўзароиндукция ҳодисаларига асосланган. Ягона ўзакка бир-бири билан боғланмаган икки ва ундан ортиқ чўлғам-



11.10-расм.

лар киритилган электр занжирга трансформатор дейилади. Мисол тариқасида икки чулғамли трансформаторнинг ишлаш жараёни билан танишайлик. Биринчи чулғам ўзгарувчан ток манбаига уланади. Бу чулғам ҳосил қилган ўзгарувчан магнит оқим ўзак орқали ҳар икки чулғамни кесиб ўтади. Биринчи чулғамда ўзиндукция ҳодисаси кузатилса, иккинчи ўрамда ўзаро индукция ҳодисаси содир бўлади (11.10-расм). Бинобарин, биринчи чулғамнинг ўзиндукция ЭЮК манбанинг кучланишига тенг, яъни  $\mathcal{E}_{1i} = U_1$ . Иккинчи чулғамдаги ўзароиндукция ЭЮК истеъмолчига узатиладиган кучланиш билан ўлчанади:  $\mathcal{E}_{2i} = U_2$ . Биринчи чулғамдаги ўрамлар сони  $N_1$  бўлсин. Иккинчи чулғамдаги ўрамлар сонини  $N_2$  га тенг деб олайлик. Электромагнит индукция ҳодисасининг асосий тенгламаси (11.2) га кўра,

$$U_1 = -N_1 \frac{d\Phi_m}{dt}, \quad U_2 = -N_2 \frac{d\Phi_m}{dt}$$

тенгламалар ёрдамида аниқланади. Ҳар икки чулғамни ўзгариш тезлиги бир хил бўлган магнит оқим кесиб ўтганлигидан, кучланишларнинг ўзаро нисбати ўрамлар сонининг нисбатига тенг бўлади:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1},$$

бунда  $\frac{N_2}{N_1}$  — нисбат трансформация коэффиценти дейилади. Иккинчи чулғамдаги ўрамлар сони  $N_2$  биринчи чулғамдаги ўрамлар сонидан катта ( $N_2 > N_1$ ) бўлганда  $U_2 > U_1$  бўлиб қолади. Бу шартни қаноатлантирувчи трансформатор юксалтирувчи трансформатор деб аталади. Пасайтирувчи трансформаторни ҳосил қилиш учун иккинчи чулғамдаги ўрамлар сонини биринчи чулғамдаги ўрамлар сонига нисбатан кичик ( $N_2 < N_1$ ) қилиб олиш лозим. Бу шарт бажарилганда истеъмолчига

узатилган  $U_2$  кучланиш манба кучланиши  $U_1$  дан кичик ( $U_2 < U_1$ ) бўлади.

Трансформаторнинг ишлаш жараёнида энергиянинг сақланиш қонуни бузилмайди. Одатда, чулғамларнинг Ом қаршилиги эътиборга олмас даражада кичик қилиб олинади. Улардан ажралган Жоуль иссиқлиги ҳам ниҳоятда кичик бўлади. Шу боисдан ҳар икки чулғамнинг кувватлари

$$I_1 U_1 = I_2 U_2 = \text{const}$$

ўзгармасдир. Бундан ҳулоса шуки, юксалтирувчи трансформаторнинг иккинчи чулғамидан оқаётган ток кучи шу чулғамдаги кучланишнинг ошишига мос равишда камаяди. Пасайтирувчи трансформаторда иккинчи чулғамдаги кучланиш камайиб, ундан оқаётган ток кучи ошади.

Трансформаторда ўзгарувчи магнит оқими нафақат чулғамларни, балки бу чулғамлар ўрнатилган ўзакни ҳам кесиб ўтади. Ўзакда эса индукцион табиатига эга бўлган Фуко токи юзага келади. Агар ўзак яхлит ўтказгичдан тайёрланган бўлса, Фуко токи катта қийматга эришиб, ўзакдан катта миқдорда Жоуль иссиқлиги ажралиши ва ўзакни қиздириши мумкин. Трансформаторнинг қизишини камайтириш мақсадида ўзак яхлит ҳолда эмас, балки бири-биридан изоляцияланган пластинкалардан йиғилади. Бунда Фуко токининг ҳосил бўлиши кескин камаяди.

#### 11.4-§. Магнит майдон энергияси

Фазонинг бирор қисмида мавжуд бўлган магнит майдон энергиясини ҳисоблашдан олдин ток магнит майдоннинг энергиясини ҳисоблаб чиқайлик. Магнит майдон куч таъсирига эга. 8.9-§ да айтиб ўтилганидек, токли ўтказгич магнит майдонга киритилса, магнит майдон унга таъсир курсатади. Токли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш

$$dA = Id\Phi_m \quad (11.11)$$

ифода билан аниқланади. Бунда  $d\Phi_m$  — токли ўтказгичнинг ҳаракатга келишидан ҳосил бўлган магнит оқими-

нинг ўзгариши;  $dA$  — элементар иш, ток манбаининг энергияси ҳисобига бажарилади. Шу ишга эквивалент бўлган энергия эса индукция ЭЮКни ҳосил бўлишига сарф бўлади. Индукция ЭЮКда тўпланган энергия магнит майдон энергияси сифатида намоён бўлади. Шу боисдан магнит майдон энергияси (11.11) билан аниқланадиган элементар ишга тенг.

$$dW_m = Id\Phi_m \quad (11.12)$$

Магнит майдон оқимини нафақат токни контурни ҳаракатга келтириш, балки занжирдан оқаётган токни ўзгартириш орқали ҳам ўзгартириш мумкин. (11.6,а) тенгламадан токнинг ўзгаришига мос бўлган магнит оқимнинг ўзгариши  $d\Phi_m = LdI$ . Ушбу ифодани юқоридаги тенгламага қўйсақ,  $dI$  ток ўзгаришига мос бўлган магнит майдоннинг энергия ўзгаришини аниқлаймиз:

$$dW_m = LIdI. \quad (11.13)$$

Индуктивлиги  $L$  бўлган контур калит ёрдамида занжирга улансин. Бунда токнинг қиймати 0 дан  $I$  гача ўзгаради. Занжирда эса индукция ЭЮК ҳосил бўлади. Бу ЭЮК да тўпланган магнит майдон энергиясини аниқлаш мақсадида юқоридаги ифодани шу чегарада интеграллаймиз. Бунда ток уйғотган магнит майдоннинг энергияси учун

$$W_m = \int_0^I IdI = \frac{LI^2}{2} \quad (11.14)$$

тенгламани ҳосил қиламиз. Келтирилган ифодадан равшанки, индуктивликка эга бўлган контурдан ток ўтганда бу ток ҳосил қилган магнит майдон (11.14) билан аниқланадиган энергияга эга бўлади. Бундан фазонинг бирор қисмида мавжуд бўлган магнит майдон энергияга эга эмас деган ҳулоса келиб чиқмаслиги лозим. Зотан, ўзгармас магнит атрофида ҳам магнит майдон мавжуд. Хўш, бу магнит майдон энергияга эга эмасми, деган табиий савол туғилади. Ферромагнитлар мавзуига бағишланган 10.4-§ дан маълумки, ферромагнитни магнитлашда электр токи маълум иш бажаради. Ўзгармас магнитни магнитлашда бажарилган бу иш магнит майдон энергиясига айланади. Ўзгар-

мас магнит майдон атрофидаги магнит майдон ҳам энергияга эга. Демак, (11.14) тенгламада иштирок этган индуктивлик ток магнит майдонининг энергиясини тўпловчи ёки жамловчи бир қурилма вазифасини ўтамоқда. Бу хусусияти билан индуктивлик электр энергиясини жамловчи конденсаторга ўхшашдир. Конденсаторда аккумуляцияланган электр энергияси  $W_e = \frac{CU^2}{2}$  тенгламадан ҳисобланади. Бу ифодани магнит майдон энергиясини аниқловчи (11.14) тенглама билан солиштирсак, улар бир-бирига ўхшаш эканлигини аниқлаймиз. Лекин кучланиш  $U$  потенциаллар айирмаси орқали аниқланади. Потенциал эса электр майдоннинг потенциал энергиясини характерловчи катталиқ. Электр майдон энергияси ўз табиати жиҳатидан потенциал энергиядир. Магнит майдон энергияси эса ток кучи билан аниқланади. Электр токи зарядли зарраларнинг тартибли ҳаракатидан иборат бўлганидан, магнит майдон энергияси табиати жиҳатидан кинетик энергияга ўхшаш. Магнит майдон энергияси шу хусусияти билан электр майдон энергиясидан фарқ қилади.

Энди фазонинг ихтиёрий қисмида мавжуд бўлган магнит майдон энергиясини ҳисоблаб чиқайлик. Бу масалани ҳал этиш мақсадида индуктивлиги  $L = \mu_0 n^2 V$  билан аниқланадиган соленоид оламиз. Бу соленоидга магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  бўлган ферромагнетик ўзак жойлаштирайлик.  $U$  ҳолда соленоиднинг индуктивлиги  $\mu$  марта ошиб, у  $L = \mu_0 \mu n^2 V$  бўлади. Бу соленоидни ток манбаига уласак, соленоиднинг  $V$  ҳажмида қиймати

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n^2 IV$$

тенглама билан аниқланадиган магнит майдон энергияси ҳосил бўлади. Бир бирлик ҳажмда тўпланган магнит майдон энергиясини аниқлаш учун юқоридаги тенгламани  $V$  ҳажмга бўламиз:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu n^2 I^2 \quad (11.15)$$

Бу катталиқ магнит майдон энергиясининг зичлиги дейилади. Энергиянинг зичлигини магнит майдон кучланганлиги ва магнит майдон индукцияси

орқали ифодалаш мумкин. (11.15) тенгламада  $H = nI$ ,  $B = \mu_0 \mu n I$  эканлигини эътиборга олсак, магнит майдон энергияси зичлигининг

$$W_m = \frac{1}{2} BH = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0 \mu} = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 \quad (11.16)$$

кўриниш тенгламалар орқали аниқланишини топамиз. Келтирилган ифодалардан равшанки, магнит майдон энергиясининг зичлиги магнит майдон манбаининг табиатига ва шаклига боғлиқ эмас. Бу энергия магнит майдон мавжуд бўлган фазода тўпланган ва маълум шароитда бошқа турдаги энергияга, масалан, электр энергиясига айланади.

## 12-боб

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН НАЗАРИЯСИ

Фарадей тажрибаларидан маълум бўлдики, фазонинг бирор қисмида ўзгарувчан магнит майдон мавжуд бўлса, фазонинг шу қисмида куч чизиқлари ёпиқ бўлган уюрмавий электр майдон вужудга келади. Ўз навбатида, ўзгарувчан электр майдон атрофида ҳам куч чизиқлари ёпиқ бўлган уюрмавий магнит майдон юзага келиши лозим. Зотан, табиатдаги ҳодисалар симметрик боғланишга эга. Бу масалани инглиз физиги Максвелл назарий йўл билан асослади ва электромагнит майдон назариясини яратди. Қуйида Максвелл асос солган электромагнит майдон назарияси билан чуқурроқ танишайлик.

#### 12.1-§. Максвеллнинг интеграл тенгламалари.

##### Силжиш токи

Ўзгармас ток қонунларига бағишланган 4.3-§ да ЭЮКнинг физик моҳияти очиб берилган эди. Ташқи куч кучланганлигининг ёпиқ контур бўйлаб циркуляцияси электр юритувчи кучни беради:

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E}_T d\vec{l}.$$

Электромагнит индукция ҳодисасидан маълумки, индукция ЭЮК (11.1) магнит оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал. Бу ЭЮК ўзгарувчан магнит оқими атрофида уйғонади ва куч чизиқлари берк бўлган уюрмавий электр майдон таъсирида юзага келади. Шу боисдан юқоридаги ифода ўзгарувчан магнит майдон учун қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\varepsilon = \oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = - \frac{d\Phi_m}{dt} \quad (12.1)$$

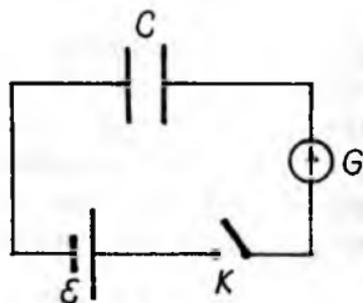
Магнит оқим  $\Phi_m = (\vec{B}\vec{S})$ , магнит индукция, вектори  $\vec{B}$  билан контур  $\vec{S}$  векторнинг скаляр кўпайтмасига тенг. Эслатиб ўтайлик,  $\vec{S}$  вектор миқдор жиҳатдан бирлик вектор  $\vec{n}$  нормал йўналишида олинган  $S$  юзга тенг, яъни  $\vec{S} = S\vec{n}$ .

Вақт ўтиши билан икки катталиқ ўзгариши мумкин. Лекин бизнинг мелоҳазамиз магнит майдоннинг ўзгариши билан боғлиқ. Шунинг учун  $l$  контур билан чегараланган  $S$  юзани ўзгармас деб олайлик. У ҳолда (12.1) билан аниқланган тўлиқ дифференциал фақат индукция векторининг вақт давомида ўзгариши билан боғлиқ бўлган хусусий ҳосилага айланади ва (12.1) тенглама

$$\oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = - \frac{\partial \Phi_m}{\partial t} \quad (12.3)$$

кўринишни олади. Бу ифода Максвеллнинг интеграл шаклдаги биринчи тенгламаси деб аталади ва у қуйидаги маънога эга:  **$l$  контур ихтиёрий ёпиқ бўйича уюрмавий электр майдон кучланганлигининг циркуляцияси контур билан чегараланган сиртқи кесиб ўтган магнит оқим ўзгариш тезлигининг тесқари ишора билан олинган қийматига тенг.**

Максвеллнинг интеграл шаклдаги иккинчи тенгламасини келтириб чиқаришдан олдин қуйидаги тажрибага мурожаат этайлик. Вакуумда жойлашган ясси конденсаторнинг қопламалари  $K$  қалит орқали ўзгармас ток манбаига уланган (12.1-расм) бўлсин. Ясси конденсатордан ток ўтганини белгилаш мақсадида занжирга сезгир  $G$  гальванометр киритилган.  $K$  қалитни улайлик. Гальванометр мили нолни кўрсатади. Бу табиий ҳол. Конденсатордан



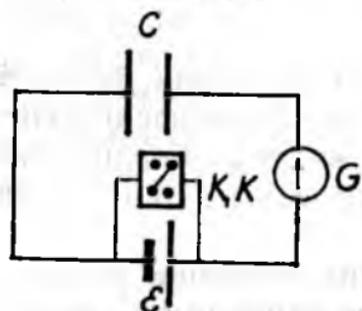
12.1-расм.

ўзгармас ток ўтмайди. Ўзгармас ток манбаи ёрдамида конденсатор қопламалари зарядланади, холос. Қопламалар орасида эса бир жинсли ( $\vec{E} = const$ ) электр майдон ҳосил бўлади. Гаусс теоремаси (2.20) га асосан, қопламалар билан чегараланган сиртни кесиб ўтган электр майдон оқими қопламалардаги заряд миқдори-га тенг:

$$\Phi_e = \int_S (\vec{D} d\vec{S}) = \int_S D_n D_S = q \quad (124)$$

Бунда  $D_n$  катталиқ  $\vec{D}$  векторнинг  $\vec{n}$  нормалга бўлган проекцияси.

Энди 12.1-расмда келтирилган  $K$  калитни қўшқалит ( $КК$ ) билан



12.1-расм.

алмаштирайлик (12.2-расм). Қўшқалит конденсатор қопламларида тўпланган зарядларнинг қутбини даврий равишда ўзгартириш имконини беради. Қўшқалит ёрдамида конденсатордаги зарядларнинг қутбини даврий равишда ўзгартирсак, гальванометр мили мувозанат ҳолатига нисбатан ўнг ва чапга оғиб, занжирда ўзгарувчан ток ҳосил бўлганлигидан дарак беради. Хўш. ток ташувчи зарралар бўлмаган муҳитда ток ҳосил бўлишини қандай изоҳлаш мумкин? Конденсатор қопламлари билан чегараланган фазода қиймати  $\vec{E}$  бўлган электр кучланганлиги ёки у билан  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$  муносабат орқали боғланган силжиш вектори ўзгариши мумкин. Демак, силжиш векторининг вақт давомида ўзгариши занжирда электр токини уйғотар экан. Максвелл бу токни силжиш токи деб атаган.

Максвелл силжиш векторининг вақт давомида ўзгаришидан ток ҳосил бўлишини математик усул билан асослаб берган. Электр куч чизиқлари кесиб ўтаётган қопламлар юзини ўзгармас деб олайлик. Қопламлардаги зарядларнинг ишораси ўзгарганда электр куч чизиқларининг йўналиши ҳам ўзгаради. Электр куч чизиқлари йўналишининг даврий равишда ўзгаришидан ҳосил бўлган им-

пульс силжиш токи сифатида намоён бўлади. Бундан хулоса шуки, силжиш токининг қиймати электр куч чизиқлари оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлиши лозим. Бу фикр ўринли эканлигини исботлаш мақсадида (12.4) тенгламадан вақт бўйича ҳосила оламиз:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} = \int_s \frac{\partial D_n}{\partial t} dS. \quad (12.5)$$

Ифоданинг чап томони ток кучини беради. Ток кучи ва ток кучининг зичлиги  $J_n$ , ўзаро (12.5) тенглама билан қуйидагича боғланган,

$$I = \int_s J_n dS = \int_s \frac{\partial D_n}{\partial t} dS.$$

Бу икки интеграл остидаги ифодалар ўзаро тенг. Зотан, ҳар икки интеграл қиймат жиҳатдан ток кучи  $I$  га тенг. Интеграл остидаги ифодаларни ўзаро тенглаштириб, силжиш токи зичлигининг нормалга бўлган проекцияси силжиш векторининг нормалга бўлган проекциясининг ўзгариш тезлигига тенг

$$J_n = \frac{\partial D_n}{\partial t} \quad (12.6)$$

эканлигини аниқлаймиз. У ҳолда, (12.5) га асосан, силжиш токи электр майдон оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлади:

$$I_c = \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} = \int_s \frac{\partial D_n}{\partial t} dS \quad (12.7)$$

Вакуумда ҳосил бўлган силжиш токи табиати жиҳатидан бошқа тоқлардан, хусусан, ўтказувчанлик тоқидан фарқ қилмайди. У ҳам Био-Савар-Лаплас қонуни (8.10) га бўйсуниб, ўз атрофида магнит майдонни уйғотади. Бинобарин, тўла ток қонуни (8.30) ни силжиш токи учун татбиқ этиш мумкин:

$$\int_l (\vec{H} d\vec{l}) = I_e.$$

Бу ифодадаги силжиш токини ўз ифодаси (12.7) билан алмаштирайлик:

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} \quad (12.8)$$

Келтирилган бу ифода Максвеллнинг интеграл шаклдаги иккинчи тенгламаси деб аталади. У қуйидаги таърифга эга. **Магнит майдон кучланганлигининг ихтиёрий  $l$  контур бўйлаб циркуляцияси шу контур билан чегараланган сиртни кесиб ўтган электр оқимининг ўзгариш тезлигига тенг.**

Вакуумда ҳосил бўлган силжиш токида Жоуль иссиқлиги ажралмайди. 12.2-расмда келтирилган тажрибада ток манбаини ўзгартирмаган ҳолда қопламлар орасига диэлектрик киритамиз. Бунда қопламлар орасидаги электр майдон  $\epsilon$  марта камаяди ва (2.19) тенгламага асосан, силжиш вектори

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{p}_e$$

бўлади. Бу ерда  $\vec{p}_e$  — қутбланиш вектори. Қўшқалит ёрдамида силжиш векторини даврий равишда ўзгартирсак, занжирда яна силжиш токи ҳосил бўлади. Силжиш токининг зичлиги вакуумдаги силжиш токининг зичлиги билан диэлектрикдаги силжиш токи зичлигининг йиғиндиси билан аниқланади:

$$\vec{J} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$$

Бу ҳолда ўзгарувчан ток энергиясининг бир қисми диэлектрикни қутбланишга ва ҳар гал қутбланиш моментларини  $180^\circ$  га буришда иш бажаришга сарфланади. Бинобарин, силжиш токининг вакуумдаги қиймати диэлектрик киритилганда ҳосил бўлган силжиш токидан бироз катта бўлиши лозим. Бундан хулоса шуки, диэлектрик силжиш токининг ўтишига қаршилик кўрсатар экан. Диэлектрик киритилган конденсатордан ўзгарувчан ток ўтганда ундан

иссиқлик ажралади. Демак, силжиш токининг иссиқлик таъсири бор. Бу таъсир Жоуль-Ленц қонунига бўйсунди.

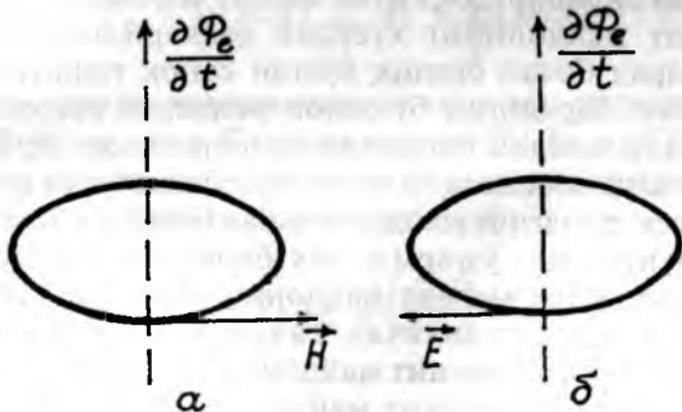
## 12.2-§. Электромагнит майдон

Максвеллнинг интеграл тенгламалар тизими

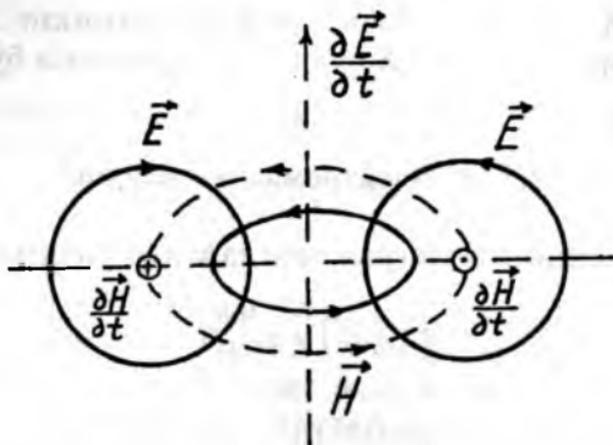
$$\oint_l (\vec{E} d\vec{l}) = -\frac{\partial \Phi_m}{\partial t}$$

$$\oint_l (\vec{H} d\vec{l}) = \frac{\partial \Phi_e}{\partial t}$$

симметрик шаклга эга. Улар хусусий ҳосилалар олдидаги ишоралари билан фарқ қиладилар. Бу ишораларнинг чуқур физик маъноси бор. Масалан, ўзгарувчан магнит оқим ўз куч чизиқларига тик бўлган текисликда йўналиши чап винт қоидаси билан аниқланадиган уярмавий электр майдонни ҳосил қилади (12.3,б-расм). Ўзгарувчан электр майдон уйғотган уярмавий магнит майдон куч чизиқларининг йўналиши ўнг винт қоидасига бўйсунди (12.3-расм). Шу билан бир қаторда ўзгарувчан магнит майдон  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$  уйғотган уярмавий электр майдон ёки ўзгарувчан электр майдон  $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$  вужудга келтирган уярмавий магнит майдон, ўз навбатида, шу майдон манбалари каби ўзгарувчандир. Бундан муҳим хулоса шуки, уярмавий маг-



12.3-расм.



12.4-расм.

нит майдон ўз текислигига тик бўлган текисликда уярмавий электр майдонни туғдирса, уярмавий электр майдон ўз текислигига тик текисликда уярмавий магнит майдонни уйғотади (12.4-расм).

Демак, фазонинг бирор қисмида ҳосил қилинган ўзгарувчан электр ёки магнит майдон ўзаро тик текисликларда уярмавий электр ва магнит майдонларни ҳосил қилар экан. Ҳосил бўлган бу майдонлар даврий равишда бир-бирини туғдириб, майдон манбаи бўлмиш ток ёки заряддан мустақил равишда мавжуд бўлади. **Ўзаро тик текисликларда ўзгарувчан уярмавий электр ва магнит майдонларнинг бир вақтда мавжуд бўлиши электромагнит майдон дейилади.**

Электромагнит майдон табиатда мавжуд бўлган майдонлардан биридир. Электр ва магнит майдонлар эса электромагнит майдоннинг хусусий ҳолларидир. Масалан, электр заряд билан боғлиқ бўлган саноқ тизими кўзгалмас бўлсин. Заряднинг бу саноқ тизимида уйғотган майдони электр майдон сифатида намоён бўлса, заряд ихтиёрий кўзгалувчан саноқ тизимига нисбатан ҳаракатда бўлади ва у электромагнит майдон манбаи бўлиб хизмат қилади. Худди шунингдек, ўзгармас ток билан боғлиқ кўзгалмас саноқ тизими ток магнит майдонни уйғотади. Бу магнит майдонни ҳаракатланувчан саноқ тизимига нисбатан кўзгатсак у электромагнит майдон сифатида намоён бўлади. Демак, электромагнит майдон тинч ҳолатдаги саноқ тизимларида электр ёки магнит майдонлар сифатида кузатилади.

### 12.3-§. Максвеллнинг дифференциал тенгламалари

12.1-§ да электромагнит майдонга оид Максвеллнинг интеграл кўринишдаги (12.3) ва (12.8) тенгламалари билан танишдик. Лекин электромагнит майдон билан боғлиқ ҳодисаларни таҳлил этишда бу тенгламалар етарли эмас. Масалан, электромагнит майдон қандай тарқалади, деган саволга Максвеллнинг интеграл тенгламалари жавоб бера олмайди.

Механика курсидан маълумки, моддий объектнинг ҳаракат тенгламаси бирор шаклдаги дифференциал тенгламани ечиш орқали аниқланади. Механикада бу дифференциал тенгламалар ҳаракатни юзага келтирувчи кучга Ньютоннинг иккинчи қонунини татбиқ этиш орқали топилади. Тебранма ва тўлқин ҳаракатларнинг ҳаракат тенгламалари шу усул билан топилган эди.

Электромагнит майдон электр ва магнит майдонлар кучлангандиклари векторлари  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  билан характернади. Бу  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлар орасидаги боғланиш ва уларнинг координаталарига, вақтга боғлиқ равишда ўзгариши Максвеллнинг дифференциал тенгламалари орқали ифодаланади. Энди бу тенгламалар қандай кўринишга эга эканлигини аниқлайлик. Бу масalani ҳал этиш учун (12.3) ва (12.8) ифодаларда иштирок этган магнит ва электр оқимларини уларнинг ўз ифодалари билан алмаштирамиз. Магнит вектори  $\vec{B}$  нинг ҳамда силжиш вектори  $\vec{D}$  нинг бирор ёпиқ сирт бўйича оқими мос равишда

$$\Phi_m = \oint_s (\vec{B} d\vec{S}) \quad \text{ва} \quad \Phi_e = \oint_s (\vec{D} d\vec{S})$$

ифодалар орқали аниқланишини олдинги параграфларда кўрсатиб ўтган эдик. Бу ифодаларни (12.3) ва (12.8) тенгламаларга татбиқ этсак, Максвеллнинг интеграл шаклдаги биринчи ва иккинчи тенгламалари

$$\oint_z (\vec{E} d\vec{l})_\mu - \oint_z \left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \right) \quad \text{ва} \quad \oint_z (\vec{H} d\vec{l}) = \oint_s \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} \right)$$

(12.10)

шаклларда ёзилади.

Электромагнит майдон мустақил тарқалиш хусусиятига эга. Электромагнит майдон мавжуд бўлган соҳада электр заряди ва тоқларнинг бўлиши шарт эмас. Силжиш вектори  $\vec{D}$  ва индукция вектори  $\vec{B}$  ларнинг ихтиёрий ёпиқ сиртлар бўйича оқимларини аниқловчи Гаусс теоремаси

$$\oint_s (\vec{D} d\vec{S}) = q \quad \text{ва} \quad \oint_s (\vec{B} d\vec{S}) = 0 \quad (12.11)$$

Мос равишда, Максвеллнинг интеграл шаклдаги учинчи ва тўртинчи тенгламалари дейилади.

Максвеллнинг дифференциал тенгламаларини ҳосил қилишда юқорида келтирилган (12.10) ва (12.11) тенгламаларга Стокс ва Остроградский-Гаусс теоремаларини татбиқ этамиз.

Стокс теоремаси 1 ёпиқ контур бўйлаб олинган интегрални  $S$  сирт бўйича олинган интегралга айлантириш имконини беради. Бу теорема қуйидагича таърифланади:  $\vec{A}$  векторнинг ихтиёрий ёпиқ 1 контур бўйлаб циркуляцияси шу вектор ротацияси  $\text{rot } \vec{A}$  нинг 1 контур билан чегараланган сиртдан ўтган оқимига тенг:

$$\oint_l \vec{A} d\vec{l} = \oint_s (\text{rot } \vec{A} d\vec{S})$$

Агар  $\vec{A}$  векторни  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлар билан алмаштирсак, Максвеллнинг интеграл шаклдаги (12.10) тенгламалари

$$\oint_s (\text{rot } \vec{E} d\vec{S}) = -\oint_s \left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \right) \quad (12.13)$$

$$\oint_s (\text{rot } \vec{H} d\vec{S}) = \oint_s \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} \right) \quad (12.14)$$

интеграл тенгламаларга айланади. (12.13) ва (12.14) ифодаларни яна бундай ўзгартириб ёзамиз:

$$\oint_l \left( \text{rot } \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) d\vec{S} = 0 \quad \text{ва} \quad \oint_l \left( \text{rot } \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} = 0 \quad (12.15)$$

Контур билан чегараланган  $S$  юза ихтиёрий равишда танлаб олинади. Шу боисдан интеграл остидаги ифодалар фақат нолга

тенг булганда улардан ёпиқ сирт бўйича олинган интеграллар нолга тенг бўлиши мумкин. Бинобарин (12.15) да келтирилган интеграллар остидаги ифодаларни нолга тенглаштирамиз:

$$\operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad \text{ва} \quad \operatorname{rot} \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0 \quad (12.16)$$

Бундан

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{ва} \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (12.17)$$

эканлигини аниқлаймиз. Мазкур ифодалар Максвеллнинг биринчи жуфт дифференциал тенгламаларидир. Максвеллнинг кейинги дифференциал тенгламалари унинг интеграл шаклдаги учинчи ва тўртинчи тенгламаларига Остроградский-Гаусс теоремасини татбиқ этиш ёрдамида топилади. Остроградский-Гаусс теоремаси контур билан чегараланган  $S$  ёпиқ сирт бўйича олинган интегрални шу сирт қамраб олган  $V$  ҳажм бўйлаб олинган интегралга айлантириш мумкинлигини исботлайди. Теореманинг таърифи қуйидагича:  $\vec{A}$  векторнинг  $S$  ёпиқ сиртдан ўтган оқими шу вектор дивергенцияси  $\operatorname{div} \vec{A}$  дан сирт қамраб олган  $V$  ҳажм бўйича олинган интегралга тенг:

$$\oint_S (\vec{A} d\vec{S}) = \int_V \operatorname{div} \vec{A} dV \quad (12.18)$$

Бу интегралдаги  $\vec{A}$  векторни мос равишда  $\vec{D}$  ва  $\vec{B}$  векторлар билан алмаштирсак, Максвеллнинг интеграл шаклдаги (12.11) учинчи ва тўртинчи тенгламалари қуйидагича ёзилади:

$$\oint_S (\vec{D} d\vec{S}) = \int_V \operatorname{div} \vec{D} dV \quad \text{ва} \quad \oint_S (\vec{B} d\vec{S}) = \int_V \operatorname{div} \vec{B} dV \quad (12.19)$$

Лекин (12.11) га биноан бу интеграллар нолга тенг, яъни

$$\int_V \operatorname{div} \vec{D} dV = 0, \quad \int_V \operatorname{div} \vec{B} dV = 0 \quad (12.20)$$

Бу интеграллар ноль бўлиши учун интеграл остидаги ифодалар нолга тенг бўлиши шарт, яъни

$$\operatorname{div} \vec{D} = 0 \quad \text{ва} \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (12.21)$$

Электр майдон кучланганлиги  $\vec{E}$  билан силжиш вектори  $\vec{D}$  орасида  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon E$  боғланиш ҳамда магнит майдон кучланганлиги  $\vec{H}$  билан индукция вектори  $\vec{B}$  орасида  $\vec{B} = \mu_0 \mu H$  боғла-

нишлар мавжуд. Бу боғланишларни эътибоорга олсак, Максвеллнинг биринчи жуфт дифференциал тенгламалари

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right\} \text{ёки} \quad \left. \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{H} = 0 \end{array} \right\} \quad (12.22)$$

кўринишларда ёзилса, Максвеллнинг иккинчи жуфт дифференциал тенгламалари

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = 0 \end{array} \right\} \text{ёки} \quad \left. \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = -\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{E} = 0 \end{array} \right\} \quad (12.23)$$

шаклларда ёзилади.

Юқорида келтирилган Максвеллнинг дифференциал тенгламалари электромагнит майдон ва зарядли заррачаларнинг ҳаракати билан боғлиқ ҳодисаларни таҳлил этади. Бинобарин Максвеллнинг дифференциал тенгламалари электродинамиканинг асосий тенгламаларидир. Хусусан, Максвеллнинг дифференциал тенгламалари ёрдамида электромагнит майдон электромагнит тўлқин сифатида тарқалиши ва унинг вакуумда тарқалиш тезлиги  $c = 3 \cdot 10^8 \frac{M}{C}$  эканлиги исботланган. Бу масала 14.1-§ да батафсил ёритилган ва шу параграфда математик амаллар бўлмиш  $\operatorname{rot}$  ва  $\operatorname{div}$  ларнинг очиқ кўринишлари келтирилган. Демак, Максвеллнинг дифференциал тенгламалари электромагнит майдон ҳаракати билан боғлиқ бўлган табиат қонунларини тавсиф этувчи математик амаллардир.

#### 12.4-§. Электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги ва унинг энергияси

Максвелл электромагнит майдон назариясининг энг муҳим ютуғи шундаки, бу назария электромагнит майдоннинг ҳосил бўлиш жараёнини тасвирлаш билан бир қаторда, бу майдон қандай тезлик билан тарқалишини ҳам кўрсатиб беради. Масалан, диэлектрик сингдирувчанлиги  $\epsilon$ , магнит сингдирувчанлиги  $\mu$  бўлган бир жинсли муҳитда  $q$  заряд  $v_0$  тезлик билан ҳаракат қилсин. (8.24) тенгламага асосан, 12.5-расмда келтирилган заряд ўзилган  $r$  масофада ётган  $A$  нуқтада кучланганлиги

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} [\vec{V}_0 \vec{r}]$$

билан аниқланадиган магнит майдонни уйғотади.  $\vec{H}$  векторнинг модулини

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{q \cdot V}{r^2} \cdot \sin(\vec{V}_0 \vec{r}) \quad (12.23)$$

шаклда ҳам ёзиш мумкин. Парма қоидасини татбиқ этиб,  $A$  нуқтадаги  $\vec{H}$  векторнинг йўналиши биз томондан чизма текислигига қараб йўналган эканлигини аниқлаймиз. Заряд айна шу нуқтада электр майдон ҳам ҳосил қилади. Бу майдоннинг кучланганлиги  $\vec{E}$  радиус-вектор бўйлаб йўналган. Заряд нуқтавий бўлганлигидан, у уйғотган электр майдон кучланганлигининг қиймати

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

тенгламадан топилади. Бу тенгламадан  $\frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} = \epsilon_0 \epsilon E$  ни аниқлаб, уни (12.23) ифодага қўйиб,  $H$  билан  $E$  орасидаги боғланишни ҳосил қиламиз:

$$H = \epsilon_0 \epsilon E V_0 \sin(\vec{V}_0 \vec{E}). \quad (12.24)$$

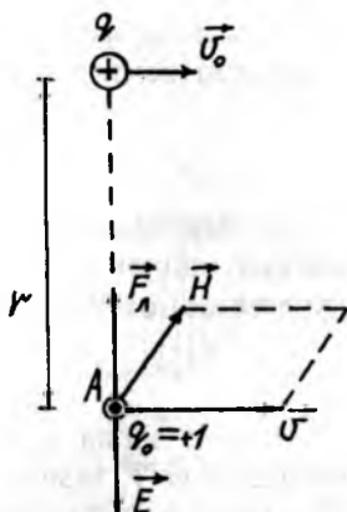
Бу тенгламани вектор кўринишга ўтказсак, у

$$\vec{H} = \epsilon_0 \epsilon [\vec{V}_0 \vec{E}] \quad (12.25)$$

шаклда ёзилади.

$A$  нуқтага фикран мусбат бирлик зарядни киритайлик. Бу заряд бир вақтда майдон кучланганлигини  $\vec{E}$  бўлган майдон ва магнит индукция вектори  $\vec{B} = \mu_0 \mu G \vec{H}$  бўлган магнит майдон таъсирида бўлади. Майдонларнинг мусбат бирлик зарядга кўрсатган натижавий таъсир кучи электр ва Лоренц кучларининг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{F} = q_0 \vec{E} + q_0 [\vec{V} \vec{B}], \quad (q_0 = +1)$$



12.4-расм.

Лекин бу кучлар табиати жиҳатдан ички кучлардир. Уларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг:

$$\vec{E} + [\vec{V}_0 \vec{B}] = 0.$$

Бу тенгламалардан электр майдон кучланганлиги билан магнит майдон индукция вектори  $\vec{B}$  ёки магнит майдон кучланганлиги  $\vec{H}$  орасидаги боғланишларни ҳосил қиламиз:

$$\vec{E} = -[\vec{V}_0 \vec{B}] = -\mu_0 \mu [\vec{V}_0 \vec{H}]. \quad (12.26)$$

Электр заряд  $q$  уйғотган электр майдон заряд билан биргаликда  $V_0$  тезлик билан ҳаракат қилади. Бинобарин,  $A$  нуқтада кузатилган электр майдон ўзгарувчан майдондир. Ўзгарувчан электр майдон эса электромагнит майдон манбаи бўлиб хизмат қилади. Электромагнит майдон бошқа майдонлардан фарқли ўлароқ, бунёд бўлгандан кейин майдон манбаидан мустақил равишда вакуумда с тезлик билан тарқалиш хусусиятига эга. Бу мулоҳаза муҳит учун ҳам ўринли. Ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар ўзаро тик бўлган текисликларда бир-бирини бир вақтда туғдириб, бир жинсли муҳитда электромагнит майдон сифатида тезлик билан тарқалади. (12.25) ва (12.26) тенгламаларда иштирок этган заряднинг тезлиги  $V_0$  ни электромагнит майдоннинг муҳитда тарқалиш тезлиги  $V$  билан алмаштирсак, электромагнит майдоннинг таркибий қисмлари бўлган  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлар орасидаги

$$\vec{H} = \epsilon_0 \epsilon [\vec{V} \vec{E}] \quad (12.27)$$

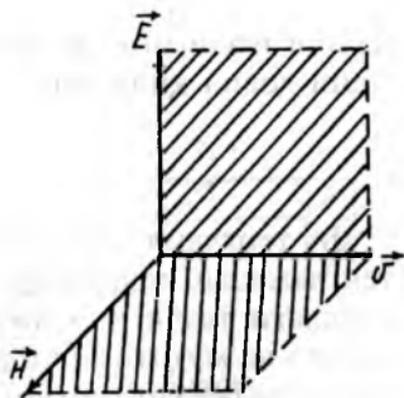
$$\vec{E} \mu = -\mu_0 \mu [\vec{V} \vec{H}] \quad (12.28)$$

боғланишларини ҳосил қиламиз.

Демак, электромагнит майдон электр ва магнит майдонлардан фарқли ўлароқ, фазода тўпланган ёки локал ҳолатда мавжуд бўла олмайди. У электромагнит майдон манбаининг ҳаракат ҳолатида туғилиб, ундан мустақил равишда тарқалади.

Юқорида келтирилган (12.27) ва (12.28) тенгламалар бир-биридан ўзгармас қийматларга фарқ қилгани ҳолда,

бир шаклда иккинчи шаклга ўтади. Бундан хулоса шуки,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  ва  $\vec{V}$  векторлар ўзаро тик. (12.28) тенгламадаги  $(-)$  ишора бу уч вектор  $\vec{E} \rightarrow \vec{H} \rightarrow \vec{V}$  тартибида жойлашиб, ўнг винт тизимини ҳосил қилишини кўрсатади. Масалан, 12.6-расмда келтирилган  $\vec{H}$  векторнинг ўрнига  $\vec{E}$  вектор кўчса,  $\vec{H}$  вектор пастига қараб йўналади. Лекин  $\vec{V}$ , тезкор вектори  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлар ҳосил қилган текисликка доимо тик бўлади. Уч векторнинг ўзаро тиклигидан



12.4-расм.

$$\sin(\vec{V}\vec{E}) = \sin(\vec{V}\vec{H}) = \sin \frac{\pi}{2} = 1$$

тенгликларни ҳосил қиламиз. У ҳолда (12.27) ва (12.28) тенгламаларнинг модуллари

$$H = \epsilon_0 \epsilon V E ; \quad (12.29)$$

$$E = \mu_0 \mu V H \quad (12.30)$$

шаклда ёзилади.

Электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги  $V$  ни топиш мақсадида, (12.29) тенгламада иштирок этган  $E$  ни (12.30) тенглама билан алмаштираемиз. У ҳолда электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги учун

$$V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (12.31)$$

тенгламани олиш мумкин. Бу тезлик электромагнит майдон тарқалаётган муҳитнинг табиатига боғлиқ. Хусусан, вакуумда  $\epsilon = \mu = 1$ . Бинобарин, вакуумда тарқалаётган электромагнит майдоннинг тезлиги.

$$c = V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} \mu^3 \cdot 10^8 \text{ м / с}$$

Ўзгармас катталиқдир. (12.31) тенгламада иштирок этган ўзгармас катталиқларни  $c$  билан алмаштирайлик. Бунда электромагнит майдоннинг бир жинсли муҳитдаги тар-

қалиш тезлигини аниқлаш имкониятини берувчи тенгла-  
мани ҳосил қиламиз:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (12.32)$$

Бу тенглама Максвелл тенгламасидир. (12.32) тенгламадан равшанки, электромагнит майдоннинг муҳитдаги тезлиги муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига ва муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ. Бу катталиклар бирдан катта. Шу боисдан электромагнит майдоннинг муҳитдаги тезлиги  $V$  электромагнит майдоннинг вакуумдаги тезлиги  $c$  дан кичик ( $V < c$ ).

(12.29) ва (12.30) тенгламаларнинг ўзаро нисбатини олиб,

$$\epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 \quad (12.33)$$

тенгликни ҳосил қилайлик. Бу тенгламанинг икки томони 2 бўлсак

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (12.34)$$

олдинги бобларда ҳосил қилинган электромайдон ва магнит майдон энергияларининг зичликлари (3.22) ҳамда (11.16) ни ҳосил қиламиз. Демак, электромагнит майдон таркибидаги электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари ўзаро тенг экан. Уларнинг йиғиндиси электромагнит майдон энергиясининг зичлигини беради:

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \mu_0 \mu H^2 = \epsilon_0 \epsilon E^2. \quad (12.35)$$

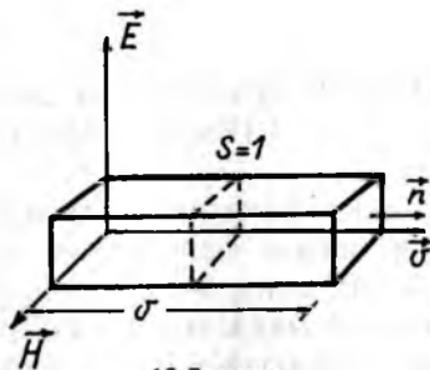
Бу айниятларда квадрат илдиз чиқарамиз:  $\sqrt{\mu_0 \mu} H = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E$ . Олинган натижани (12.35) тенгламага қўйсак, электромагнит майдон энергиясининг зичлиги

$$W = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} E H \quad (12.36)$$

кўринишга ўтади. (12.36) тенгламага асосан,  $\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} = \frac{1}{V}$  бўлганлигидан, юқоридаги (12.36) тенглама қуйидаги содда кўринишга эга:

$$Wv = EH. \quad (12.37)$$

Рус физиги Умов (12.37) тенгламани узунлиги  $V$ , кесими бир birlik юзага тенг бўлган энергия оқими сифатида кўришни таклиф этган (12.7-расм). Пойтинг эса кесим юза йўналишини аниқловчи нормал тезлик йўналишида эканлигини эътиборга олиб,



12.7-расм.

$$\vec{S} = W \vec{v} \quad (12.38)$$

белгилаш киритган ва (12.36) тенгламани

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (12.39)$$

шаклда ёзишни таклиф этган. Шу боисдан  $\vec{S}$  вектор Умов-Пойтинг вектори деб аталади. Умов-Пойтинг вектори миқдор жиҳатдан birlik юзадан бир секундда ўтган электромагнит куч чизикларининг оқим зичлигини кўрсатади.

Электромагнит майдон тарқалишининг вакуумдаги тезлиги  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с сигнал узатишнинг чегаравий тезлигидир. Нисбий тинчликда олинган санок тизимида мавжуд бўлган электр ёки магнит майдон ҳар қандай қўзғалувчан санок тизимига нисбатан электромагнит майдон сифатида намоён бўлишини юқорида эслатиб ўтдик. Абсолют тинчлик ҳолат табиатда йўқ, Демак, электр ва магнит майдонлар аслини олганда табиатда мавжуд бўлган электромагнит майдоннинг хусусий ҳолларидир. Бинобарин, санок тизимлари қўзғалмас ёки қўзғалувчан бўлишидан қатъи назар, вакуумда жойлашган қўзғалмас ва қўзғалувчан санок тизимларда, электромагнит майдон бир хил  $c$  тезлик билан тарқалади. Электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги санок тизимининг тезлигига боғлиқ эмас. Шу боисдан электромагнит майдоннинг ҳаракатига Галилей алмаштиришларини тадбиқ этиб бўлмайди.

## КВАЗИСТАЦИОНАР ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР

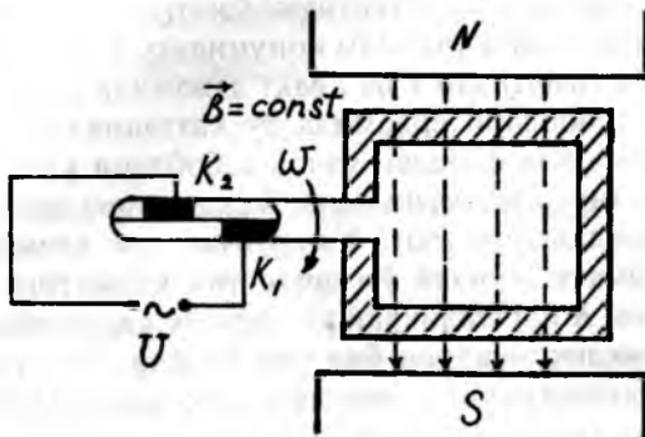
Электромагнит майдон назариясидан маълумки, электр ёки магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгариши электромагнит майдон сифатида намоён бўлади. Агар электромагнит майдоннинг ўзгариш тезлиги нисбатан кичик бўлса, бундай майдон квазистационар электромагнит майдон дейилади. Квазистационар электромагнит майдон яхлит олинган ўтказгични кесиб ўтганда ўтказгичда Фуко токи ҳосил бўлиши ёки ўтказгичдан ток ўтганда сирт (скин) эффекти юзага келиши билан 11.2-ва 11.3-§§ да танишиб чиқдик. Энди квазистационар электромагнит майдонга оид айрим ҳодисалар билан чуқуროқ танишайлик.

### 13.1-§. Ўзгарувчан ток. Импеданс

Квазистационар электромагнит майдон уйғотган ток, одатда, ўзгарувчан ток деб аталади. Масалан, индукцияси  $B$  бўлган бир жинсли магнит майдонга юзаси  $S$ , ўрамлар сони  $N$  бўлган рамкани киритайлик (13.1-расм). Рамка юзини  $\Phi_m = NBS \cdot \cos \alpha$  ифода билан аниқланадиган бир жинсли магнит оқим кесиб ўтади. Бунда  $\alpha$  индукция вектори  $\vec{B}$  билан контурнинг юз томонини аниқловчи  $\vec{n}$  нормал орасидаги бурчак. Рамкани  $\omega$  бурчак тезлик билан айланма ҳаракатга келтирсак индукция векторининг нормалга нисбатан вазиятини аниқловчи бурчак  $\alpha = \omega t$  боғланиш бўйича вақтга боғлиқ равишда ўзгаради. Рамкадаги контурларни эса квазистационар электромагнит майдон кесиб ўта бошлайди. Чунки, рамкадан ўтаётган магнит оқим

$$\Phi_m = NBS \cdot \cos t \quad (13.1)$$

қонуни бўйича ўзгаради. Бу ифодага электромагнит индукция ҳодисасининг асосий қонуни (11.1)ни татбиқ этайлик. Бунда 13.1-расмда келтирилган рамканинг коллектор деб аталувчи  $K_1$  ва  $K_2$  учларида



13.1-расм.

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} = \frac{d}{dt}(NBS \cos \omega t) = NBS\omega \sin \omega t \quad (13.2)$$

қонун бўйича ўзгарувчи индукция ЭЮК юзага келади. Юқоридаги ифодага  $\varepsilon_0 = NBS\omega$  белгилаш киритайлик. У ҳолда (13.2) тенглама қуйидаги содда кўринишга ўтади:

$$\mathcal{E}_i = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

бунда  $\varepsilon_0$  — индукцион ЭЮК нинг амплитуда қиймати. Демак, кундалик турмушда ишлатиладиган ўзгарувчан ток табиати жиҳатидан генераторда ҳосил қилинган индукцион ток экан. Бинобарин, истеъмолчига узатиладиган токнинг кучланиши даврий бўлиб, синус ёки косинуслар қонуни бўйича ўзгаради:

$$V = V_0 \sin \omega t, \quad (13.3)$$

бу ерда  $V_0$  — кучланишнинг амплитуда қиймати. Агар ўтказгичларнинг актив (фаол) қаршилигини  $R$  деб белгиласак, истеъмолчига узатилган ўзгарувчан ток кучи

$$I = \frac{V_0}{R} \sin \omega t = I_0 \sin \omega t \quad (13.4)$$

бўлиб, кучланиш билан бир хил  $\omega t$  — фазада даврий равишда ўзгаради (бу ерда  $I_0$  — ток кучининг амплитуда қиймати). Юқоридаги ифодадан унинг қиймати

$$I_0 = \frac{V_0}{R} \text{ ёки } V_0 = I_0 R. \quad (13.5)$$

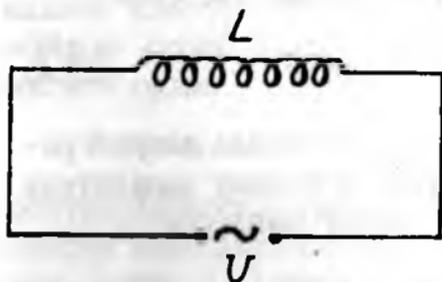
Келтирилган бу икки тенглама ўзгарувчан токнинг амплитуда қийматлари учун Ом қонунидир. Ўзгарувчан токнинг оний қийматлари  $V$  ва  $I$  вақт давомида ўзгариб туради. Ўлчов асбоблари ёрдамида бу катталикларни ўлчаш мумкин эмас. Шу боисдан ўлчов асбоблари кучланиш ва ток кучининг эффектив (иш бажарувчи) қийматини ўлчашга мослаштирилган. Ўзгарувчан ток кучининг эффектив қиймати шундай ўзгармас ток қийматига тенгки, ҳар икки ток  $R$  қаршилиқдан ўтганда бу қаршилиқдан ажралган иссиқлик миқдори бир хил бўлади. Ток кучининг эффектив қийматининг аниқлаш мақсадида (13.4) ифодани квадрат оширамиз:  $I^2 = I_0^2 \sin^2 \omega t$  ва уларнинг ўртача қийматини оламиз. Бунда  $\langle \sin^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2}$  бўлганидан, ток кучининг эффектив қиймати ток кучининг амплитуда қиймати билан қуйидагича боғланган:

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}.$$

Бу ифоданинг икки томонини  $R$  га кўпайтириб, кучланишнинг эффектив қиймати билан унинг амплитуда қиймати орасидаги боғланишни ҳосил қиламиз:

$$U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}.$$

Ўзгарувчан ток занжирга индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтак киритиб (13.2-расм), занжирда ҳосил бўлган ток кучини аниқлайлик. Ўзгарувчан токни уйғотган квазистационар электромагнит майдон ғалтакни кесиб ўтганда ғалтакда ўзиндукция ҳодисаси кузатилади. Ленц қоидаcига асосан, ўзиндукция токи асосий токнинг ўтишига қаршилик кўрсатади ва унинг бу таъсири ғалтакнинг индуктив



13.2-расм.

қаршилиги сифатида намоён бўлади. Ғалтакнинг Ом қаршилиги  $R$  ни эътиборга олмаслик даражада кичик деб олайлик ( $R \approx 0$ ). Бунда ғалтакда уйғонган индукция ЭЮК миқдор жиҳатидан ғалтакдаги кучланишга тенг,

яъни  $U_1 = L \frac{dI}{dt}$  Ом қонунига биноан  $U_L$  манбанинг кучла-  
ниши орқали аниқланади:

$$L \frac{dI}{dt} = U_0 \sin \omega t .$$

Бу ифода орқали ғалтакдан ўтаётган токни ҳисоблай-  
миз:

$$dI = \frac{U_0}{L} \sin \omega t \cdot dt ,$$

бундан ток кучи

$$I = \frac{U_0}{L} \int_0^t \sin \omega t dt = -\frac{U_0}{\omega L} \cos \omega t = I_0 \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (13.6)$$

эканлигини топамиз, бунда  $I_0 = \frac{U_0}{\omega L}$  — токнинг амплиту-  
да қиймати. Уни (13.5) тенглама билан солиштирамиз.  
Ғалтакнинг индуктив қаршилиги циклик частота  $\omega$  би-  
лан индуктивлик  $L$  нинг кўпайтмасига тенг:

Таркибида  $C$  сифими конденсатор бўлган занжирнинг  
(13.3-расм) қаршилигини аниқлайлик. Конденсатор ўзгарув-  
чан ток манбаига уланса, конденсатор қопламлари орасида  
квазистационар электромагнит майдон юзага келади. Бу  
майдон таъсирида конденсатор қопламлари силжиш токи  
орқали боғланиб, занжирдан ток ўта бошлайди. Демак, ўзгар-  
мас ток учун берк бўлган конденсатор ўзгарувчан ток учун  
очиқ экан. Силжиш токининг (12.6) шаклдаги ифодасини

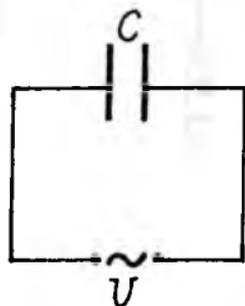
$$D = \epsilon_0 \epsilon E \text{ ва } E = \frac{U}{d} \quad (13.7)$$

боғланишларга кўра, куйидагича ўзгартирамиз:

$$I = S \cdot \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon S \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \frac{\partial U}{\partial t} = C \frac{\partial U}{\partial t} , \quad (13.8)$$

бунда  $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$  — ясси конденсаторнинг  
сифими. Юқоридаги ифодада иштирок  
этган  $U$  ни ўз қиймати (13.3) билан ал-  
маштирамиз ва ундан вақт бўйича ҳосила  
оламиз:

$$I = \omega C U_0 \cos \omega t = I_0 \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) . \quad (13.9)$$



13.3-расм.

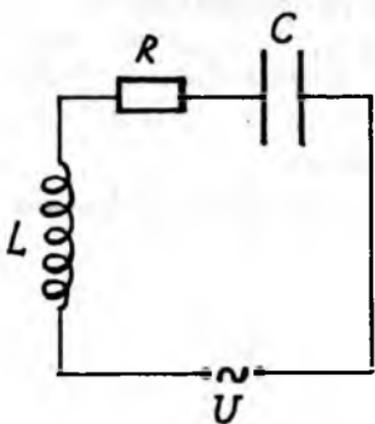
Бу ифодадаги  $I_0 = \omega C U_0$  — занжирдан ўтаётган токнинг амплитуда қиймати. Токнинг амплитуда қийматини (13.5) тенглама билан таққослаб конденсаторнинг қаршилиги

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (13.10)$$

эканлигини аниқлаймиз. (13.9) билан аниқланадиган ток кучини  $U = U_0 \sin \omega t$  билан аниқланадиган кучланиш билан солиштирсак, конденсатордаги ток кучининг фазаси кучланишнинг фазасига нисбатан  $\frac{\pi}{2}$  қадар олдинда бўлади. Аксинча, индуктив ғалтакдаги токнинг (13.6) фазаси, кучланишнинг фазасидан  $-\frac{\pi}{2}$  қадар орқада қолади.

Индуктив ва сиғим қаршиликларнинг ифодаларидаги умумийлик шундан иборатки, улар фақат ўзгарувчан ток занжирида юзага келади. Хусусан,  $\omega = 0$  бўлса, индуктив қаршилик  $X_L = 0$  бўлади, сиғим қаршилик чексизга ( $X_C = \infty$ ) айланади. Демак, ўзгармас ток индуктив ғалтакдан ўтгани ҳолда, конденсатордан ўтмайди.

Энди кучланиши (13.3) билан аниқланадиган ўзгарувчан ток манбаига қаршилиги  $R$  бўлган ўтказгични, сиғими  $C$  сиғими бўлган конденсаторни ва индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтакни киритайлик (13.4-расм). Бу турдаги занжир  $RLC$ -занжири дейилади. Занжирнинг ҳар бир элементида кучланиш пасайиши содир бўлади. Элементар кетма-кет уланган бўлганидан, улардан амплитудаси ва фазаси бир хил бўлган, даврий ўзгарувчан

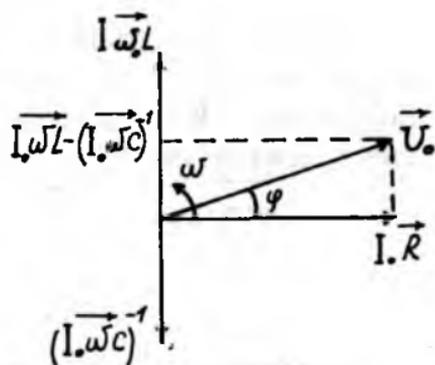


13.4-расм.

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

ток кучи ўтади. Индуктив қаршиликда содир бўлган кучланишнинг амплитудаси  $I_0 \omega L$  га, сиғим қаршиликда кузатилган кучланиш пасайишининг амплитудаси  $I_0 \cdot \frac{1}{\omega C}$  га, Омик қаршиликдаги кучланиш пасайиши  $I_0 R$  га тенг. Келтирилган кучланиш амплитудаларини ам-

плитуда-векторлар орқали тасвирлаймиз, яъни  $\vec{I}_0 R$ ,  $I_0 \vec{\omega} L$ ,  $I_0 (\omega \cdot C)^{-1}$ . (13.6), (13.9) тенгламалардан равшанки, индуктив ғалтакдаги ва сифимдаги кучланишларнинг амплитуда қийматлари қарама-қарши фазаларда ётади. Шунинг учун 13.5-расмда бу амплитудаларнинг векторлари бир-бирига тескари йўналган.  $R$  қаршилиқдаги кучланиш пасайиши (14.3) нинг фазаси ток фазаси (13.4) билан бир хил. Лекин бу кучланишнинг фазаси конденсаторли занжирда  $+\frac{\pi}{2}$  қадар олдинга, индуктивли занжирда  $-\frac{\pi}{2}$  қадар орқада қолади. Шу боисдан  $\vec{I}_0 R$  амплитуда вектор  $I_0 \vec{\omega} L$ ,  $I_0 (\omega \cdot C)^{-1}$  амплитуда векторларга тик йўналган (13.5-расм).



13.5-расм.

Ҳар бир элементдаги кучланишлар пасайишининг йиғиндиси занжирга киритилган кучланишга тенг бўлиши керак. 13.5-расмда келтирилган диаграммада  $\vec{U}_0$  натижавий кучланишнинг амплитуда вектори бўлиб, унинг узунлиги натижавий кучланишнинг қийматига тенг.  $\vec{U}_0$  билан  $\vec{I}_0 R$  амплитуда векторлар орасидаги  $\varphi$  бурчак, ток кучи билан кучланиш орасидаги фаза силжиш бўлади. 13.5-расмдан унинг қиймати

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (13.11)$$

бўлади. Бу расмдан кучланишнинг амплитуда қиймати:

$$U_0^2 = I_0^2 R^2 + I_0^2 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2.$$

Бундан ток кучининг амплитуда қиймати

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (13.12)$$

эканлигини аниқлаймиз. Бу ифода таркибида қаршилик, индуктив ғалтак ва сифим бўлган RLC занжир учун Ом қонунидир. Юқоридаги ифодани ток кучининг эффектив қиймати учун ёзайлик:

$$I_{эф} = \frac{U_{эф}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (13.13)$$

Бу ифоданинг махражидаги қуйидаги

$$Z = \sqrt{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (13.14)$$

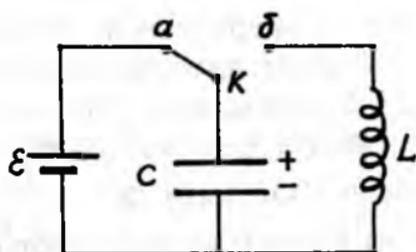
катталиқ RLC занжирнинг тўлиқ қаршилиги бўлиб у импеданс деб аталади.

### 13.2-§. Тебраниш контури. Сўнувчи электромагнит тебранишлар

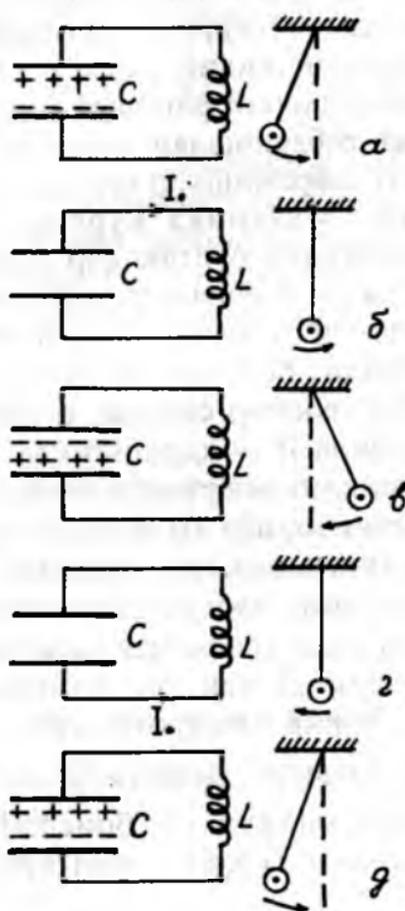
Ясси конденсаторни ўзгармас ток манбаи ёрдамида зарядлайлик (13.6-расм). Унинг қопламалари орасидаги фазода бир жинсли электро майдон ( $\vec{E} = const$ ) юзага келади. Бу фазода квазистационар электромагнит майдонни ҳосил қилиш учун қопламалардаги зарядларнинг қутбини даврий равишда ўзгартириб туриш лозим. Занжирга индуктивлиги  $L$  бўлган ғалтак киритамиз ва калит  $K$  ни “а” ҳолатдан “б” ҳолатга кўчирамиз.  $C$  конденсатор ва  $L$  ғалтакдан ташкил топган занжир тебраниш контури деб аталади. 13.7,а-расмда келтирилган тебраниш контури номувозанат ҳолатни эгаллаган. Зотан, конденсаторда  $W_e = \frac{CU_0^2}{2}$  билан аниқланадиган электр майдон энергияси мавжуд. Бунда  $U_0$  — конденсаторнинг бошланғич ҳолатдаги кучланиш. Шу билан бир қаторда конденсаторнинг манфий зарядланган қопламаси нейтрал ҳолатга нисбатан ортиқча электронларга эга бўлгани ҳолда, мусбат зарядланган қопламада электронлар етишмайди. Конденсаторда тўпланган электр майдон энергияси таби-

ати жиҳатидан потенциал энергия кабидир. Шунинг учун конденсаторнинг бу ҳолатини мувозанат ҳолатидан чиқарилган математик тебрангич (маятник)га ўхшатиш мумкин (13.7, а-расм). Конденсатор ғалтак орқали разрядлана бошлаганда занжирдаги ток 0 дан  $I_0$  гача ортади. Токнинг ўзгариш билан боғлиқ бўлган ўзгарувчан магнит майдон ҳалтакни кесиб ўтади ва ғалтакда ўзиндукция ЭЮК ни уйғотади. Занжирдан берилган йўналишда ўтаётган ток (13.7, б-расм) ўзининг максимал  $I_0$  қийматига эришганда конденсатор тўлиқ разрядланиб бўлади. Унинг  $W_e = \frac{CU_0^2}{2}$  ифода билан аниқланадиган электр майдон энергиясини тўлиқлигича магнит майдон энергияси  $W_m = \frac{LI_0^2}{2}$  га айланади. Магнит майдон энергияси вужудга келиш сабабига кўра кинетик энергияга ўхшаш. Шу боисдан тебраниш контурида электр энергиянинг магнит майдон энергиясига айланиш механизми тебрангич потенциал энергиясининг кинетик энергияга айланиш жараёни билан таққослаш мумкин.

Демак, чорак даврда электр майдон энергияси тўлиқлигича магнит майдон энергиясига айланади. Кейинги  $\left(\frac{1}{4}T\right)$  чорак даврда ғалтакда ҳосил бўлган ўзиндукция ЭЮК конденсатор қопламаларини тескари қутбда зарядлай бошлайди. Бунда магнит майдон энергиясининг электр



13.6-расм.



13.7-расм.

майдон энергиясига айланиши кузатилади. Ток кучи  $I_0 = 0$  га тенглашганда конденсаторнинг кучланиши максимал  $U_0$  қийматига эришади. Магнит майдоннинг энергияси нолга тенглашиб ( $W = 0$ ), электр майдон энергияси аввалги қиймати  $W_e = \frac{C U_0^2}{2}$  га эришади. Конденсаторнинг бундай вазияти тебрангичнинг тескари йўналишдаги энг чекка вазиятига мос (13.7,а-расм).

Кейинги ярим даврда юқорида тавсифи елтирилган жараён тескари йўналишда такрорланади (13.7,г,д-расм). Шундай қилиб, электр ва магнит майдон энергияларининг даврий равишда бир-бирига айланиши **электромагнит тебранишлар** дейилади. Изоҳи берилган электромагнит тебранишлар вужудга келиш сабабларига кўра эркиндир. Механика курсидан маълумки, қаршилик кучи таъсирида бўлган ҳар қандай эркин тебраниш сўнувчи бўлади. Тебраниш контуридаги ток ўтишишига сабабчи ўтказгичнинг Ом қаршилиги қаршилик кучи вазифасини ўтайди. Реал шароитда ҳар қандай тебраниш контурини  $RLC$ -занжир сифатида тасвирлаш лозим. Занжирдан ток ўтганда  $R$  — қаршилиқда Жоуль-Ленц ҳодисаси туфайли иссиқлик энергияси ажралади. Бинобарин, конденсаторга ташқи манба ёрдамида берилган бирламчи энергия тебраниш давомида иссиқлик энергиясига айланади. Тебранишнинг амплитудаси секин-аста пасайиб боради ва маълум вақт оралиғида контурдаги электромагнит тебраниш сўнади. Демак, биз қайтмас жараённи кузатган бўламиз.

Эркин электромагнит тебраниш кузатилаётган контурда қиймати  $\mathcal{E}_i = -L \frac{dI}{dt}$  билан аниқланадиган индукция ЭЮК мавжуд. Шу боисдан тебраниш контури учун Кирхгофнинг II қондасини қуйидаги шаклда ёзамиз:

$$\mathcal{E}_i = U_C + IR \text{ ёки } -L \frac{dI}{dt} = \frac{q}{C} + IR.$$

Бу ифодани  $L$  га бўлиб,  $I = \frac{dq}{dt}$  алмаштириш киритамиз. У ҳолда юқоридаги ифода

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (13.16)$$

шаклга ўтади. Бу тенгламага ҳам

$$\frac{d^2q}{dt^2} = \ddot{q}, \quad \frac{dq}{dt} = \dot{q}, \quad \frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (13.17)$$

шаклдаги алмаштиришлар киритиб (13.16) тенгламани

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2q = 0 \quad (13.18)$$

кўринишга келтирамиз. Бу тенглама иккинчи тартибли дифференциал тенглама бўлиб, унинг ечими механика курсида келтирилган. Шу боисдан унинг ечимини

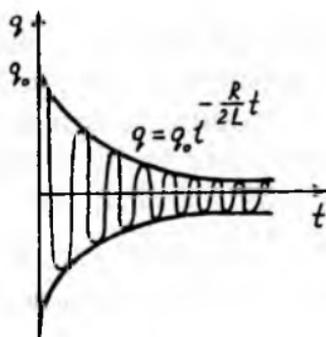
$$q = q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t - \varphi) = q_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin(\omega t - \varphi) \quad (13.19)$$

кўринишда олиш мумкин. Келтирилган тенгламада  $q_0 e^{-\frac{R}{2L}t}$  эркин электромагнит тебранишнинг амплитуда қиймати. Бу тебранишнинг амплитудаси вақт давомида экспоненциал қонун бўйича камайиб боради (13.8-расм). Сўнувчи электромагнит тебранишнинг циклик частотаси

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

контурнинг индуктивлиги  $L$  га, конденсаторнинг сифими  $C$  га ва Ом қаршилик  $R$  га боғлиқ. Юқоридаги формулада келтирилган  $\omega_0$  қаршилиги  $R = 0$  бўлган контурнинг хусусий частотаси;  $\beta$  — қаршилиги нолдан фарқли ( $R \neq 0$ ) бўлган контурнинг сўниш коэффиценти. Хусусан,  $\beta^2 > \omega_0^2$  ёки  $\frac{R^2}{4L^2} > \frac{1}{LC}$ ,  $R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$  шарт бажарилса контурдаги электромагнит тебраниш даврий бўлмаган (апериодик) тебранишига ўтади. Бунда контурдаги энергия жамғармаси бир тўлиқ тебраниш содир қилмай иссиқлик энергиясига айланади.

Келтирилган мулоҳазадан равшанки, индуктив ғалтакнинг Ом қаршилиги  $R$  кичрайган сари электромагнит тебранишнинг сўниши узоқроқ давом этади. Агар  $R = 0$  бўлса, сўнувчи электромагнит тебраниш сўнмас электромагнит тебранишга



13.8-расм.

айланади. Албатта, бундай тебранишни содир қилиш мумкин эмас. Лекин назарий жиҳатдан, сўнмас тебранишнинг хусусий доиравий частотасини ҳисоблаб қўйиш мақсадга мувофиқ. (13.17) тенгламадан, бу турдаги тебранишнинг хусусий доиравий частотаси  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ . Бу ифода орқали сўнмас электромагнит тебранишнинг даврини топиш мумкин:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (13.20)$$

Бу ифода Томсон формуласи деб аталади.

Тебраниш контурида фақат заряд миқдори эмас, балки у билан боғлиқ бўлган ток кучи ва кучланиш ҳам даврий қонун бўйича ўзгаради. Бу катталикларнинг амплитуда қийматлари экспоненциал қонун бўйича камайиб боради. Масалан, конденсатордаги кучланишнинг оний қиймати

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} e^{-\frac{R}{2L}t} \cdot \sin(\omega t + \varphi) = U_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (13.21)$$

тенглама орқали аниқланади. Бунда  $U_0 = \frac{q_0}{C}$  кучланишнинг амплитуда ёки бошланғич қиймати. Шунингдек, ток кучи ҳам

$$\begin{aligned} I &= \frac{dq}{dt} = q_0 \omega e^{-\frac{R}{2L}t} \cos(\omega t + \varphi) = \\ &= I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \cdot \sin\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \end{aligned} \quad (13.22)$$

синуслар қонунини бўйича ўзгаради. Бунда  $I_0 = q_0 \omega$  — ток кучининг амплитуда қиймати.

Юқорида келтирилган (13.19), (13.21) ва (13.22) тенгламаларни ўзаро таққослайлик. Бунда заряд ва кучланиш бир хил фазада, ток кучининг фазаси эса уларга нисбатан  $\frac{\pi}{2}$  га силжиган ҳолда ўзгаришини аниқлаймиз. Умуман олганда, кучланиш билан ток кучи орасидаги фаза силжиши  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  бўлиши учун бу тебранишлар сўнмас

бўлиши лозим. Реал шароитда ҳар қандай эркин тебраниш сўнувчандир. Бинобарин, (13.11) тенгламага асосан, кучланиш билан ток кучи орасидаги фаза силжиши  $\varphi > \frac{\pi}{2}$  бўлади.

Механик тебранишларнинг сўниш тезлигини аниқлаш мақсадида сўнишнинг логарифмик декременти деган катталик киритилган эди. Бу катталик электромагнит тебранишлар учун ҳам ўринди. Кетма-кет келган ва бир-биридан бир даврга фарқ қиладиган икки амплитуданинг нисбатидан олинган логарифм

$$\lambda = \ln \frac{q_0 e^{-\beta t}}{q_0 e^{-\beta(t+T)}} = \beta T = R\pi \sqrt{C} \quad (13.23)$$

сўнишнинг логарифмик декременти дейилади. Келтирилган ифодадан аниққи, контурнинг Ом қаршилиги  $R$  ошгани сари контурдаги электромагнит тебранишларнинг сўниши тезлашади. Сўнишнинг логарифмик декрементига тескари бўлган катталик тебраниш амплитудасининг  $e$  марта камайиши учун лозим бўлган тебранишлар сонини кўрсатади, яъни

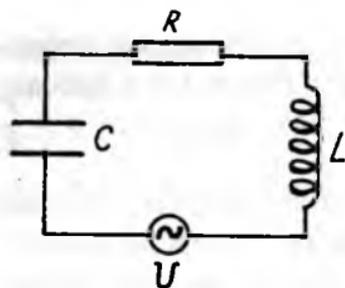
$$N = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{R\pi} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (13.23, a)$$

### 13.3-§. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс ҳодисаси

Тебраниш контуридаги индуктив ғалтак  $R$  Ом қаршиликка эга бўлса, Жоуль-Ленц эффекти туфайли ҳар чорак даврда йўқотилган энергия

$$\Delta W = I^2 R \frac{1}{4} T$$

бўлади. Бу энергияни ташқи куч ёрдамида тўлдириб турсак, тебраниш сўнмас электромагнит тебранишга айланади. Ташқи даврий ўзгарувчан кучланиш таъсирида кузатиладиган тебраниш *мажбурий электромагнит тебраниш* деб аталади. Бу тебранишни кузатиш мақсадида,  $RLC$ -занжирга



13.9-расм.

$$U = U_0 \sin \omega t \quad (13.24)$$

қонуни бўйича ўзгарувчан кучланиш берамиз (13.9-расм).  $RLC$ -занжирда содир бўладиган тебранишни ифодаловчи (13.18) тенглама мажбурий тебранишда қуйидаги кўринишга ўтади:

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = U_0 \sin \omega t.$$

Бир жинсли бўлмаган иккинчи тартибли бу тенгламанинг ечими механика курсининг тебранма ҳаракат бобида батафсил кўрилган.

$RLC$ -занжирда содир бўладиган мажбурий электромагнит тебранишларнинг физик моҳиятини очиш мақсадида 13.9-расмда келтирилган занжирни ўзгарувчан ток занжири (13.4-расм) билан таққослайлик. Бунда ҳар икки занжир айнан бир-бирига ўхшаш эканлигини аниқлаймиз. Бинобарин, ўзгарувчан ток занжири учун чиқарилган кўпгина ифодаларни мажбурий электромагнит контурига ҳам татбиқ этиш мумкин. Контурда электромагнит тебранишлар бошланганда ғалтакнинг ўзиндукция ЭЮК манабанинг даврий ўзгарувчан кучланиши  $U = U_0 \sin \omega t$  билан уйғунлашиб, занжирда қарор топган электромагнит тебранишлар кузатилади. Контурдаги ток кучи

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

қонуни бўйича ўзгариб, (13.13)га асосан, унинг амплитуда қиймати

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}.$$

Ток кучи билан кучланиш орасидаги фаза силжишини (13.12)га асосан ҳисоблаймиз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

Келтирилган ифодалардан равшанки, мажбурий электромагнит тебранишда контурдан оқаетган даврий ўзгарувчан ток кучининг амплитудаси  $I_0$ , фаза силжиши  $\varphi$  нафақат  $R$ ,  $L$ ,  $C$  ва  $U_0$  ларга, балки ўзгарувчан кучланишнинг циклик частотаси  $\omega$  га ҳам боғлиқ. Юқорида саналган катталикларни ўзгармас қолдирайлик ва доиравий частота  $\omega$  ни секин-аста ўзгартириб борайлик. У маълум қийматга етганда  $I_0$  нинг ифодасида келтирилган қуйидаги катталик

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$$

бўлиб қолади. Занжирдаги ток кучининг амплитудаси эса энг катта қийматига эришади:

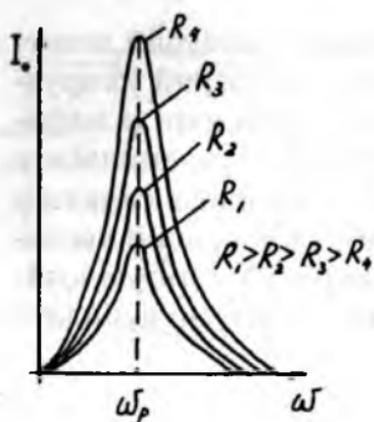
$$I_{0\max} = \frac{U_0}{R}. \quad (13.25)$$

Бу ҳолатга мос бўлган частотани (13.24) муносабатдан аниқлаймиз:

$$\omega_p = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (13.26)$$

Демак, даврий ўзгарувчан кучланишнинг циклик частотаси контурнинг хусусий частотасига тенглашганда занжирдан оқаетган ўзгарувчан токнинг амплитудаси максимал қийматга эришади. Бу ҳодиса *резонанс* деб аталади. Резонанс ҳодисаси кузатиладиган циклик частота (13.26) *резонанс частотаси* дейилади. Резонанс ҳодисаси содир бўлганда  $\operatorname{tg} \varphi$  нинг тенгламасига асосан ток кучининг фаза силжиши  $\varphi = 0$  бўлиб, кучланиш билан ток кучи бир хил фазада, яъни  $I = I_{0\max} \sin \omega t$  қонуни бўйича ўзгаради. Ток кучининг максимал қиймати  $I_{0\max} = \frac{U_0}{R}$  қаршилик  $R$  га боғлиқ. Қаршилик кичрайган сари ток кучининг ортиши тезлашади. Аммо мажбур этувчи кучнинг циклик частотаси резонанс частота яқинлашган (13.10-расм) ток кучининг амплитуда қиймати тўсатдан кескин кўтарилади; резонанс ҳодисаси содир бўлади.

Ом қаршилик  $R$  га эга бўлган тебраниш контурининг хусусий частотаси  $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$  ифода орқали аниқла-



13.10-расм.

расмда  $I_0$  билан  $\omega$  орасидаги боғланиш Ом қаршилиги  $R$  ҳар хил бўлган тебраниш контурлари учун келтирилган.  $R$  кичиклашгани сари резонанс эгри чизиғи тиклашиб боради.  $R = 0$  да токнинг амплитуда қиймати чексизга интилади ( $I_0 = \infty$ ).

Резонанс ҳодисасида конденсатордаги кучланиш пасайишининг амплитуда қиймати

$$U_{0c} = \frac{1}{\omega_p C} I_{0\max} = \frac{\sqrt{LC}}{C} I_{0\max} = I_{0\max} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Индуктив ғалтакдаги кучланиш пасайишининг амплитуда қиймати ҳам конденсатордаги кучланишнинг амплитуда қийматига миқдор жиҳатдан тенг:

$$U_{0L} = -L\omega_p I_{0\max} = -\frac{L}{\sqrt{LC}} I_{0\max} = -I_{0\max} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Бироқ ифодадаги (—) ишора улар фазаси жиҳатдан бири-бирдан  $\frac{\pi}{2}$  га фарқ қилишини билдиради. Уларнинг йиғиндиси ( $U_{0c} + U_{0L}$ ) = 0. Бундан хулоса шуки, резонанс ҳодисасида қаршилиқдаги кучланиш пасайиши манба кучланиши билан тенглашади:

$$U_R = IR = I_{0\max} \cdot R \sin \omega t = U_{0\max} \cdot \sin \omega t.$$

Кучланишнинг амплитуда қиймати эса  $U_{0\max} = I_{0\max} \cdot R$  билан ҳисобланади. Бу ҳодиса кучланиш резонанси деб аталади.

Тебраниш контурида энергиянинг кам ёки кўп йўқотилиши унинг юксаклиги  $Q$  билан белгиланади. Контур-

нар эди. Бу частота Ом қаршилиги  $R = 0$  бўлган тебраниш контурининг хусусий частотаси  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  дан кичик. Шу боисдан реал контурда резонанс ҳодисаси  $\omega_p = \omega_0$  частотада эмас, балки унга нисбатан кичикроқ  $\omega_p = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \leq \omega_0$  частотада кузатилиши мумкин.

13.10-расмда кузатилиши мумкин.

даги тўлиқ энергия  $\frac{LI_0^2}{2}$  нинг чорак даврда йўқотилган  $I_0^2 R \cdot \frac{T}{4}$  энергияга бўлган нисбатининг  $\pi$  га кўпайтмаси

$$Q = 2\pi \frac{LI_0^2}{I_0^2 RT} = \frac{2\pi L}{R \cdot 2\pi \sqrt{LC}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (13.27)$$

тебраниш контурининг юксаклиги деб аталади. Равшанки,  $L/C$  ўзгармас қолганда контурнинг юксаклиги қаршиликка тесқари пропорционал. Қаршилик камайгани сари Жоуль-Ленц ҳодисаси туфайли қайтмас жараён содир бўлиб иссиқлик энергиясининг атроф муҳитда тарқалиши камайиб боради. (13.27) тенгламага  $\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  ва  $\beta = \frac{R}{2L}$  тенгламаларни татбиқ этсак, контурнинг юксаклиги  $Q = \frac{\omega_p}{2\beta}$  шаклни олади. Демак, контурнинг юксаклиги резонанс частотаси сўниш коэффициентининг иккиланган қийматига бўлган нисбатига тенг экан.

Тебраниш контури радиотехниканинг асосий элементларидан биридир. Турли мамлакатларда ишлаётган радиостанциялар маълум частотага мўлжалланган электромагнит тўлқинларни тарқатади. Приёмник антеннасига ҳамма частотадаги электромагнит тебранишлар етиб келади. Лекин приёмник таркибидаги тебраниш контурининг индуктивлиги  $L$  ни ёки конденсатор сифими  $C$  ни ўзгартириш орқали ташқи ўзгарувчан кучланишнинг керакли частотасига мослашилади. Резонанс ҳодисаси туфайли мослашган частотадаги импульс ёки сигнал кучайиб уни бошқа частоталардаги сигналлардан ажратиб оламиз. Приёмникнинг тебраниш контури электромагнит тебранишларни ажратиб берувчи сепаратор вазифасини ўтайди.

#### 14-боб

### ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

Механика курсидан маълумки, қайишқоқ (эластик) муҳитнинг бирор нуқтаси тебранма ҳаракатга келтирилса, унинг тебранишидан ҳосил бўлган импульс тўлқин сифатида қўшни зарраларга узатилади. Максвелл электромаг-

нит майдон назариясидан шу нарса аён бўлдики, вакуумда уйғотилган электромагнит майдон  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с тезлик билан тарқалиши мумкин. Шу билан бир қаторда ўтган бобда квазистационар электромагнит майдон билан танишиб чиқдик. Тебраниш контуридаги заряднинг қутби даврий равишда ўзгарса, конденсатор қопламаларида электромагнит тебранишлар кузатилади. Лекин бу фазо электромагнит тўлқинларнинг манбаи бўла олмайди. Чунки, қарама-қарши зарядланган қутблар ҳосил қилган тўлқинлар қарама-қарши фазада бўлиб, улар бир-бирини сўндиради. Бу мулоҳаза индуктив ғалтакнинг ҳар бир ўрами учун ҳам ўринли. Демак, фақат очиқ тебраниш контурида юзага келган электромагнит тебранишлар фазода электромагнит тўлқинлар сифатида тарқалиши мумкин. Бу боб электромагнит тўлқинларнинг ҳосил бўлиш жараёнига ва уларнинг хоссаларига бағишланган.

#### 14.1-§. Электромагнит тўлқиннинг ҳаракат тенгламалари

12.3- ва 12.4-§ ларнинг мазмунидан маълум бўлдики, электромагнит майдон бунёд этилгандан сўнг майдон манбаидан мустақил яшаш хусусиятига эга. Вакуумда бу майдон  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с тезлик билан тарқалади. Энди Максвеллнинг дифференциал тенгламаларига биноан бу майдон электромагнит тўлқин сифатида тарқалишини асослайлик. (12.22) дан Максвеллнинг биринчи жуфт тенгламаларини

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0 \end{aligned} \quad (14.1)$$

қўринишда оламиз. Бу тенгламаларнинг мазмунини яна бир бор эслатайлик. Фазонинг бирор қисмида мавжуд бўлган ўзгарувчан магнит майдон фазонинг шу қисмида уюрмавий электр майдонни уйғотади. Бу икки майдон бир-бирини бир вақтда уйғотиб, майдон манбаидан мустақил равишда электромагнит майдон сифатида тарқалади.  $\vec{E}$  векторнинг торори эса бу векторнинг уюрмавий ҳаракат оқимини ифодалайди.  $\vec{E}$  векторнинг ротори

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \vec{k} \quad (14.2)$$

шаклдаги математик ифода орқали аниқланади. Магнит вектори  $\vec{H}$  нинг вақт бўйича ўзгариши унинг координата ўқлари бўйича олинган ташкил этувчилар орқали қуйидагича ифодаланади:

$$\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \vec{i} + \mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \vec{j} + \mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \vec{k} \quad (14.3)$$

Бу (14.2), (14.3) ифодалар ўзаро тенглигидан бирлик векторлар  $\vec{i}, \vec{j}$  ва  $\vec{k}$  олдидаги ифодаларни тенглаштирамиз, яъни

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\mu_0 \mu \frac{\partial H_x}{\partial t}; \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu_0 \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}; \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\mu_0 \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (14.4)$$

Электромагнит майдоннинг майдон манбаидан мустақил равишда тарқалиши

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (14.4, a)$$

шартнинг бажарилиши билан аниқланади.

Электромагнит майдон нафақат магнит майдоннинг ўзгариши билан, балки электр майдоннинг ўзгариши билан ҳам юзага келади (12.3) дан Максвеллнинг иккинчи жуфт дифференциал тенгламаларини

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0$$

шаклда олиб, юқоридаги келтирилган мулоҳазаларни тенгламаларга татбиқ этамиз, яъни

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}; \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}; \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (14.5)$$

Шунингдек,

$$\operatorname{div} \vec{H} = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0 \quad (14.5, a)$$

Электромагнит майдоннинг тўлқин сифатида тарқалишини исботлаш учун юқоридаги тенгламалардан тўлқиннинг ҳаракат тенгласини ҳосил қилиш керак. Бу масалани хал этиш мақсадида (14.5) тенгламалар тизимида келтирилган биринчи ифодадан вақт бўйича яна бир марта ҳосила оламиз:

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial H_z}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial H_y}{\partial t} \right).$$

Бу ифодадаги  $\frac{\partial H_z}{\partial t}$  ва  $\frac{\partial H_y}{\partial t}$  ларни (14.4) тенгламалар тизимида келтирилган қийматлари билан алмаштирсак,

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{\mu_0 \mu} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{\mu_0 \mu} \left[ \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) \right] \end{aligned}$$

кўринишдаги дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз. (14.5, a)

тенгламадан  $\frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\partial E_x}{\partial x}$  эканлигини топиб, юқоридаги

тенгламага қўйсак, қуйидаги тўлқин тенглама ҳосил бўлади:

$$\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}.$$

Бу тенгламани янада содда кўринишга келтирайлик:

$$\Delta E_x = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad (14.6)$$

бунда белги  $\Delta E_x = \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}$  Лаплас оператори деб аталади. Худди шу усул билан  $\vec{H}$  векторнинг  $H_x$  ташкил этувчисининг тўлқин тенгласини ҳосил қиламиз:

$$\Delta H_x = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2}. \quad (14.7)$$

Келтирилган бу тўлқин тенгламаларни механика курсида чиқарилган тўлқин тенглама

$$\Delta\eta = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$$

билан таққослайлик. Бунда хар икки кўринишдаги дифференциал тенгламалар айнан бир хил табиатли эканлигини аниқлаймиз.

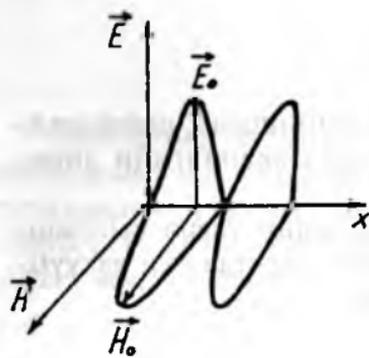
Уларда иштирок этган коэффициентларни ўзаро тенглаштириш орқали электромагнит тўлқиннинг муҳитда ёки вакуумдан тарқалиш тезлигини аниқлаш мумкин:

$$V^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}$$

Вакуум учун  $V = C$  ва  $\mu = \epsilon = 1$ . Бинобарин, вакуумда электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги  $C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$  эканлиги келиб чиқади. Бу ифодада иштирок этган  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  ф/м  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м катталикларни ўз қийматлари билан алмаштирсак, электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тезлиги  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с эканини топамиз. Электромагнит тўлқиннинг муҳитдаги тезлиги  $V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$  билан ҳисобланади. Олинган натижалар 12.4-§ да келтирилган ва электромагнит майдон учун чиқарилган ифодаларга айнан ўхшаш. Шу боисдан айтиш мумкинки, электромагнит майдон вакуумда ва муҳитда электромагнит тўлқин сифатида тарқалади. Бу тўлқиннинг ҳаракат тенгламаси

$$\begin{aligned} E &= E_x = E_0 \sin(\omega t - kx + \varphi) \\ H &= H_x = H_0 \sin(\omega t - kx + \varphi) \end{aligned} \quad (14.8)$$

шаклда олинади. Бу тенгламадаги  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  тўлқин сони;  $\varphi$  — бошланғич фаза. Юқоридаги тенгламалардан иккинчи тартибли ҳосила олсак, (14.6), (14.7) шаклдаги тўлқин тенгламаларни ҳосил қиламиз. (14.8) даги икки тенглама  $ox$  йўналишда тарқалаётган электромагнит тўлқиннинг ҳаракат тенгламаси.  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$  электромагнит тўлқиннинг таркибий қисмлари бўлиб, шу векторларнинг тебранишидан электромагнит тўлқин юзага келади. Электр  $\vec{E}_0$  ва магнит  $\vec{H}_0$  векторларнинг тебраниши (14.1-рasm) тўлқиннинг тарқалиш йўналиши  $x$  га тик. Бундан хулоса шуки, элект-



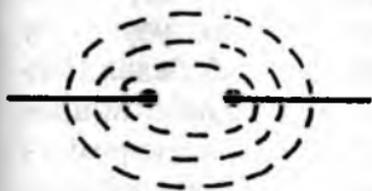
14.1-расм.

ромагнит тўлқин кўндаланг тўлқиндир. Электромагнит майдон электромагнит тўлқин сифатида тарқалса, электромагнит майдон учун ўринли бўлган ҳамма катталиклар электромагнит тўлқин учун ҳам тааллуқли. Хусусан, электромагнит тўлқин энергиясининг зичлиги (12.36) билан, бирлик юзадан бир секундда олиб ўтилган энергия оқими Умов-Пойтинг вектори (12.37) билан ифодаланади.

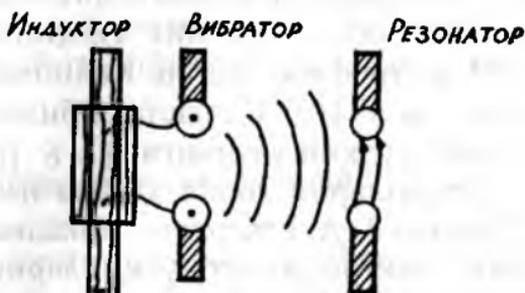
## 14.2-§. Электромагнит тўлқинларни нурлатиш

Максвелл назариясининг буюк ютуғи шундан иборатки, электромагнит тўлқин хали тажрибада кузатилмасдан туриб, унинг физик моҳиятини беками-кўст изоҳлаб берди. Максвелл кашфиётидан 3 йилдан кейин немис физиги Г. Герц биринчи бор тажрибада электромагнит тўлқинни кузатиш шарафига муяссар бўлди. (13.20) тенгламадан равшанки, тебраниш контурининг резонанс частотаси

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$
 конденсаторнинг сифими  $C$  дан ва ғалтакнинг индуктивлиги  $L$  дан чиқарилган квадрат илдизга тескари пропорционал. Конденсатор қопламаларининг юзини камайтириб, уларни бир-бирдан узоқлаштирсак, конденсаторнинг сифими камаяди. Ғалтакни тўғри ўтказгич шаклила олиб унинг индуктивлигини минимумга келтириш мумкин. Бир сўз билан айтганда, ёпиқ тебраниш контурини очиқ ҳолатга ўтказсак, контурдаги тебранишлар частотаси энг юксак даражагача кўтарилади. Шу босидан очиқ тебраниш контури электромагнит тўлқинларни нурлатувчи курилма вазифасини ўтайди. Бундай тизим в и б р а т о р деб аталади. Герц кашф этган биринчи вибраторнинг тарҳи 14.2-расмда келтирилган. Ёпиқ контурда электромагнит майдоннинг энергияси конденсатор қопламалари ёхуд индуктив ғалтак билан чегараланган фазода тақсимланган бўлса, контур очиқ ҳолатга ўтказилганда бу энергия контур ташқарисида тақсимланади. Агар фазонинг шу қисмида электромагнит тебраниш уйғотилса, унда



14.2-расм.



14.3-расм.

ҳосил бўлган энергия ўзгариши электромагнит тўлқин сифатида тарқала бошлайди. Герц вибраторнинг сифими-ни бироз ошириш мақсадида унинг учларини шар шакли-да ясаган. Шарларни, кучланиши  $10^4$  В атрофида бўлган ўзгарувчан ток манбаи-индукторга улаймиз (14.3-расм). Шарларнинг потенциали етарли даражада катта бўлганда, улар орасида учкунли разряд ҳосил бўлади ва вибратор-нинг ҳар иккала шарчаси уланади. Шарчалар бир неча марта қайта разрядлангандан сўнг тебранишлар сўнади. Зотан, шарларда тўпланган электр энергия электромагнит тўлқинларни нурлатишга ва жоуль иссиқлигига сарф бўла-ди. Кейин индикатор вибраторни яна қайтадан зарядлай-ли ва жараён такрорланади.

Электромагнит тўлқинларни қайд қилиш мақсадида резонанс ҳодисасидан фойдаланилган. Бунинг учун Герц вибратордан  $l$  масофада иккинчи вибраторни ўрнатган. Агар биринчи вибратор электромагнит тўлқинларнинг манбаи бўлиб хизмат қилса, иккинчи вибратор бу тўлқин-ларни қайд қилувчи приёмник вазифасини ўтаган. Ик-кинчи вибраторнинг хусусий частотаси биринчи вибра-торнинг хусусий частотасига тенг қилиб олинган. Бу виб-ратор **резонатор** деб аталади. Вибратор нурлатган электромагнит тўлқинлар резонаторга етиб келганда у виб-ратор частотасида тебрана бошлайди. Шарчалар орасида ҳосил бўлган учкунли разряд резонаторга электромагнит тўлқинлари етиб келганидан дарак берган. Герц вибрато-рида уйғотилган электромагнит тебранишларнинг часто-таси  $\nu \approx 5 \cdot 10^8$  Гц атрофида бўлган. Бу катталик асосида резонаторга етиб келган электромагнит тўлқиннинг тўлқин узунлигини  $c = \lambda \cdot \nu$  ифодада ҳисоблаймиз (бунда  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с, электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тез-

лиги). Келтирилган қийматларга асосан биринчи бор ҳосил қилинган электромагнит тўлқиннинг тўлқин узунлиги  $\lambda \approx 0,6$  м атрофида бўлган. Кейинчалик П. Н. Лебедев 1906 йилда  $\nu \approx 5 \cdot 10^{10}$  Гц частота билан тебранадиған вибратор ясаб, тўлқин узунлиги  $\lambda = 6 \cdot 10^{-3}$  бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилиш имкониятига эга бўлади. 1922 йилда А. А. Глаголева-Аркадьева частотаси  $3 \cdot 10^{12}$  Гц бўлган электромагнит тўлқинларни нурлатадиған вибратор ясаган эди.

Герц тажрибасидан кўп ўтмай 1895 йил 7 майда А. С. Попов электромагнит тўлқинларини амалий мақсадда, хусусан, симсиз алоқани узатишда ишлатиш мумкин эканлигини исботлайди. 1896 йили бу тажриба радио эшиттириш даражасигача кўтарилади.

Катта-кичик вибраторлар ёки антенналар тарқатадиған электромагнит тўлқинлар радио тўлқинлар деб аталади. Уларнинг тўлқин узунликлари кенг диапазонда, яъни  $\lambda = 10^{-4} \div 10^4$  м оралиғида ўзгариши мумкин. Умуман олганда, электромагнит тўлқинларнинг тўлқин узунлиги 0 дан чексизгача бўлган ораликда ётади. Масалан, квазистационар электромагнит майдон ҳосил қилган, яъни ўзгарувчан ток нурлатган электромагнит тўлқинларнинг тўлқин

узунлиги  $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{50 \text{ Гц}} = 6 \cdot 10^6 \text{ м}$  ни ташкил этади. Бу

тўлқинни бирор приёмник ёрдами билан қабул қилиш мумкин эмас. Демак, квазистационар электромагнит майдонлар таркибидаги тўлқинларнинг тўлқин узунлиги жуда катта. Бинобарин, квазистационар электромагнит майдонларнинг тўлқин узунликларини ўта узун тўлқин узунликлар диапозонига киритамиз. У ҳолда радио тўлқинлар 2-жадвалда келтирилган электромагнит тўлқин шкаланинг фақат бир қисмини ташкил этади, холос. Радиотўлқинлар ёрдамида радио эшиттиришни, радиоалоқани ўрнатиш билан бир қаторда, улар ёрдамида тасвирларни узатиш (телевидение), узоқда жойлашган объектларни қидириб топиш (радиолокация) мумкин. 50-йилларда кўпгина тараққий этган мамлакатлар (АҚШ, Франция, Англия ва бошқалар) да ўта кучли антенналар қурилган эди. Радиоантенна ва радиотелескоплар ёрдамида коинотнинг жуда

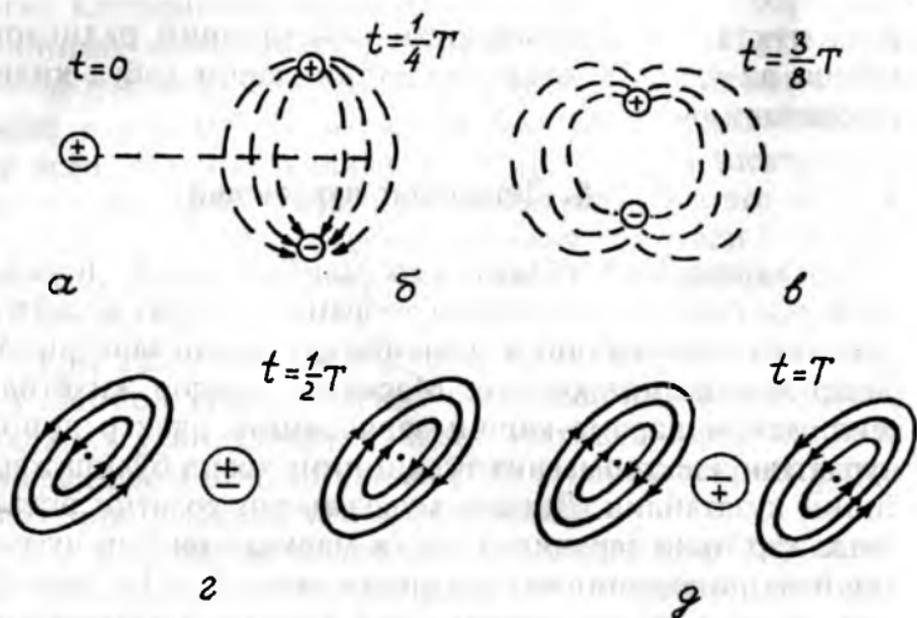
узоқ нуқталарида жойлашган объектларни радиозонд қилиш ва улардан келаётган тўлқинларни қабул қилиш имконияти очилди.

### 14.3-§. Диполнинг нурланиши

Электромагнит тўлқиннинг манбаи бўлиб, нафақат вибратор ёки антенна, балки тебранма ҳаракат қилаётган диполь ёки тезланиши нолдан фарқли эркин зарядли зарралар ҳам хизмат қилади. Масалан, миқдор жиҳатидан тенг, лекин қарама-қарши зарядланган электр диполи нурлатган электромагнит тўлқиннинг ҳосил бўлиш жараёнини кузатайлик. Диполь мувозанатли ҳолатни эгаллаганда ҳар икки заряднинг масса марказлари бир нуқтада ётади ва диполнинг елкаси нолга тенг ( $l_0 = 0$ ). Бинобарин, бу вазиятдаги диполь (14.4,а-расм) электромагнит тўлқинларни нурлатмайди. Диполь вертикал ўқ бўйлаб тебранма ҳаракат қилсин. Бунда диполь моменти

$$p_e = p_{oe} \sin \omega t \quad (14.9)$$

қонун бўйича ўзгаради. Диполь таркибидаги мусбат ва манфий зарядлар бир хил  $p_{oe} = ql_0$  амплитуда билан тебраниб қарама-қарши фазага эга бўлади. Чорак  $\left(\frac{1}{4}T\right)$  даврда мусбат ва манфий қутбли зарядлар бир-биридан максимал  $l_0$  масофага узоқлашади (14.4,б-расм) ва ўз атрофида ундан узоқроқ масофаларда ўзгарувчан электромайдонни уйғотади. Кейинги  $\frac{3}{8}T$  вақт оралиғида зарядларнинг бир-бирига яқинлашиши кузатилади. Куч чизиқлари эса зарядлардан узоқлаша бошлайди (14.4,в-расм). Ярим давр  $\left(\frac{1}{2}T\right)$  оралиғида зарядлар ўзаро компенсациялашиб қолади ва куч чизиқлари ўз-ўзидан ёпилиб диполдан ажралади (14.4,г-расм). Шунини унутмаслик керакки, диполдан ажралган тўлқинда  $\vec{E}$  ва  $\vec{H}$  векторлар мавжуд. Зотан,  $\vec{E}$  вектор заряд томонидан уйғотилган бўлса, заряднинг ҳаракати  $\vec{H}$  векторини юзага келтиради. Бу икки вектор ўзаро тик текисларда жойлашган (14.1-расмга). Тебранишнинг иккинчи ярми даврида диполь уйғотган элек-



14.4-расм.

тромагнит майдон ундан узоқлашиб, майдон манбаидан мустақил яшайди. Аммо бу даврда диполь кутблари ўзгариб қолади. Шу ярим давр оралиғида юқорида келтирилган жараён айнан такрорланади. Диполда шакли олдингисига ўхшаган, лекин тескари йўналишга эга бўлган янги электромагнит майдон пайдо бўлади (14.4,д-расм).

Электродинамика қонунларига асосан диполь нурланишининг оний қуввати

$$N = \frac{\mu_0}{6\pi C} \left( \frac{d^2 p_e}{dt^2} \right)^2$$

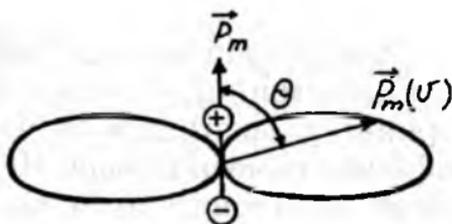
ифода орқали аниқланиши исботланган. Бунда с-электромагнит тўлқинининг вакуумдаги тезлиги;  $\mu_0$  — магнит доимийси. (14.9) тенгламадан вақт бўйича иккинчи тартибли ҳосила олайлик:

$$\frac{d^2 p_e}{dt^2} = -W^2 p_{oe} \sin \omega t.$$

Бу ифодани юқоридаги тенгламага қўйсак, диполнинг оний қуввати

$$N = \frac{\mu_0 W^4 p_{oe}^2}{6\pi C} \sin^2 \omega t \quad (14.10)$$

шаклни олади. Келтирилган ифодадан равшанки, диполь нурланишининг қуввати ҳамма йўналишда бир хил эмас. 14.5-расмда диполь нурланиш энергиясининг йўналишга боғлиқлик диаграммаси келтирилган.



14.5-расм.

Яккаланган диполь нурланиши антенна нурланишига эквивалент. Бундан муҳим хулоса шуки, вертикал ўрнатилган антенна вертикал йўналишда электромагнит тўлқинларни нурлатмайди. Горизонтал йўналишда эса электромагнит тўлқинларнинг нурлатиш интенсивлиги энг катта. 14.5-расмда келтирилган диаграммадаги нурланиш оқимининг энергияси (12.37) тенглама орқали ифодаланган. Умов-Пойтинг вектори  $\vec{S}$  нинг диполь ўқи билан ҳосил қилган бурчак  $\theta = \frac{\pi}{2}$  бўлганда, Умов-Пойтинг вектори энг катта қийматга эришади. Шу боисдан  $\theta = \frac{\pi}{2}$  бурчак остида йўналган электромагнит тўлқинлар энергиясининг оқими энг юқоридир.

Мазкур курснинг электростатика қисмида моддалар таркибидаги атомларни диполь шаклида тасаввур қилиш мумкинлигини кўрсатиб ўтган эдик. Бинобарин, атом таркибидаги электронларнинг мувозанатли ҳолатига нисбатан тебраниб туриши атом нурланишини вужудга келтиради. Атом электрони циклик частотаси  $\omega$  амплитудаси  $p_{oc} = e l_0$  бўлган тебранма ҳаракат қилса, (14.10) га асосан, атом нурланишининг ўртача қуввати

$$\langle N \rangle = \frac{\mu_0 \omega^4 e^2 l_0^2}{12\pi c}$$

бўлади. Чунки,  $\sin \omega t$  нинг ўртача қиймати ярмига тенг, яъни  $\langle \sin \omega t \rangle = \frac{1}{2}$  (ифодадаги  $e$  — электроннинг заряди).

Ташқи таъсир бўлмаганда, атом электронлари фақат иссиқлик ҳаракати туфайли тебраниши мумкин. Моддадаги атомлар ўзаро боғланган ва улар иссиқлик ҳаракати таъсирида  $kT$  энергияни ютади. Бу энергия атомнинг ички энергиясига айланиб, атомнинг валент зонасида жойлаш-

ган электронлар орасида тақсимланади. Натижада валент электронларнинг кинетик энергияси ошади. Электронларнинг ҳаракатидаги бу ўзгариш атомнинг тебраниши сифатида намоён бўлади. Шу ўринда, кинетик энергияси ошган электронлар атомдан чиқиб кетмайдими деган савол туғилиши мумкин. Электронни атомдан узиб олиш учун  $e\varphi_i = A_i$  билан аниқланган ионизация ишини бажариш лозим (7.1-§ га қаранг). Оддий шароитда атомнинг иссиқлик ҳаракат энергияси ионизация ишидан анча кичик ( $kT < A_i$ ). Атомнинг тебраниши жуда қисқа, тахминан  $10^{-8}$  давомида кузатилади. Бу вақт оралиғида у ютган энергиясини электромагнит тўлқин сифатида нурлатади ва мувозанатли ҳолатга ўтади. У тарқатган электромагнит тўлқин эса атомдан  $\sim 3$  м масофага узоқлашади. Атом бошқа атомлар билан боғланган бўлганидан, у яна иссиқлик ҳаракатида иштирок этиб, юқоридаги жараён бу атомда қайта такрорланади. Демак, температураси абсолют нолдан юқори бўлган ҳар қандай модда таркибидаги атомларнинг тебранишидан ҳосил бўлган электромагнит тўлқинлар модда сиртида иссиқлик нурланиши сифатида нурланиб туради. Модда таркибида “иссиқ” атомлар билан бир қаторда “совуқ” атомлар ҳам бор. Бинобарин, модда сиртидан тарқалаётган электромагнит тўлқинларнинг тўлқин узунлиги жуда кенг диапазонда ўзгаради. Паст температураларда модда сиртида нурланаётган электромагнит тўлқинларнинг тўлқин узунлиги катта ва уларни оддий кўз билан сезиш мумкин эмас. Шунинг учун бу нурлар 2-жадвалда келтирилган электромагнит тўлқин шкаланинг инфрақизил қисмини ташкил этади.

Модданинг температураси маълум бир қийматга етганда ундан тўлқин шкаланинг кўзга кўринадиган қисмида ётган электромагнит тўлқинлар нурлана бошлайди. Инсоннинг кўзи тўлқин узунлиги  $\lambda = 7,6 \cdot 10^{-7} - 3,9 \cdot 10^{-7}$  оралиғида ётган электромагнит тўлқинларни сезиш қобилиятига эга. Температура жуда юқори бўлганда модда нурланишининг спектрида кўзга кўринадиган нурлар билан бир қаторда кўриш чегарасининг юқорисида ётган ва ультрабинафша нурлар деб аталувчи электромагнит тўлқинлар ҳосил бўла бошлайди. Нихоят, таъсири жуда кучли бўлган рентген нурлар зарядли зарраларнинг кучли тормозланишида, таъ-

сири ўта кучли бўлган гамма нурлар эса ядровий парчала-  
нишда юзага келади. Хулоса қилиб айти мумкинки ҳар  
қандай нурланиш, у қандай таъсир натижасида юзага кел-  
масин, электромагнит тўлқин табиатига эгадир.

2-жадвал

Нурланиш тури	Тўлқин узунигининг диапазони (м)	Частотанинг диапазони (Гц)
Ўта узун электромагнит тўлқинлар	$\infty$ дан $> 10^4$	$< 3 \cdot 10^4$
Узун радио тўлқинлар	$10^4 - 10^3$	$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$
Ўрта радио тўлқинлар	$10^3 - 10^2$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$
Қисқа радио тўлқинлар	$10^2 - 10$	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$
Ультрақисқа радио тўлқинлар	$10 - 10^{-3}$	$3 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{11}$
Инфрақизил нурлар	$10^{-3} - 7,6 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{14}$
Кўзга кўринадиган нурлар	$7,6 \cdot 10^{-3} - 3,9 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} - 0,8 \cdot 10^{15}$
Ультрабинафша нурлар	$3,9 \cdot 10^{-7} - 1,2 \cdot 10^{-10}$	$0,8 \cdot 10^{15} - 2,5 \cdot 10^{18}$
Рентген нурлари	$2 \cdot 10^{-8} - 1,2 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{16} - 2,5 \cdot 10^{20}$
Гамма нурлар	$4,66 \cdot 10^{-13}$ ва $10^{-13}$	$6,4 \cdot 10^{20}$ ва $> 3 \cdot 10^{21}$

**ЭЛЕКТР ВА ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМГА ОИД ФИЗИК  
КАТТАЛИКЛАРНИНГ ХАЛҚАРО ТИЗИМ (СИ)ДАГИ  
БИРЛИКЛАРИ**

Физик катталиқ ва унинг белгиси	Бирликка асоса бўлган ифода	Физик катталиқ бирлиги ва ўлчами	Бирликнинг физик маъноси
1	2	3	4
Заряд миқдори [q]	$q = I \cdot t$	1 Кл = 1 А · с (Т · А)	Ўтказгичдан бир секундда 1 А (ампер) ток ўтганда ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан оқиб ўтган заряд миқдори 1 Кл (кулон) дейилади.
Потенциал [φ]	$\varphi = \frac{A}{q}$	1 В = 1 $\frac{Ж}{Кл}$ (L <sup>2</sup> MT <sup>-3</sup> A <sup>-1</sup> )	1 Кл зарядни майдоннинг берилган нуқтасидан чексизликка кўчиришда электр кучлари 1 Ж иш бажарса, майдоннинг шу нуқтасининг потенциали 1 В бўлади.
Потенциаллар айирмаси ёки кучланиш [φ <sub>1</sub> - φ <sub>2</sub> = U]	$U = \frac{A}{q}$	1 В = 1 $\frac{Ж}{Кл}$ (L <sup>2</sup> MT <sup>-3</sup> A <sup>-1</sup> )	1 Кл зарядни майдоннинг бир нуқтасидан иккинчи бир нуқтасига кўчиришда электр кучлари 1 Ж иш бажарса, бу икки нуқтанинг потенциаллар айирмаси (кучланиш) 1 В (вольт) дейилади.
Электр майдон кучланганлиги [E]	$E = \frac{U}{d}$ $E = \frac{F}{q}$	$E = 1 \frac{В}{М}$ (LMT <sup>-3</sup> A <sup>-1</sup> )	1 $\frac{В}{М}$ — шундай ўзгармас электр майдон кучланганлигики, бу майдон куч чизиқларининг йўналишида олинган

1	2	3	4
Заряднинг чизиқли зичлиги [ $\tau$ ]	$\tau = \frac{q}{l}$	$\tau = 1 \frac{Кл}{М}$ (L <sup>-1</sup> ТА)	икки нуқта орасидаги масофа 1 м бўлганда, улар орасидаги потенци- аллар айирмаси 1 В га ка- маяди. Бундай майдонга киритилган 1 Кл зарядга электр майдон 1 Н куч билан таъсир қилади.  $1 \frac{Кл}{М}$ — бир метр чизиқ- ли ўтказгичда 1 Кл зар- яд миқдори бир текис- да тақсимланади.
Заряднинг сирт зичлиги [ $\sigma$ ]	$\tau = \frac{q}{S}$	$\tau = 1 \frac{Кл}{М^2}$ (L <sup>-2</sup> ТА)	$1 \frac{Кл}{М^2}$ — сирти силлиқ- ланган ясси пластинка (ўтказгич)нинг 1 м <sup>2</sup> юзи- да 1 Кл заряд бир текис- да тақсимланади.
Заряднинг ҳажмий зичлиги [ $\rho_e$ ]	$\rho_e = \frac{q}{V}$	$\rho_e = 1 \frac{Кл}{М^3}$ (L <sup>-3</sup> ТА)	Ҳажми 1 м <sup>3</sup> бўлган ях- лит ўтказгичнинг бутун ҳажми бўйлаб 1 Кл зар- яд бир текисда тақсим- ланган эканлигини бил- диради.
Электр майдон кучланганлик векторининг оқими [ $\Phi_e$ ]	$\Phi_e = ES$	$\Phi_e = 1 В \cdot м$ (L <sup>3</sup> MT <sup>-3</sup> A <sup>-1</sup> )	1 В · М — электр куч чи- зиқларига тик ўрнатил- ган 1 м <sup>2</sup> юздан 1 В/М кучланганлик чизиқлари ўтганини кўрсатади.
Силжиш вектори [D]	$D = \tau$	$D = 1 \frac{Кл}{М^2}$ (L <sup>-2</sup> ТА)	$1 \frac{Кл}{М^2}$ — бир квадрат метр юзага 1 Кл заряд ҳосил қилган куч чизиқ- лар тик йўналган экан- лигини билдиради.
Электро диполь	$p_e = ql$	$p_e = 1 Кл \cdot М$ (LТА)	Миқдорлари 1 Кл дан бўлган ва бир-бирдан

1	2	3	4
моменти [ $p_e$ ]			1 м узоқликда турган икки қарама-қарши қутбли зарядларнинг моменти.
Электр сизим [C]	$C = \frac{q}{\varphi}$	$1\Phi = 1 \frac{Kл}{В}$ ( $L^{-2}M^{-1}T^4A^2$ )	Ўтказгичга 1 Кл заряд берилганда унинг потен- циали 1 В га ошса, бу ўтказгичнинг электр си- ғими 1 Ф (фарад) дейи- лади.
Ток кучи [I]	$\frac{F}{l} = \frac{\mu_0 2I_1 I_2}{a}$	$1A = 2 \cdot 10^{-7} \frac{H}{M}$ (A)	1 А нинг тарифи жадвал- га берилган изоҳда кел- тирилган.
Ток зичлиги [j]	$j = \frac{I}{S}$	$j = 1 \frac{A}{M^2}$ ( $L^{-2}A$ )	$1 \frac{A}{M^2} = 1A$ ток кучи ўтказгичнинг 1 м <sup>2</sup> кўндаланг кесими бўйи- ча бир текисда тақсим- ланган электр токнинг зичлиги.
Электр қаршилиқ [R]	$R = \frac{U}{I}$	$1Om = \frac{1B}{1A}$ ( $L^2MT^{-3}A^2$ )	Икки учидаги кучланиш 1 В бўлганда, 1 А ток ўтадиган ўтказгичнинг қаршилиги 1 Ом дейи- лади.
Солиштирма электр қаршилиқ [ $\rho$ ]	$\rho = \frac{RS}{l}$	$\rho = 1Om \cdot m$ ( $L^3MT^{-3}A^2$ )	Кўндаланг кесими 1 м <sup>2</sup> , узунлиги 1 м бўлган куб шаклидаги ўтказгичнинг солиштирма электр қар- шилиги 1 Ом · м дейи- лади.
Электр ўтказувчан- лик [G]	$G = \frac{1}{R}$	$1Cм = 1 \frac{1}{Om}$ ( $L^{-2}M^{-1}T^3A^{-2}$ )	Қаршилиги 1 Ом бўлган ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги 1 См (сименс) дейилади.
Солиштирма электр	$\gamma = \frac{1}{\rho}$	$\gamma = 1 \frac{Cм}{M}$	

1	2	3	4
Ўтказувчанлик $[\gamma]$		$(L^{-3}M^{-1}T^3A^{-2})$	Томонлари 1 м дан бўлган куб шаклидаги ўтказичнинг электр ўтказувчанлиги дейилади.
Электр юритувчи куч $[\xi]$	$\varepsilon = \oint_e (\bar{E}_T d\bar{l})$	$1B = 1 \frac{Ж}{Кл}$ $(L^2MT^{-3}A^{-1})$	1 Кл зарядни ташқи куч киритилган берк занжир буйлаб кўчиришда ташқи куч 1 Ж иш бажарса, бу кучни ўз ичига олган ток манбаининг ЭЮК 1 В бўлади.
Магнит индукцияси $[B]$	$B = \frac{F}{I \cdot l}$	$1Tл = 1 \frac{H}{M \cdot A}$ $(MT^{-2}A^{-1})$	1 Тл (тесла) деб шундай ўзгармас магнит майдон индукциясига айтиладики, бу майдоннинг куч чизиқларига тик ўрнатилган ўтказгичдан 1 А ток ўтганда, магнит майдон бу ўтказгичнинг ҳар бир метрига 1 Н куч билан таъсир этади.
Магнит майдон кучланганлиги $[H]$	$H = \frac{1}{2r}$	$H = 1 \frac{A}{M}$ $(L^{-1}A)$	Радиуси $r = 0,5 M$ бўлган доиравий контурдан 1 А ток ўтганда, унинг марказида ҳосил бўлган магнит майдон кучланганлиги 1 А/М га тенг бўлади.
Тоқли контурнинг магнит momenti $[p_m]$	$p_m = I \cdot S$	$P_m = i A \cdot M^2$ $(L^2A)$	1 А · М <sup>2</sup> — юзи 1 м <sup>2</sup> бўлган сиртни ўраб олган контурдан 1 А ток ўтгандаги магнит момент
Магнит оқими $[\Phi_m]$	$\Phi_m = DS$	$1Bб = 1Tл \cdot м^2$ $(L^2MT^{-2}A^{-1})$	Магнит индукцияси 1 Тл бўлган майдоннинг куч чизиқларига тик ўрнатилган 1 м <sup>2</sup> юзани тешиб ўтган куч чизиқларининг оқими 1 Вб (вебер) бўлади

1	2	3	4
Индуктивлик [L]	$L = \frac{\epsilon_i}{dI/dt}$	$1\text{Гн} = 1 \frac{\text{В}}{\text{А/с}}$  (L <sup>2</sup> MT <sup>-3</sup> A <sup>-2</sup> )	Ток кучи 1 секунда 1 А га ўзгарганда 1 В индукция ЭЮК ҳосил қиладиган контур (соленоид)нинг индуктивлиги 1 Гн (генри) бўлади

1 сарҳат  
сези.

## МУНДАРИЖА

Сўз боши ..... 3

### 1 қисм. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

1 боб. Электр заряд. Электр майдон ..... 5

1.1-§. Электр заряд. Заряднинг сақланиш қонуни ..... 5

1.2-§. Зарядларнинг ўзаро таъсири. Электр майдон  
кучланганлиги ..... 6

1.3-§. Майдонларни жамлаш тамойили ..... 11

1.4-§. Электр майдоннинг график тасвири. Электр куч  
чизиқлари оқими ..... 14

1.5-§. Гаусс теоремаси ..... 17

1.6-§. Электр майдон потенциали. Потенциал градиенти ..... 20

1.7-§. Электр майдонларни ҳисоблашга Гаусс теоремаси-  
нинг татбиқи ..... 26

2-боб. Диэлектрикларда электр майдон ..... 31

2.1-§. Қутбли ва қутбсиз диэлектриклар ..... 32 ✓

2.2-§. Диэлектрик қабул қилувчанлик ва унинг ҳароратга  
боғлиқлиги ..... 35 ✓

2.3-§. Силжиш вектори. Икки диэлектрик чегарасидаги электр  
майдон ..... 42 ✓

3-боб. Электр майдондаги ўтказгичлар ..... 47

3.1-§. Электростатик индукция. .... 48

3.2-§. Яккаланган ўтказгичнинг электр сифими.  
Конденсаторлар ..... 50

3.3-§. Электр майдон энергияси ..... 57

3.4-§. Узоқдан ва яқиндан таъсир қилиш назариялари ..... 60

### II қисм. ЭЛЕКТР ТОК

4-боб. Ўзгармас ток қонунлари ..... 62

4.1-§. Электр токи ва унинг асосий катталиклари ..... 62

4.2-§. Ўзгармас ток қонунлари .....	66
4.3-§. Ом қонунининг умумлашган ифодаси. Электр юритувчи куч .....	68
4.4-§. Кирхгоф қоидалари .....	71
<b>5-боб. Металлардаги ўтказувчанликнинг электрон назарияси .....</b>	<b>76</b>
5.1-§. Металлдаги ўтказувчанликнинг электрон табиатини тасдиқловчи ҳодисалар .....	76
5.2-§. Металлдаги ўтказувчанликнинг электрон назарияси .....	79
5.3-§. Видеман-Франц қонуни. Электрон назариянинг асосий камчиликлари .....	83
<b>6-боб. Вакуумда электр токи. Термоэлектрик ҳодисалар. ....</b>	<b>88</b>
6.1-§. Чиқиш иши. Контакт потенциали .....	89
6.2-§. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси .....	91
6.3-§. Контакт потенциаллар айирмаси .....	96
6.4-§. Термоэлектрик ҳодисалар .....	99
<b>7-боб. Газларда электр токи. Плазма .....</b>	<b>104</b>
7.1-§. Ионланиш энергияси ва ионланиш турлари .....	104
7.2-§. Мустақил бўлмаган разряд .....	106
7.3-§. Мустақил разряд .....	108
7.4-§. Плазма. Плазмавий тебранишлар .....	111
7.5-§. Дебай радиуси .....	114
7.6-§. Плазманинг электр ўтказувчанлиги .....	115

### III қисм. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

<b>8-боб. Электр токининг магнит майдони .....</b>	<b>118</b>
8.1-§. Магнит майдон. Магнит майдон индукция вектори .....	118
8.2-§. Ампер қонуни .....	123
8.3-§. Био — Савар — Лаплас қонуни .....	125
8.4-§. Био — Савар — Лаплас қонунининг турли токли ўтказгичлар учун татбиқи .....	128
8.5-§. Тўла ток қонуни. Соленоид ва тороиднинг магнит майдон индукциясини ҳисоблаш .....	132
8.6-§. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири .....	137
8.7-§. Магнит майдоннинг токли контурга таъсири .....	139
8.8-§. Магнит майдон индукция вектори оқими. Магнитли занжирлар .....	142
8.9-§. Тоқли ўтказгични магнит майдонда кўчиришда бажарилган иш .....	146
<b>9-боб. Зарядли зарраларнинг магнит майдондаги ҳаракати .....</b>	<b>148</b>
9.1-§. Лоренц кучи .....	149

9.2-§. Циклотрон. МГД-генератор .....	152
9.3-§. Холл ҳодисаси .....	156
<b>10-боб. Моддаларнинг магнит хоссалари .....</b>	<b>159</b>
10.1-§. Электрон ва атомнинг магнит моментлари .....	159
10.2-§. Диамагнитларнинг магнитланиши .....	163
10.3-§. Парамагнитларнинг магнитланиши .....	167
10.4-§. Ферромагнитларнинг магнитланиши. Антиферро-магнитлар .....	172
<b>11-боб. Электромагнит индукция .....</b>	<b>179</b>
11.1-§. Электромагнит индукция ҳодисаси. Индукция электр юритувчи куч .....	180
11.2-§. Ўзиндукция ҳодисаси .....	186
11.3-§. Ўзаро индукция ҳодисаси .....	190
11.4-§. Магнит майдон энергияси .....	193
<b>12-боб. Электромагнит майдон назарияси .....</b>	<b>196</b>
12.1-§. Максвеллнинг интеграл тенгламалари. Силжиш токи .....	196
12.2-§. Электромагнит майдон .....	201
12.3-§. Максвеллнинг дифференциал тенгламалари .....	203
12.4-§. Электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги ва унинг энергияси .....	206
<b>13-боб. Квазистационар электромагнит майдон. Электромагнит тебранишлар .....</b>	<b>212</b>
13.1-§. Ўзгарувчан ток. Импеданс .....	212
13.2-§. Тебраниш контури. Сўнувчи электромагнит тебранишлар .....	218
13.3-§. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс ҳодисаси .....	223
<b>14-боб. Электромагнит тўлқинлар .....</b>	<b>227</b>
14.1-§. Электромагнит тўлқинларнинг ҳаракат тенгламалари .....	228
14.2-§. Электромагнит тўлқинларни нурлатиш .....	232
14.3-§. Диполнинг нурланиши .....	235
<b>Илова .....</b>	<b>240</b>

adaolat  
Vozima



**Ўткир Қўчқорович Назаров**  
**УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ**

II жилд

Бадий муҳаррир *Ҳ. Меҳмонов*  
Техник муҳаррир *У. Ким*  
Мусаҳҳиҳ *Н. Умарова*  
Компьютерда тайёрловчи *Э. Ким*

Теришга 02.11.2000 да берилди, Босишга 18.09.2001 й. да рухсат этилди. Бичими  $84 \times 108^{1/32}$  "Таймс" гарнитурда офсет босма усулида босилди. Шартли б. т. 13,02. Нашр т. 9.82. 2000 нусхада чоп этилди.  
Буюртма № 173. Баҳоси шартнома асосида

"Ўзбекистон" нашриёти,  
700129, Тошкент шаҳри, Навоий кўчаси, 30.  
Нашр. № 112-2000.

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот қўмитаси  
Тошкент китоб-журнал фабрикасида босилди.  
700197, Тошкент, Юнусобод даҳаси, Муродов кўчаси, 1.

**“ЎЗБЕКИСТОН”**