

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ.

МИРЗО УЛУ/БЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ
УНИВЕРСИТЕТИ.

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

Тошкент - 2010

Аннотация

Мазкур маърузалар матни электр ва магнетизм фанининг асосларини ўз ичига олган бўлиб, мавзу танлаш ва уларни баён қилишда Мирзо Улуғбек номидаги Ўзбекистон Миллий Университети физика факультетининг ўқув дастурига амал қилинди. Маърузалар матнида асосий эътибор электр ва магнетизм фанининг физик моҳиятини очишга, муҳим ходисаларни ёритишда фойдаланиладиган услуб ва тушунчаларга қаратилган.

Ушбу маърузалар матни Университет талабалари учун мўлжалланган.

Тузувчилар:

доц. Н. Нурматов

Проф. И. Бурибаев

1-мавзу. Кириш. Электр ва магнетизмга оид умумий маълумотлар. Бирликлар тизимлари

Электр ва магнетизм курси умумий физика фанининг бўлинмас бир қисми бўлиб ҳисобланади. Электр ва магнетизм курсини ўрганишдан қўйилган бир қатор мақсадлар мавжуддир.

1. Жисмларнинг зарядланиш жараени. Зарядланиш турлари жуда кўп бўлишидан қатъий назар (ишқаланиш йўли билан, ташқаридан мусбат еки манфий зарядларни киритиш, электр майдон таъсирида индукциялаш ва ҳоказо) бу жараенда нейтрал турган жисм (ўтказгич еки диэлектрик бўлсин) га мусбат еки манфий (электрон, ион) заряд бериш еки ундан олиш йўли билан унинг нейтраллигини бузишдир. Бунда жисм зарядланиб қолади. Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсирини ўрганиш учун нуқтавий заряд тушунчаси киритилади. Ҳар қандай зарядланган жисм атрофида электр майдон юзага келиши ва бу майдон орқали жисмларнинг ўзаро таъсирининг юзага келиши, майдонни ўрганиш, уни ҳисоблаш йўллари ва усуллари, ҳар қандай зарядланган жисмга электр майдонида таъсир этадиган кучлар - бўлар электростатиканинг асосий мазмунини ташкил қилади. Бу бўлимда асосан кўзгалмас зарядланган жисмлар, вақт бўйича ўзгармайдиган электр майдоннинг хусусиятлари ўрганилади.

2. Электр токнинг юзага келиш сабабларини ўрганиш. Унинг асосий қонуниятларини, оддий ва тармоқланган занжирларда қулай билишни ўрганишдир. Ўтказгичларда, вакуумда, ярим ўтказгичларда. Электродитларда, газларда электр ўтказувчанликни юзага келиш сабабларини ўрганишдир.

3. Токли ўтказгичлар атрофида магнит майдони юзага келиши ва унинг асосий қонуниятларини ўрганиш. Токли ўтказгичларнинг, ҳаракатланаётган зарядланган заррачаларнинг ўзаро таъсирини магнит майдон орқали юзага келишини ўрганиш.

4. Магнит майдоннинг ҳар қандай ўзгариши берк контурда электр токини юзага келтиришини билиш ва унинг асосий сабаби электр майдонни юзага келиши эканлигини билишдир.

5. Моддаларнинг магнитланиш хусусиятларини ўрганиш. Уларнинг бу хусусиятларини атомларнинг натижавий магнит моментларига боғлиқ эканлигини билиш.

6. Электр ва магнит майдонларнинг ўзаро боғлиқлиги, бирининг ўзгариши албатта иккинчисини ҳосил қилиши ва бу жараен тўлқин кўринишида тарқалишини билиш ва уларнинг асосий қонуниятларини ўрганишдир.

Юқорида санаб ўтилган қисқача тушунчалардан "Электр ва магнетизм" курси олдида қўйилган вазифаларнинг қанчалик кенглиги кўриниб турибди. Бу фанни чуқур ва ҳартомонлама ўрганиш учун ўқитишнинг маъруза, машқ, лаборатория ишларини бажариш билан биргаликда талабаларнинг мустақил ишларини ташкил қилиш усуллари-дан фойдаланилади.

Электр ва магнетизм курсини ўрганиш давомида бирнеча бирликлар тизими билан ишлашга тўғри келади. Булар СГСЭ, СГСМ, СГС, СИ, МКСА ва бошқалар. Тажрибалар шуни кўрсатадики электр ва магнетизм курсини бошланишидан охиригача иккита бирликлар тизимини ишлатган маъқулдир абсолют Гаусс бирликлар тизими СГС ва 1963-64 йилларда қабул қилинган халқаро бирликлар тизими СИ.

СГС бирликлар тизимининг асосини: узунлик бирлиги – см, масса бирлиги–грамм ва вақт бирлиги–сек. қолган катталикларнинг ўлчов бирликлари ҳосилавийдир. Физик катталикларнинг ўлчамлигини аниқлашда СГС тизимидаги юқорида келтирилган учта катталикларнинг бирликларидан фойдаланилади.

СИ тизимида эса тўртинчи асосий birlik киритилади. Бу ток кучининг бирлиги - Ампер. Ампернинг мазмуни ва сон қийматини топишда чексиз узун параллел токли ўтказгичларнинг ўзаро магнит таъсиридан фойдаланилади. СИ birlikлар тизимининг асосини метр, кг, сек ва Ампер (А) ҳосил қилади. қолган birlikлар ҳаммаси ҳосилавий бўлади.

I БЎЛИМ. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

2-мавзу: а) Электр зарядларнинг ўзаро таъсир қонуни.

Кулон қонуни. Нуқтавий заряд ҳақида тушунча.

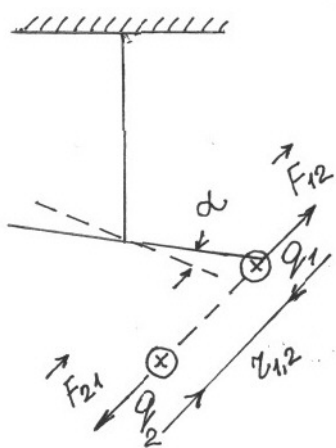
б) Зарядларнинг халқаро (СИ) ва СГС бирликлар системасида ўлчов бирликлари.

в) Зарядларнинг чизиқий, сиртий ва хажмий зичликлари.

а) Электр ва мегнетизм курсининг "Электростатика" бўлимида қўзғалмас, статик зарядлар ва вақт бўйича ўзгармайдиган электр майдонлар ўрганилади. Зарядларни қўзғалмас деб оламиз ва улар орасидаги ўзаро таъсир фақат зарядларнинг бир-бирига нисбатан жойлашишига боғлиқ деб қаралади. Зарядланган жисмларнинг ўзаро электростатик таъсирини ўрганишни қулайлаштириш учун биз нуқтавий заряд тушунчасини киритамиз. Нуқтавий заряд, механика курсидаги моддий нуқта тушунчаси каби электростатиканинг кўп қонуниятларини ўрганишда қулайликка олиб келади. Биз зарядни q ҳарфи билан белгилашга келишиб оламиз. Нуқтавий заряд (q) деб шундай зарядланган жисмга айтиладики, унинг ўлчамлари (l) (размери, катталиги) унга таъсир қилаётган иккинчи заряд жойлашган (r) масофага нисбатан жуда кичик деб олиш мумкин бўлсин, яъни $l \ll r$.

Агарда зарядланган жисмларнинг ўлчамлари катта бўлса, яъни нуқтавий шартини қаноатлантirmаса, у ҳолда зарядланган жисмни етарлича кичик бўлақларга бўлиб бу бўлақлардаги (Δl еки ΔS , еки ΔV) зарядларни Δq лардан иборат деб қараймиз ва уларга нуқтавий зарядлар учун олинган қонуниятларни қўллашимиз мумкин бўлади. Нуқтавий зарядларнинг ўзаро таъсир қонунини миқдорий жихатдан Француз олими Кулон 1785 йилда ўта сезгир буралма тарози ёрдамида ўрганди. Бундай тажрибанинг схемаси расмда берилган.

Ингичка кварц ипга учида кичкина металл шарча жойлаштирилган стержен осилган. Металл шарча зарядланган ва унинг ўлчамлари (радиуси R_1) иккинчи зарядланган шарчагача бўлган масофадан жуда кичик ($R_1 \ll r_{1,2}$ ва $R_2 \ll r_{1,2}$).



Иккинчи шарчани биринчи шарчага яқинлаштирганимизда, улар бир хил исмли зарядланган бўлсалар ўзаро узоқлашишини, агарда шарчалар қарама-қарши исмли зарядланган бўлсалар, шарчаларнинг ўзаро яқинлашишини кузатиш мумкин. Агарда зарядларни q ва q^2 деб, улар орасидаги масофани деб белгиласак тажрибадан олинган натижалар қўйидагича бўлади:

1. Зарядлар орасида ҳосил бўлган таъсир кучи $F_{1,2}$ иккала зарядларнинг миқдорларига тўғри пропорционал, яъни $F_{1,2} \sim q_1 q_2$ (1):

2. Ҳосил бўлган ўзаро таъсир кучи $F_{1,2}$ зарядлар орасидаги масофанинг квадратага тескари пропорционал, яъни $F_{1,2} \sim \frac{1}{r_{1,2}^2}$ (2)

Тажриба натижаларини умумлаштириб қуйидагини оламиз:

$$F_{1,2} \sim \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}^2} \quad (3)$$

Агарда пропорционаллик коэффиценти f ни киритадиган бўлсак, қуйидаги ифодани оламиз:

$$F_{1,2} = f \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}^2} \quad (4)$$

Бу ердаги пропорционаллик коэффиценти f тенгликни иккала томонидаги катталарни қандай бирликлар системасида олинишига боғлиқ бўлади. (4)-ифодани биз Кулон қонуни деймиз.

Кулон қонунини (4) ифода кўринишида q_1 ва q_2 зарядлар бўшлиқда (вакуумда) ёки ҳавода жойлашган деб олдик. Агар бу иккала зарядлар оралиғи бирор диэлектрик модда (сув, керосин, ёғ, шиша ва шунга ўхшаш) билан тўлдирилган бўлса, у ҳолда ўзаро таъсир кучи камайишини ҳисобга олишимиз керак бўлади. Ўзаро таъсир кучининг камайишини "Диэлектриклар электр майдонида" бўлимида алоҳида кўрилишини ҳисобга олиб бу ерда таъсир кучини ϵ -марта, яъни мухитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига сон жихатдан тенг бўлган катталikka камайишини ҳисобга оламиз, яъни: F_0/F_{ϵ} (5), бу ерда F_0 - вакуумда икки заряд орасида юзага келган ўзаро таъсир кучи бўлса, F -бирорта мухитдаги кучдир. У ҳолда Кулон қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$F = f \frac{q_1 q_2}{\epsilon r_{1,2}^2} \quad (6)$$

(6) ифодадаги ϵ ўлчов бирликка эга бўлмаган катталиқдир ва ҳар бир мухит учун ўзгармас катталikka эга; масалан: сув учун $\epsilon \approx 80$, керосин учун $\epsilon \approx 2$ ва атмосфера босимидаги ҳаво учун $\epsilon \approx 1,0006$, уни амалда $\epsilon \approx 1$ деб олса бўлади. Юқорида келтирилган (4) ва (6) ифодалар нуқтавий зарядларнинг (q_1 ва q_2) ўзаро таъсир кучини аниқловчи ифодалардир. Бизга маълумки куч бу вектор катталиқдир. Шунинг учун кучнинг миқдоридан ташқари унинг йўналишини ҳам аниқлаб беришимиз керак бўлади. Бунинг учун радиус вектор тушунчасини киритамиз - $\vec{r}_{1,2}$ ва уни q_1 заряддан q_2 зарядга қараб йўналган деб оламиз. Кулон қонуни вектор кўринишида қуйидагича езилади:

$$\vec{F}_{1,2} = f \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}^3} \vec{r}_{1,2} \quad (7) \text{ еки } \vec{F}_{2,1} = f \frac{q_1 q_2}{r_{2,1}^3} \vec{r}_{2,1} \quad (7')$$

Агар зарядлар бир хил исмли бўлса, $\vec{F}_{1,2}$ ва $\vec{F}_{2,1}$ кучлар зарядларни бир-биридан узоқлаштиришга ҳаракат қилади; улар ҳар хил исмли бўлса, уларни яқинлаштиришга ҳаракат қилади. Бу кучларга Ньютоннинг III қонуни ўринлидир:

б) Зарядларнинг СГС ва СИ бирликлар системасидаги ўлчов бирликлари. Бизга маълумки куч ва масофанинг ўлчов бирликлари умумий физика курсининг "Механика" бўлимида киритилади.

Биз бу ерда янги физик катталиқ заряд миқдорини ёки электр миқдорини ўлчов бирлигини киритишимиз зарур. Электр ва магнетизмда бир қатор бирликлар тизими мавжуддир. Биз асосан абсолют Гаусс (СГС) бирликлар тизими ва халқаро бирликлар (СИ) тизимларидан фойдаланамиз.

Абсолют Гаусс бирликлар тизими қуйидагиларга асосланган: узунлик учун

"сантиметр", масса учун "грамм" ва вақт "секунд" бирликлари қабул қилинган. Бунда куч - диналарда ўлчанади ва у ҳосилавий бирликдир. (4), (6) ва (7) ифода-лар кўринишидаги Кулон қонунидаги пропорционаллик коэффициенти $f_{к1}$ деб оламиз.

У ҳолда Кулон қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\vec{F}_{1,2} = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r_{1,2}^2} \quad (8)$$

У ҳолда заряднинг ўлчов бирлиги қилиб 1 СГС заряд бирлиги (СГС_q) қабул қилинади, бунда: $r_{1,2}$ к 1 см, $F_{к1}$ дина (дин) бўлса, q_1 қ q_2 к 1 СГС заряд бирлиги бўлади.

СИ бирликлар тизимида электр катталикларни ўлчаш учун янги асосий ўлчов бирлиги, ток кучининг бирлиги Ампер (А) киритилади. Бу тўртинчи асосий бирлик бўлиб, қолган учтаси қуйидагилар: метр (м), килограмм-масса (кг) ва вақт бирлиги секунд (сек). СИ бирликлар тизимида электр миқдорини ўлчов бирлиги-Кулон (Кл) бўлади ва ўтказгичдан $t_{к1}$ сек да $J_{к1}$ А ток ўтса $q_{к1}$ Кл заряд миқдори ўтган бўлади:

1 Кл к 1 А · 1 сек $\approx 3 \cdot 10^9$ СГС заряд бирлиги. У ҳолда (4), (6) ва (7) ифода-ларда пропорционаллик коэффициенти f ҳам сон қийматига, ҳам ўлчамликка эга бўлади. Одатда $f = \frac{k_o}{\epsilon_o}$ кўринишда олинади. Бу ерда $k_o = \frac{1}{4\pi}$ бўлиб, рационал-

лаштириш коэффициенти дейилади. Демак $f = \frac{1}{4\pi\epsilon_o}$ бўлади. (4) ифодадан

$[\epsilon_o]_{к} \frac{[q]^2}{[F][r]^2}$ эканлигини кўрамыз. ва $[\epsilon_o]_{к} \frac{Кл^2}{Н \cdot м^2}$ бўлади.

Демак Кулон қонуни: $\vec{F}_{1,2} = \frac{k_o}{\epsilon_o} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r_{1,2}^2}$ (9) кўринишга эга бўлади

ёки: $\vec{F}_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r_{1,2}^2}$ (9')

ϵ_o - ни сон қийматини қуйидагидан топамиз:

$$F = \frac{(3 \cdot 10^9 \text{ СГС}_q)^2}{(100\text{см})^2} \text{ к } 9 \cdot 10^{14} \text{ дина к } 9 \cdot 10^9 \text{ Н}$$

(9') дан: $9 \cdot 10^9 \text{ Н к } \frac{1}{4\pi\epsilon_o} \frac{1 Кл^2}{1 м^2}$ бўлса ϵ_o к $8,86 \cdot 10^{-12} \frac{Кл^2}{Н \cdot м^2}$ бўлади, ва

$\frac{k_o}{\epsilon_o} \text{ к } 9 \cdot 10^9 \frac{Н^2 \cdot м^2}{Кл^2}$ эканлиги келиб чиқади.

в) Зарядларнинг хажмий, сиртий ва чизиқий зичликлари.

Агар зарядланган жисм жуда катта бўлса, уни нуқтавий заряд деб қараш мумкин бўлмайди, у ҳолда зарядларнинг жисм ичида, жисм сиртида, ёки узунлик бўйича тақсимланишини билиш лозим.

Зарядланган жисмнинг-кичик хажминини ажратамыз ва ундаги заряд миқдорини Δq деб белгилаймыз ва қуйидаги катталиқни: $\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V}$ ёки $\rho = \frac{dq}{dV}$: зарядларнинг хажмий зичлиги деб атаймыз. Агар жисм хажм бўйича текис заряд-

ланган бўлса: $\rho = \frac{q}{V}$ бўлади. Унда жисмдаги заряд миқдорини топиш жуда қулай бўлади: $q = \rho V$. Агар зарядлар жисм бўйича текис тақсимланмаган бўлса бу ифода ўринсиз бўлади.

Худди шунингдек сиртий зичлик: $\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S}$ бўлади ва заряд жисм сирти бўйича текис тақсимланган бўлса: $\sigma = \frac{q}{S}$ ёки $q = \sigma S$ бўлади.

Агар бизга узун, чексиз, ингичка сим ёки ип берилган бўлса, у ҳолда зарядларнинг чизиқий зичлигини киритиш маъқулроқ:

$\lambda = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l}$: $\lambda = \frac{q}{l}$ ёки $q = \lambda l$ бўлади, агар заряд текис тақсимланган бўлса.

Бу ифодалар ва зичликлардан электр майдонни ҳисоблашда қўп фойдаланилади. Бунинг учун зарядланган жисмни чексиз кичик қисмларга бўлиб чиқилади ва уларни нуқтавий зарядлар деб қараб, жисмнинг ҳар бир қисми ҳосил қилаётган майдон кучланганлиги ҳисобланади. Сўнгра жисмнинг ҳар бир қисми учун ҳисоблаб топилган майдонларни қўшиб, тўла майдон топилади: йиғинди одатда интеграллашга келтирилади.

3-мавзу: Электр майдони. Электр майдон кучланганлиги. Суперпозиция принципи. Электр майдонни график равишда тасвирлаш. Куч чизиқлари.

1. Ҳар қандай зарядланган жисм атрофида электр майдони ҳосил бўлади.

Иккита нуқтавий заряд маълум бир масофада жойлашган бўлса, улар орасидаги таъсир шу электр майдон орқали юзага келади. Кўзғалмас q заряд ўз атрофида ҳосил қилган электр майдон шу майдонга киритилган синов заряди (q_0) га таъсир этган куч орқали намоён бўлади. Биз кўзғалмас зарядлар ва улар атрофида ҳосил бўлган вақт бўйича ўзгармас электр майдонни кўриб чиқамиз.

Агар бирорта q заряд атрофида ҳосил бўлган майдонга q_0 синов зарядини киритсак унга \vec{F} куч таъсир қилади. Бу куч q_0 заряд қўйилган нуқтадаги майдонни характерлайди ва иккала зарядлар орасидаги масофага боғлиқ бўлади. q ва q_0 зарядлар орасида юзага келган ўзаро таъсир кучи Кулон қонунига асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$F = \frac{k_0}{\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} \quad (1) \quad \text{ёки} \quad \vec{F} = \frac{k_0}{\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^3} \vec{r} \quad (1')$$

бўлади. Бу ерда $\frac{k_0}{\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$ катталиқ q_0 зарядга боғлиқ бўлмай фақат q зарядни

характерлайдиган катталиқдир. Демак $\frac{F}{q} = E = \frac{k_0}{\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$ (2) бўлиб E -ни биз

электр майдон кучланганлиги деб атаймиз. Олинган ифодадан кўринадикки q_0 га q бўлса $E = kF$ бўлади. Электр майдони фазонинг ҳар бир нуқтасида миқдорий жиҳатдан майдон кучланганлиги билан характерланади ва шу нуқтада бир бирлик

$(q_0 k + 1)$ зарядга таъсир этган кучга сон жихатдан тенг бўлган катталиқдир. (2) ифодадан биз q нуқтавий заряднинг электр майдон кучланганлигининг ифодасини ёзишимиз мумкин:

$$E_{н.з} = \frac{k_0}{\epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (3)$$

(3) дан майдон кучланганлиги майдонни ҳосил қилган заряд миқдорига тўғри пропорционал ва синов заряди қўйилган масофанинг квадратига тескари пропорционаллиги кўриниб турибди. Майдон кучланганлиги ҳам вектор катталиқдир. Унинг йўналишини синов зарядга таъсир этаётган кучнинг йўналишига қараб аниқлаймиз.

$$\vec{E} = \frac{k_0}{\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{r} = \frac{\vec{F}}{q_0} \quad (4)$$

(2)- ифодадан кўришиб турибдики майдон кучланганлигининг ўлчов бирлиги СИ системасида $[E]$ кН/Кл бўлади. СГС birlikлар тизимида E нинг ўлчов бирлиги СГС электр майдон кучланганлиги бирлиги деб аталган: СГСЕ бўлади.

2. Электр майдон кучланганликларини қўшиш. Суперпозиция принципи.

Агар электр майдонни бир нечта нуқтавий зарядлар ҳосил қилаётган бўлса (q_1, q_2, q_3 ва ҳақозо) ихтиёрий нуқтада жойлашган синов зарядига этувчи кучларнинг таъсир этувчи кучларнинг этувчиси \vec{F} бўлади. Бунда $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots$ бўлиб, $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots$ лар ҳар бир q_1, q_2, q_3, \dots лар томонидан q_0 синов зарядига таъсир этаётган кучлардир. $\vec{F} = \sum \vec{F}_i$ эканлигини ҳисобга олган ҳолда $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$ бўлишини кўриш қийин эмас. Бу ерда $\vec{E}_i = \frac{\vec{F}_i}{q_0}$ бўлади. \vec{E} эса ҳамма

нуқтавий зарядлар томонидан ҳосил қилинган электр майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисидир. Демак бир нечта нуқтавий зарядлар берилган бўлса ихтиёрий нуқтадаги натижавий майдон кучланганлиги ҳар бир заряднинг шу нуқтада ҳосил қилган майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг бўлади. Электр майдонларни бундай қўшишга суперпозиция принципи дейилади. Амалда (чизмаси берилган) ҳар бир майдон кучланганлигини (биз ўрганаётган нуқтада) параллелограм қоидасига асосан қўшиб чиқилади. Суперпозиция принцигига мисол сифатида электр диполнинг ҳосил қилган ихтиёрий нуқтадаги ($l \ll r$) натижавий электр майдон кучланганлигини келтириш мумкин. Диполь деб иккита абсолют қийматлари тенг ва қарама-қарши ишорали иккита заряд ($+q|q|-q$) дан иборат бўлган ва l масофада жойлашган зарядлар системасига айтилади. Фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги, диполь марказидан r ($l \ll r$) масофадаги натижавий электр майдон ҳар бир заряд ҳосил қилган майдон кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг бўлади.

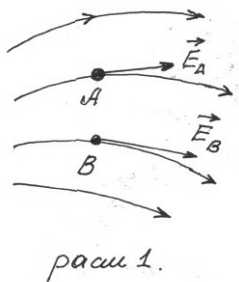
$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Диполь узининг диполь моменти rq билан ҳарактерланади. Диполь моменти вектор катталиқдир $\vec{p} = q\vec{l}$, бу ерда \vec{l} - бирлик вектор. Диполь моменти манфий заряддан мусбат зарядга қараб йўналган бўлади.

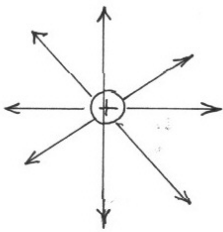
3. Электр майдон график равишда кучланганлик чизиқлари ёки куч чизиқлари орқали ҳарактерланади. Куч чизиқлари шундай чизиладики унинг ҳар

бир нуқтасига ўтказилган ўринма \vec{E} - векторининг шу нуқтадаги йўналишига мос келади. Демак куч чизиқлари электр майдон кучланганликларини шу нуқтадаги йўналишини кўрсатади.

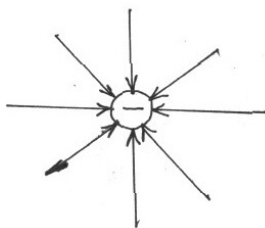
Бизга маълумки электр майдони зарядланган жисм атрофида ҳосил бўлган узлуксиз моддий борлиқдир. Куч чизиқлари эса бу майдонни шартли равишда, яъни график кўринишда тасвирлаш учун қўлланиладиган бир усулдир. Шунинг учун фазонинг ихтиёрий нуқтасида майдонни катта ёки кичик кучли ёки кучсиз эканлиги ни билдириш учун куч чизиқлар зич ёки сайрақроқ қилиб олинади.



расм 1.



$q > 0$
расм 2.



$q < 0$
расм 3.

Агар зарядимиз нуқтавий бўлса кучланганлик чизиқлари радиус бўйлаб йўналган бўлади. Мусбат ишорали заряддан куч чизиқлари чексизликка (ёки манфий зарядга) караб йўналган бўлади. Манфий ишорали зарядга куч чизиқлари чексизликдан (ёки мусбат ишорали заряддан) келиб манфий заряд жойлашган нуқтада йиғилади.

Майдон кучланганлиги $E \sim \frac{1}{r^2}$ бўлгани учун заряддан узоқлашган сари куч чизиқларининг зичлиги масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камайиб боради. Куч чизиқларининг юқорида келтирилган хусусиятлари ҳар қандай зарядлар системаси ҳосил қилган майдонлар учун ҳам ўринли бўлади.

4-мавзу: Электр майдонни ҳисоблаш. Электростатик майдон индукция вектори ва унинг оқими. Остроградский Гаусс теоремаси ва унинг ёрдамида электр майдонни ҳисоблашнинг хусусий ҳоллари

1. Электростатиканинг асосий амалий масалаларидан бири бу ҳар хил зарядланган жисмлар, асбоблар, қурилмаларда (конденсатор, кабеллар, электр асбоблар ва ҳақозо) электр майдонни ҳисоблашдир. Умумий ҳолда бу масалани Кулон қонуни ва суперпозиция принципи ёрдамида ҳисоблаш мумкин бўлиб кўринса ҳам амалда бу услардан фойдаланиб бўлмайти шунинг учун электростатиканинг амалий масалаларини ечиш учун бир қатор қўшимча усуллар қўлланилади ва уларнинг математик аппарати ҳам ишлаб чиқилган. Шундай усуллардан бири бу Остроградский-Гаусс теоремасидир. Бу теоремани келтиришдан олдин бир қатор қўшимча физик тушунчалар ва катталиқлар киритиш мақсадга мувофиқдир. Шулар қаторида электростатик майдон индукция вектори ва унинг оқимидир. Маълумки ҳар хил муҳим (диэлектриклар) чегараларида электр майдон кучланганлиги ҳар хил ўзгаради; чунки ҳар бир муҳитни ўзининг

диэлектрик доимийси ϵ орқали ифодалаймиз. Электр майдон кучланганлик чизикларининг зичлиги, яъни юза бирлигидан ўтаётган куч чизиклари сони икки мухит чегарасидан ўтаётганда сакраб ўзгаради. Бу эса майдонни ҳисоблашни қийинлаштиради. Шунинг учун қўшимча вектор катталиқ электростатик майдон индукция векторини киритамиз. У \vec{D} билан белгиланади. \vec{D} ва \vec{E} орасида қўйидагидек боғланиш мавжуд:

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

Агар биз \vec{E} ни вакуумдаги ва бирорта мухитдаги ифодаси қуйидагича $\vec{E}_{\text{вак}} = \frac{k_0 q}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{вак}} r^3} \vec{r}$ бўлса $\epsilon_{\text{вак}} \kappa_1$ лигини ҳисобга олсак $\vec{E}_{\text{вак}} = \frac{k_0 q}{\epsilon_0 r^3} \vec{r}$ (2) бўлади. \vec{E} ни

диэлектрик доимийси ϵ бўлган мухит учун ёзсак: $\vec{E}_{\text{диэл}} = \frac{k_0 q}{\epsilon_0 \epsilon r^3} \vec{r}$ (3) бўлади.

(2) ва (3)ни (1) га қўйиб қуйидагини оламиз

$$\vec{D}_{\text{вак}} = \epsilon_0 \epsilon_{\text{вак}} \vec{E}_{\text{вак}} = \epsilon_0 \epsilon_{\text{вак}} \frac{k_0 q}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{вак}} r^3} \vec{r} = k_0 \frac{q}{r^3} \vec{r}$$

эканлиги ва $\vec{D}_{\text{диэл}} = \epsilon_0 \epsilon \frac{k_0 q}{\epsilon_0 \epsilon r^3} \vec{r}$ дан $\vec{D}_{\text{диэл}} = k_0 \frac{q}{r^3} \vec{r}$ келиб чиқади, яъни

$\vec{D}_{\text{вак}} = \vec{D}_{\text{диэл}}$ эканлигини кўраимиз.

Демак биз киритган қўшимча катталиқ \vec{D} мухитда ҳам вакуумда ҳам бир хил қийматга эга ва индукция чизиклари ҳам икки диэлектрик мухит чегарасида ўз зичлигини ўзгартирмайди. Шунинг учун олдин қўшимча катталиқ \vec{D} ни

ҳисоблаймиз ва (1) дан $\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0 \epsilon}$ (4) орқали \vec{E} - векторни аниқлаймиз. Ин-

дукция вектори учун ҳам суперпозиция принципи ўринлидир: $\vec{D} = \sum \vec{D}_i$ \vec{D} нинг ўрамлари СГС бирликлар тизимида СГС индукция вектори номи билан белгиланади. СИ тизимида эса $[D] \kappa [\epsilon_0] \cdot [E] \kappa \frac{\text{Кл}^2}{\text{Нм}^2} \frac{\text{Н}}{\text{Кл}} = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}$ билан белгиланади. Демак электр майдонни миқдорий жихатдан ҳарактерлаш учун асосий физик маънога эга бўлган E -вектор ишлатилади. Лекин уни ҳисоблашни енгиллаштириш учун \vec{D} -вектордан фойдаланилади.

Майдонни ҳисоблашда ишлатиладиган кейинги қўшимча катталиқ бу электростатик майдон индукция векторининг оқимидир (N).

$$N \kappa D S \cos \alpha \kappa D_{\text{пр}} S \quad (5)$$

Бизга бир жинсли майдон берилган бўлсин, яъни $D \kappa \text{const}$. Ихтиёрий D -чизикларга перпендикуляр бўлган S сиртга ўтаётган индукция чизикларининг сони $N \kappa D S$ бўлади. Юқорида келтирилган (5) ифодадаги α бурчак \vec{D} чизиклари ва S сиртига ўтказилган нормал \vec{n} орасидаги бурчакдир. $D_{\text{пр}}$ - Индукция векторининг ($D_{\text{пр}} \kappa D \cos \alpha$) нормал \vec{n} га проекциясидир.

Индукция оқими скаляр катталиқ бўлади ва α - бурчакнинг ўткир ($\alpha < 90^\circ$) ёки ўтмас ($\alpha > 90^\circ$) бўлишига қараб у мусбат ёки манфий қийматга эга бўлади. Агар $\alpha > 90^\circ$ бўлса индукция чизиклари сиртга кираётган ($N < 0$) ва $\alpha < 90^\circ$ бўлса S сиртдан чиқаётган ($N > 0$) деб қабул қилинади.

Агар умумий ҳолда майдон бир жинсли бўлмаса, у ҳолда шундай кичик сирт ΔS танланадики бундан ўтаётган индукция чизиклари узгармас ва натижавий оқим

$$N_k \sum_{(s)} D \cos \alpha \Delta S \quad (6) \text{ бўлади ёки}$$

$$\Delta S \rightarrow 0 \text{ бўлса } N_k \int_{(S)} D \cos \alpha ds = \int_{(S)} D_n dS \quad (7)$$

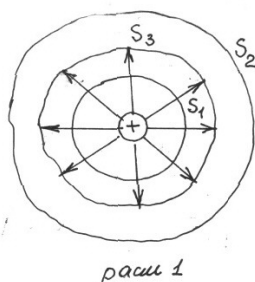
деб оламиз.

Агар майдон бир нечта зарядлар системаси томонидан ҳосил қилинган бўлса, суперпозиция принципага асосан: $\vec{D} = \sum_{(i)} \vec{D}_i$ яъни натижавий индукция век-

тори ҳар бир заряд ҳосил қилган D -векторларнинг геометрик йиғиндисига тенг бўлади ва (6) ифодага асосан оқим $N D_n$ -га пропорционалликдан ихтиёрий S сиртдан ўтаётган натижавий оқим ҳар бир заряд ҳосил қилаётган оқимларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{N} = \sum_{(i)} \vec{N}_i \quad (8)$$

2. Бизга нуқтавий q заряд берилган бўлсин ва бу заряд атрофида r радиусли S



берк сирт, яъни сфера берилган бўлсин. Шу берк S сиртдан ўтаётган тўлиқ оқимни ҳисоблаб чиқамиз. Биз берк сирт сифатида r радиусли сфера олганимиз учун r феранинг ҳар бир нуқтасида D бир хил бўлади, чунки ($r = \text{const}$): Бундан ташқари, D -векторнинг йўналиши ва S -сиртга ўтказилган n -нормалнинг йўналишлари бир хил бўлади, яъни $\cos \alpha = \cos 0^\circ = 1$. Шунинг учун берилган S -сиртдан ўтаётган тўлиқ оқим:

$$\begin{aligned} N &= \sum D \Delta S \cos \alpha = D \sum \Delta S = \\ &= k_0 \frac{q}{r^2} 4\pi r^2 = k_0 4\pi q \quad (9) \end{aligned}$$

Бу ерда $\sum \Delta S = S = 4\pi r^2$ - сферанинг сирти (9) - ифодадан кўринадики, 1-расмдаги нуқтавий зарядни марказ деб олиб, ихтиёрий радиусли сфера оладиган бўлсак ундан ўтаётган тўлиқ оқим $N = k_0 4\pi q$ га тенг бўлаверади. Агар маркази нуқтавий зарядда бўлган иккита сфера (S_1 ва S_2) оралигида, шу зарядни ўраб турган ихтиёрий шаклдаги S_3 сирт олсак ҳам ундан ўтаётган тўлиқ оқим ҳам $k_0 4\pi q$ га тенг бўлишини кўрсатиш мумкин. Агарда ихтиёрий сирт олсак (S_1 ва S_2 лар оралигида) ва у q -нуқтавий зарядни тўлиқ ўраб турмаган бўлса, у ҳолда бундай сиртдан (S_i) ўтаётган оқим нолга тенг ($N = 0$) бўлади. Бизга бир нечта зарядлардан иборат система ва уларни ўраб турган берк сирт S' берилган бўлсин. Бу берк сиртдан ўтаётган тўлиқ индукция оқими қуйидагича бўлади:

$$N = \sum_i N_i = k_0 4\pi \sum_i q_i \quad (10)$$

(10) ифодадан Остраградский Гаусс теоремасини қуйидагича ифодалаш мумкин: - ихтиёрий берк сиртдан ўтаётган электростатик майдон индукция векторининг оқими сон жихатдан шу сирт ичида ётган зарядларнинг алгебраик йиғиндисини $k_0 4\pi$ га кўпайтирилганига тенг бўлади.

СГС бирликлар тизимида (10) ифода қуйидагича ёзилади:

$$N = 4\pi \sum_i q_i \quad (10-a)$$

чунки $k_0 k_1$ га тенг.

СИ бирликлар тизимида бўлгани учун оқимнинг ифодаси қуйидагича бўлади:

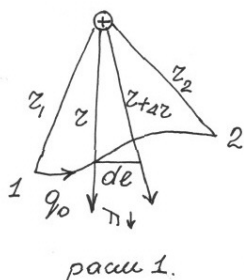
$$N = \sum_i q_i \quad (10-б)$$

3. Остраградский Гаусс теомаси ёрдамида бир қатор хусусий ҳолларда яъни текис зарядланган шар, битта чексиз катта текислик, қарама-қарши иш орали текис зарядланган, ўзаро параллел чексиз катта текисликлар, коаксиал цилиндрлар ва ҳоказолар учун жуда осонлик билан электр майдон кучланганлигининг ихтиёрий нуқтадаги қийматини топиш мумкин. Мисол. Нуқтавий заряд атрофидаги ихтиёрий нуқтанинг электр майдон кучланганлигини топинг? Бунинг учун нуқтавий зарядни ўраган, биз текшираётган нуқтадан ўтадиган градиусли сфера оламиз ва D -оқимни ҳисоблаймиз; $NkDS \cos\alpha \quad DS, \cos\alpha \leq 1, \alpha \geq 0, S \leq 4\pi r^2$ ларни ҳисобга оламиз. Остраградский-Гаусс теоремасига асосан $Nk_0 4\pi q$. Буларни тенглаштириб: $Dk_0 \frac{q}{r^2}$ эканлигини ва $E_k \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon}$ дан $E_{н.з} k \frac{K_0 q}{\epsilon_0 \epsilon r^2}$ (11) оламиз. Олинган (11) ифода нуқтавий заряднинг атрофидаги, ундан r масофадаги электр майдон кучланганлигини беришини биз олдинги мавзуларда кўрсатган эдик (3-мавзу, (3) ифода).

5-Мавзу. Электростатик майдонда бажарилган иш.

Потенциал. Потенциаллар фарқи. Потенциал градиенти. Эквипотенциал сиртлар. Потенциаллар фарқини ҳисоблашнинг хусусий ҳоллари

1. Нуқтавий q заряд ўз атрофида электр майдонни ҳосил қилсин ва бу майдонни ихтиёрий нуқтасига синов зарядини киритсак, унга $\vec{F} = q_0 \frac{q_0}{E}$ куч таъсир қилади. Агар шу майдонда q_0 заряд ҳаракатга келса бу куч маълум миқдорда иш бажаради, яъни: $dA = F dl \cos(\vec{F}, d\vec{l})$ бўлади.



Бу ерда $\vec{F} = q_0 \vec{E} = q_0 \frac{K_0 q}{\epsilon_0 \epsilon r^3}$ га тенг. q_0 зарядни q заряд ҳосил

қилган майдонда 1 нуқтадан 2 нуқтагача маълум траектория бўйича ҳаракатга келтирли. бунда бажарилган иш

$$A_{1,2} = \int_1^2 dA = q_0 \frac{K_0 q}{\epsilon_0 \epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = q_0 \frac{K_0 q}{\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (1)$$

Бу ерда r_1 ва r_2 расмдаги 1 ва 2 нуқталарнинг координаталари (1) дан кўринадики зарядни кўчиришда бажарилган иш билан аниқланади. Фақатгина 1 ва 2 нуқталарнинг вазиятига q_0 зарядни қандай траектория билан кўчирилганига ҳеч қандай боғлиқ эмас, яъни майдонни ҳосил қилган зарядга нисбатан 1 ва 2 нуқталарнинг координатлари r_1 ва r_2 бўлиб, q_0 зарядни ихтиёрий траектория бўйича ҳаракатга келтирганимизда ҳам бажарилган иш бошланғич нуқтанинг вазияти r_1 ва охириги нуқтанинг вазияти r_2 билан аниқланиши (1). Бундай ифодадан кўринадики хусусиятга эга бўлган майдонни биз потенциал май-

дон деб атаймиз. q ва q_0 зарядларнинг ўзаро таъсирини ҳарактерлаш учун потенциал энергия тушунчасини киритамиз ва уни қуйидаги кўринишда оламиз:

$$W(r) = K_0 \frac{qq_0}{\epsilon_0 \epsilon r} + C \quad (2)$$

Бу ерда C ихтиёрий ўзгармас катталиқдир. (2) ифодани (1) билан солиштириб $W(r_1) - W(r_2)$, яъни потенциал энергиялар фарқи бажарилган ишга тенг эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

$$W(r_1) - W(r_2) = [K_0 \frac{qq_0}{\epsilon_0 \epsilon r_1} + c] - [K_0 \frac{qq_0}{\epsilon_0 \epsilon r_2} + c] = K_0 \frac{qq_0}{\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3)$$

Демак $A_{1,2} K W_1 - W_2$

эканлиги келиб чиқади. Агар нуқталардан бирини, масалан ни r_2 чексизликда деб олсак ($r_2 \rightarrow \infty$) (2) ифодадан $W_{\infty} = 0$ (5) эканлиги ва ихтиёрий доимий C хам нолга тенглиги келиб чиқади. Бундан кўринадикки потенциал ҳисоблашни чексизликдан бошласак $C = 0$ бўлар экан. (2) ва (5) ифодалардан

$$A_{1,\infty} K W_1 - W_{\infty} K W_1 K q_0 \frac{K_0 q}{\epsilon_0 \epsilon r_1}$$

эканлигини кўриш мумкин. (1), (2) ва (3)лардан кўринадикки бажарилган иш ва потенциал энергиялар синов заряди q_0 ни миқдорига боғлиқ экан.

Агар $\frac{W}{q_0} = \phi$ деб белгиласак, ϕ катталиқ q_0 зарядга ҳеч қандай боғлиқ

бўлмайди ва фақатгина q зарядни ва унинг ҳолатини билдирувчи масофага, яъни q заряд билан биз ўрганаётган нуқтанинг ҳолатини (координатасини) билдирувчи r_1 га боғлиқ бўлади. Шу катталиқни (ϕ) биз шу нуқтанинг потенциал деймиз.

$$\text{Демак} \quad \phi_1 = \frac{W_1}{q_0} = \frac{W_1 - W_{\infty}}{q_0} = \frac{A_{1,\infty}}{q_0} = \int_1^{\infty} E dl \cos(\hat{E}dl)$$

эканлигини кўришимиз мумкин. Бу ифодадан электр майдон потенциалининг таърифини аниқлашимиз мумкин бўлади. Электр майдондаги ихтиёрий нуқтанинг потенциали деб, бир бирлик мусбат зарядни (синов зарядини $q_0 \kappa + 1$) шу нуқтадан то чексизликгача ихтиёрий троектория бўйича кўчиришда бажарилган иш билан ўлчанадиган катталиқка айтилади.

Электростатик майдронда зарядни кўчиришда бажарилган иш бошланғич ва охириги нуқталарнинг потенциаллар фарқини шу заряд миқдорига кўпайтирилганига тенг эканлиги келиб чиқади, яъни:

$$A_{1,2} K q_0 (\phi_1 - \phi_2) \quad (5)$$

Потенциал ва потенциаллар фарқини СГС бирликлар тизимида махсус ўлчов бирлиги йўқ ва СГС потенциал бирлиги деб аталади. Бунда $A_{1,2}$ эрг. $q_0 \kappa + 1$ СГС заряд бирлиги бўлса потенциаллар фарқи (5)дан $\phi_1 - \phi_2 = \frac{A}{q_0}$ бўлиб $\phi_1 - \phi_2 \kappa + 1$ СГС потенциаллар фарқи бўлади.

СИ бирликлар тизимида потенциал ва потенциаллар фарқи учун "Вольт" қабул қилинган $q_0 \kappa + 1$ Кл заряд икки нуқта орасида кўчиришда $A_{1,2}$ Жоул иш бажарилса, бу нуқталар орасидаги потенциаллар фарқи $\phi_1 - \phi_2 \kappa + 1$ В бўлади.

$$1 \text{ В} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ Кл}} = \frac{10^7 \text{ эрг}}{3 \cdot 10^9 \text{ СГСз.б.}} = \frac{1}{300} \text{ СГС потенциал бирлиги (5)}$$

кўпинча $U_{1,2}$ билан белгиланади ва уни кучланиш деб аталади; демак: $U_{1,2} \propto \varphi_1 - \varphi_2$ бўлади. Кўпинча электрнинг доимий ток қисмида ва амалий техникада кучланиш термини кўп ишлатилади.

2. Электростатик майдонда потенциалнинг тақсимотини график равишда тасвирлаш учун эквипотенциал сиртларидан фойдаланилади. Эквипотенциал сирт деб ҳар бир нуқтасидаги потенциаллари тенг бўлган сиртга, ёки потенциаллари тенг бўлган нуқталарни бирлаштиришдан ҳосил бўлган сиртга айтилади, яъни: $\varphi(x, y, z) = \text{const}$ (6)

Масалан, нуқтавий заряд атрофида ҳосил бўлган майдоннинг эквипотенциал сиртлари маркази q заряд жойлашган нуқтада бўлган концентрик айланалар (те-кисликда) дан ёки сфералардан иборат булади.

$\varphi_{\text{н.з.к}} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$ бўлгани учун ҳар бир $r = \text{const}$ га мос $\varphi = \text{const}$ бўлган сиртлар юзага келади.

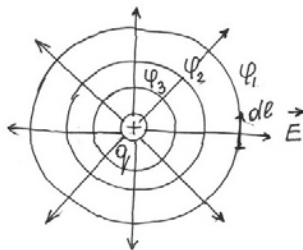


Рис. 2.

Агар шу нуқтавий (мусбат исмли) заряддан кучланганлик чизиқларини ўтказсак, ҳар бир кучланганлик чизиғи ўзи кесиб ўтаётган нуқтада эквипотенциал сиртга перпендикуляр эканлигини кўришимиз мумкин. Демак расмдаги $\varphi_1 = \text{const}$ эквипотенциал сиртдан $d\vec{l}$ узунликни олсак у албатта \vec{E} векторига тик эканлигини кўраемиз. Бундан $dA = q_0 \int E dl \cos\alpha$ эканлигини билган ҳолда (бу ерда $\alpha = (\vec{E}, d\vec{l})$) $\cos\alpha = 0$ чунки $\alpha = 90^\circ$ бўлишини, бундан эса $\vec{E} \perp d\vec{l}$

эканлигини кўришимиз мумкин. Демак, эквипотенциал сиртда электр майдоннинг q_0 зарядни кўчиришда бажарган иши: $dA = 0$ бўлар экан. Буни юқоридаги (5) ифодадан ҳам кўриш мумкин. (5)дан $\varphi_1 = \varphi_2$ бўлса (чунки эквипотенциал сирт.) $A_{1,2} = 0$ бўлиши кўриниб турибди.

3. Бир-бирига жуда яқин жойлашган иккита эквипотенциал сиртлар оламиз. 1 ва 2 нуқталар оралиғи dr бўлсин. Синов зарядини 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчиришда бажарилган ишни ҳисоблаймиз:

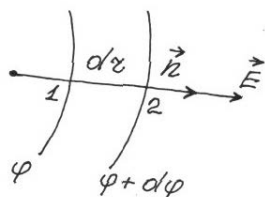


Рис. 3.

$dA = q_0 \int F dr \cos(\vec{F} \wedge \vec{n}) = q_0 E dr$ \vec{F} ва \vec{n} бир томонга йўналганлиги учун $\cos(\vec{F} \wedge \vec{n}) = 1$.

Иккинчидан бажарилган dA ишни потенциаллар фарқи орқали ифодалаймиз:

$$dA = q_0 [\varphi - (\varphi + d\varphi)] = -q_0 d\varphi$$

dA учун олинган иккала ифодани ўзаро тенглаштириб қуйидагини оламиз:

$$q_0 E dr = -q_0 d\varphi, \text{ бундан}$$

$$(7) E = -\frac{d\varphi}{dr} \text{ эканлиги келиб чиқади. Бу ерда } \frac{d\varphi}{dr}$$

потенциалнинг фазода ўзгариш тезлигини билдиради ва потенциал градиенти дейилади. Градиент вектор катталиқдир. $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$ (8)

2-расмдан кўринадики майдон кучланганлиги \vec{E} потенциалнинг камайиш томони-га қараб йўналган бўлар экан. (8) ифодадаги (-) минус ишорасининг мазмуни ҳам шуни билдиради.

(7) ифода ёрдамида баъзи хусусий ҳолларда майдон кучланганлиги берилган бўлса потенциаллар фарқини - кучланишни ҳисоблаш мумкин.

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \text{ бунда } d\varphi = -E dr \text{ ёки } \varphi_2 - \varphi_1 = -\int E dr \text{ бундан}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_2^1 E dr \quad (9)$$

эканлигини кўришимиз мумкин. (9) ифода ёрдамида баъзи симметрик ҳолларда потенциаллар фарқини ҳисоблаш мумкин.

6-Мавзу. Электростатиканинг умумий масаласи. Пуассон ва Лаплас тенгламалари. Электр майдонни тажрибада ўрганиш. Электрлитик ванна усули

1.Биз олдинги мавзуда майдон кучланганлиги маълум бўлса потенциални ёки икки нукта орасидаги потенциаллар фарқини ҳисоблашни кўрган эдик. Лекин кўп ҳолларда олдин потенциал топилади, сўнгра $E = -\frac{d\varphi}{dr}$ ёки $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$ ифодалардан фойдаланиб электр майдон кучланганлиги топилади.Электр майдонни ҳисоблаш бу электростатиканинг асосий амалий масалаларидан биридир.

Потенциални ҳисоблашда икки ҳолни ҳисобга олиш керак бўлади. Бири майдонни ҳосил қилувчи зарядларнинг ҳажм, сирт ёки узунлик бўйича тақсимланиши берилган, яъни зарядларнинг ҳажмий,сиртий ёки чизикий зичликлари берилган бўлиши керак.

Иккинчи ҳолда эса майдонни ҳосил қилувчи зарядланган жисмлар нинг потенциа-ли берилган.

Биринчи ҳолда масалани ечиш учун қуйидаги ифодалардан фойдаланиш мумкин: $\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho dv}{r}$ (1) агар ҳажмий зичлик берилган бўлса.

$$\text{Худди шунингдек } \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_s \frac{r ds}{r} \quad (2) \text{ ёки } \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_l \frac{\lambda dl}{r} \quad (3)$$

ифодалардан фойдаланиб улар ҳисобланилади ва сўнгра \vec{E} топилади. Иккинчи ҳолда зарядлар тақсимоти номаълум, лекин утказгичларнинг потенциаллари маълум бўлган ҳоллар кўп учрайди.

Масалан, электровакуум курилмалари ва асбобларнинг электродларига қўйилган (ёки бир-бирига нисбатан) потенциаллар маълум ва ўтказгичлар орасидаги ихтиёр-ий нуктанинг потенциалини ҳисоблаш талаб этилади.

Потенциал градиентини ифодасидан:

$$(4) \quad E_x = -\frac{d\varphi}{dx} ; \quad E_y = -\frac{d\varphi}{dy} \quad \text{ва} \quad E_z = -\frac{d\varphi}{dz} \quad \text{деб}$$

олишимиз мумкин. Бу ифодаларни Остраградский-Гаусс теоремасининг диффе-ренциал кўриниши учун ёзилган Пуассон тенгласига кўямиз.

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \quad (5)$$

Бу ерда $D_x = \epsilon_0 E_x$ $D_y = \epsilon_0 E_y$ ва $D_z = \epsilon_0 E_z$ ни ҳисобга оламиз (εк1 деб олдик) (4) ва (6) лардан Пуассон тенгламаси (5) қўйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (7)$$

(5) ва (7) лардаги ρ-электродлар орасидаги фазодаги ҳажмий зарядлар зичлиги.

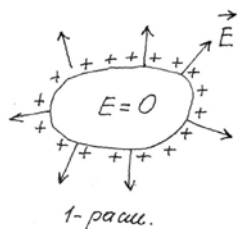
Агар ўтказгичлар орасида ҳажмий зарядлар бўлмаса, яъни ρ=0 бўлса (7) тенглама қуйидаги соддароқ кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (8)$$

Бу тенгламани Лаплас тенгламаси дейилади. Потенциални умумий ҳолда ҳисоблаш учун φ(x,y,z) топиладики, бу функция электродлар орасидаги бутун фазода (8) тенгламани қаноатлантиради, электродлар эса φ_A, φ_B ва хоказо берилган доимий қийматларни олади. тенгламани ечиш анча мураккаб масала бўлиб баъзи ҳолларда тақрибан ечилади ёки ЭХМларда бу масалаларнинг ечишни амалий усули ҳам мавжуд. Бу электролитик ванна усулидир. Бу усулнинг тавсифи, қурилмасини, ишлаш принципини электродлар орасидаги ихтиёрий нуктанинг потенциалини ва эквипотенциал сиртларни топиш амаллари лаборатория ишларида қурилади (60-иш).

7-Мавзу. Ўтказгичлар электр майдонда. Электр сизими. Сизим бирликлари. Конденсаторларнинг сизимларини ҳисоблаш

1. Ўтказгичларнинг электр ўтказиш механизми ва хусусиятлари хақида бу ерда тўхталмасдан, уларда электр зарядлари жуда оз электр майдонда ҳам ҳаракатга келаолишини ва ўтказгичларга ташқаридан q заряд берсак, бу заряд тезликда ўтказгични сирти бўйлаб тақсимланиб кетишини ҳисобга оламиз.

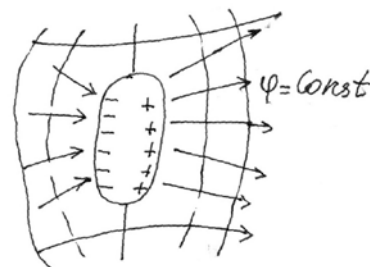


Ўтказгичга ташқаридан то унинг ичида ги ихтиёрий нуктада майдон кучланганлиги нолга тенг бўлсин:

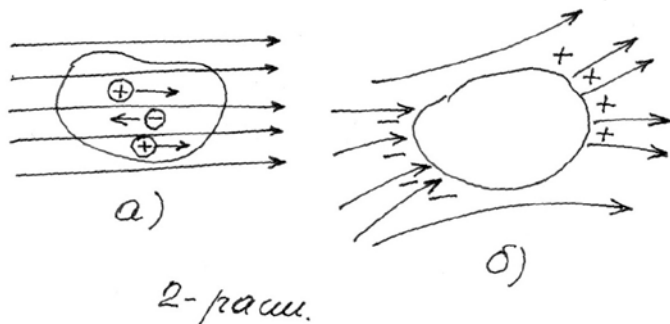
(1) $E_{\text{утк}}$ қО бундан (2) $\phi = \text{const}$ бўлиши келиб чиқади. Утказгични ҳамма нукталарида потенциал бир хил бўлади, яъни ўтказгич эквипотенциал сиртини ҳосил қилади. Ўтказгичга ташқаридан заряд берганимизда ўзидаги зарядларнинг ўзаро таъсири натижасида берилган заряд

ўтказгичнинг сирти бўйлаб тақсимланади. Юқорида айтганимиздек бу тақсимланиш ўтказгичнинг ичида $E=0$ бўлгунча давом этади. $\phi = \text{const}$ бўлгани учун, яъни ўтказгич ўзи бир эквипотенциал сиртини ҳосил қилгани учун, электр майдон кучланганлик чизиклари ўтказгични сиртига тик ҳолда йўналган бўлади. (1-расм)

Ўтказгичларнинг ўзидаги зарядланган



заррачалар (электронлар, ионлар) ҳам эркин ҳаракатга келишлари мумкин. Шунинг учун ўтказгични бирор ташқи электр майдонига киритсак ундаги зарядланган заррачаларнинг ҳаракати натижасида ўтказгичнинг майдонига қарама-қарши томонлари мусбат ва манфий зарядланиб қолади. Зарядларнинг ҳаракати то ўтказгич ичида ЕқО бўлгунча давом этади. (2-расм). Е векторнинг йўналиши бўйича мусбат зарядлар йиғилса, унга тескари томонга манфий зарядлар йиғилади. (2-расм).



2-расм.

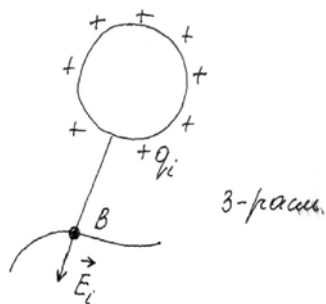
Ўтказгич атропофида эквипотенциал сиртлар ($\phi = \text{const}$) юзага келади ва у ўтказгични шаклига мос ҳолда сиртлар (текисликда - чизиклар) ҳосил қилади.

Ўтказгичнинг томонларида йиғилган зарядларни биз ерга ўтказиб юбориш йўли билан ташқи электр майдонни олиб

ташлаганимиздан кейин зарядланиб қолишини кузатишимиз мумкин.

Ўтказгичларнинг ичида ЕқО бўлишидан биз фан ва техникада фойдаланишимиз мумкин. Бирор ўлчов асбобини ташқи электр майдонлардан ҳимоя қилиш учун бу асбобни мавжуд тур билан ўраб ёки уни ерга улаб қўйиб шу асбоб ёки қурилмада ўтказиладиган электр ўлчов ишларига ташқи майдоннинг таъсирини йўқотишимиз мумкин.

2. Ўтказгичларнинг электр сиғимини ўрганиш учун унга ташқаридан заряд берамиз. Ўтказгичдан маълум r кучланганлиги ва потенциалини ўзгаришини кўраемиз. Ўтказгич сиртидан ΔS_i юзани олсак ундаги заряд q_i бўлса, буни биз нуқтавий заряд деб қарашимиз ва E ва ϕ ларни B нуқтадаги ўзгаришини кўрганимизда нуқтавий заряд учун E ва ϕ ларни ифодасини ёзишимиз мумкин бўлади.



3-расм.

Зарядланган жисмдан r масофадаги B нуқтанинг потенциали ҳар бир зарядларнинг ҳосил қилинган потенциалларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\phi_B = \sum \phi_i = \sum \frac{K_0 q_i}{\epsilon_0 \epsilon r_i} \quad (3)$$

Агар шу ўтказгичга яна Δq заряд берсак ва бу $\Delta q = nq_i$ бўлса B нуқтадаги потенциал ҳам n марта ўзгаради. Майдон ҳар бир нуқтасининг потенциали n марта ўзгаради. Заряд ўтказгич бўйлаб тақсимланади. Бу ўтказгични потенциалини ϕ деб олсак, ўтказгич потенциали билан унга берилган заряд орасидаги боғланиш пропорционаллик коэффициентини C орқали белгилаймиз; яъни

$$Q = C\phi \quad \text{ёки} \quad C = \frac{Q}{\phi} \quad (4)$$

Бу ердаги C -коэффициент ўтказгичнинг электр сиғим дейилади. Демак, электр сиғими деб ўтказгич потенциалини бир бирликка ўзгартириш учун керак бўладиган заряд миқдори билан ўлчанадиган катталиқка айтилади. Ўтказгичга

заряд берсак унинг потенциали $\Delta\phi$ га ўзгаради: $\Delta q = C \Delta\phi$ $C = \frac{\Delta q}{\Delta\phi}$

$\Delta\phi$ 1 бўлиши учун $C \Delta q$ заряд бериш керак.

Электр сиғимининг ўлчамлигини ва ўлчов бирлигини СГС ва СИ бирликлар тизимида аниқлаймиз. СГС да: $[C] = \frac{[q]}{[\phi]}$ қсм бўлади. Демак, сиғим СГС бирликлар

тизимда узунлик ўлчамлиги билан бир хил экан ва см-ларда ўлчов экан.

СИ бирликлар тизимида ўтказгичнинг сиғими учун махсус ўлчов бирлиги Фарада қабул қилинган (F) бўлиб, уни потенциалини 1 В га ўзгартириш учун 1 Кл заряд берилса, уни сиғими 1 Фарада бўлади.

$$1 \text{ Фк} \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГСз.бирл}}{\frac{1}{300} \text{ СГСпот.бирл}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ СГСсиғим бирлиги (см)}$$

Демак 1 Фк $9 \cdot 10^{11}$ см бўлади.

Фарада жуда катта ўлчов бирлиги бўлганлиги учун амалда мкф - микро Фарада, пико Фарада ўлчов бирликлари ишлатилади. Улар орасида қуйидагидек муносабат мавжуд:

$$1 \text{ мк Фк} 10^{-6} \text{ Фк} 10^6 \text{ см}$$

$$1 \text{ пФк} 10^{-12} \text{ Фк} 10^{12} \text{ см}$$

Сиғимнинг Фарада (F) ўлчов бирлигини катта бирлик эканлиги Ернинг электр(шар деб оламиз) сиғими $C_{\text{шар}} 700 \text{ мк Ф}$ эканлигидан кўриниб туради.

$$C_{\text{шар}} = \frac{q}{\phi_{\text{шар}}} : \quad \phi_{\text{ш}} = \frac{K_0}{\epsilon_0} \frac{q}{R_{\text{шар}}}$$

$$C_{\text{шар}} = \frac{q}{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_{\text{шар}}}} = 4\pi\epsilon_0 \epsilon R_{\text{шар}}$$

СГС да $C_{\text{ш}} = 4\pi R$ (см)

СИ да $C_{\text{ш}} = 4\pi\epsilon_0 \epsilon R$ (Фарада)

Ернинг радиуси $R_{\text{к}} 6400 \text{ км} 6,4 \cdot 10^8 \text{ см}$ ва $\epsilon_{\text{к}} 1$

Бундан $C_{\text{ер}} 6,4 \cdot 10^8 \text{ см} \approx 700 \text{ мкФ}$ эканлиги келиб чиқади. Шарнинг сиғими учун олинган ифодадан кўриниб турибдики ўтказгичларнинг электр сиғимлари фақатгина уларнинг геометрик шаклларига, уларни ўраб турган мухитнинг диэлектрик доимийсига боғлиқ.

3. Ўтказгичларнинг электр сиғимлари уларнинг геометрик ўлчамларига, уларнинг шаклларига ва ўраб турган мухитнинг диэлектрик доимийсига боғлиқ бўлиб, унга берилган заряд миқдорига боғлиқ бўлмаслигини юқорида кўрдик. Алохида турган ўтказгичнинг электр сиғими жуда кичик бўлади. Буни биз Ер шар мисолида кўрдик.

Агар зарядланган ўтказгичга иккинчи бир ўтказгични яқинлаштирсак бунда биринчи зарядланган ўтказгичнинг электр майдони таъсирида иккинчи ўтказгичда қарама-қарши ишорали зарядлар юзага келади. Бу индукцияланган зарядларнинг ҳосил қилган электр майдони асосий майдонга тескари йўналган бўлади ва уни камайтиради. Майдоннинг камайиши эса ихтиёрий нуқтанинг потенциалини камайиши демакдир. Бу ўтказгич потенциалини ошириш учун яна

кўпроқ заряд керак бўлади. Шу йўл билан, яъни зарядланган жисм атрофида иккинчи ўтказгичларни электр сиғимини ошириш мумкин бўлади. Худди шу йўл билан зарядларни тўпловчи қурилмалар - конденсаторлар ҳосил қилинади.

Конденсаторлар иккита ўтказгичлардан (қопламалардан) иборат бўлади. Уларни оралиғи диэлектрик доимийси катта бўлган мухит (изолятор) билан тўлдирилади. Одатда диэлектрик қатлам жуда юпқа қилиб олинади. Конденсаторга потенциаллар фарқини берганимизда унинг қопламалари тенг ва қарама-қарши ишорали зарядланади. Конденсаторнинг электр сиғими деб, унинг қопламаларининг биридаги заряд q -ни қопламалар орасидаги потенциаллар фарқига нисбатига айтилади, яъни

$$C_{кк} = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$$

Мисол тариқасида ясси конденсаторнинг сиғимини ҳисоблаб чиқамиз.

$$C_{я.кк} = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{K_0 4\pi d} :$$

$$\text{СИ -да } C_{я.кк} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \text{ (Фарад)}$$

$$\text{СГС -да } C_{я.кк} = \frac{\epsilon S}{4\pi d} \text{ (см)}$$

8-Мавзу. Конденсаторларнинг сиғимини ҳисоблашнинг хусусий ҳоллари. Конденсаторларни улаш. Электр майдон энергияси ва унинг зичлиги. Ўлчов бирликлари

1. Биз олдинги мавзуда яккаланган шар ва ясси конденсаторларнинг сиғимларини ҳисоблаб чиққан эдик. Улардан ташқари бир қатор шаклдаги конденсаторларни кўришимиз мумкин.

а) Сферик конденсатор. Иккала қопламалари ҳам шар кўринишда бўлиб бирининг ичига иккинчисини жойлаштириб чиксак сферик конденсаторни ҳосил қиламиз. Ички шарни (сферани) радиусини "а" деб, ташқари сферани радиусини "в" деб белгилаймиз.

Иккала сфералар орасидаги потенциаллар фарқи

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U_{1,2} = \frac{k_0 q}{\epsilon_0 \epsilon} \left[\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right]$$

лигини ҳисобга олиб конденсатор сиғимини ифодасига кўямиз.

$$C_k = \frac{q}{U_k} = \frac{q}{\frac{k_0 q}{\epsilon_0 \epsilon} \left[\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right]} = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon}{\left[\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right]} \quad \text{эканлиги}$$

келиб чиқади.

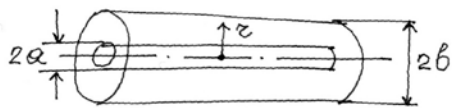
Агар $b \gg a$ бўлса: $C_{с.кк} \approx 4\pi \epsilon_0 \epsilon a$

Агар $b - a \ll r$ бўлса, (бу ерда r – сфераларнинг ўртача радиуслари $b - a \ll r$ қопламалар орасидаги масофа) конденсаторнинг сиғими $C_k \approx 4\pi \epsilon_0 \epsilon \frac{ab}{b - a}$:

б) Цилиндрик конденсаторнинг сиғимини ҳисоблаймиз. Радиуслар "а" ва

“b” бўлган иккита коанкциал цилиндрлар оламиз.

Улар умумий ўқга эгадирлар. Цилиндрлар орасидаги потенциаллар фаркини билган ҳолда сиғим формуласига кўямиз. Конденсаторлар қопламалари орасида ихтиёрий нуқтанинг майдон кучланганлигини ёзамиз: $E = \frac{k_0 2\lambda}{\epsilon_0 \epsilon r}$; бу ерда λ —зарядларнинг чизиқий



зичлиги. Икки қопламалар (цилиндрлар) орасидаги потенциаллар фарқи:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U_k = \int_a^b E dr = \frac{k_0 2\lambda}{\epsilon_0 \epsilon} \int_a^b \frac{dr}{r};$$

$$U_{1,2} = \frac{k_0 2\lambda}{\epsilon_0 \epsilon} \ln \frac{b}{a};$$

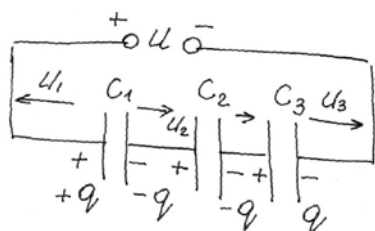
Цилиндрларнинг узунлик бирлигига тўғри келган сиғими:

$$C_k \frac{C}{L} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon}{\ln(b/a)};$$

Шунга ўхшаш бошқа хусусий ҳолларда ҳам конденсаторларнинг сиғимини ҳисоблаб чиқиш мумкин.

2. Биз ясси конденсаторлар мисолида унинг сиғимини $C_{я.к} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$ эканлигини, яъни $C_{я.к} \sim 1/d$ эканлигини кўрамиз. Агар қопламаларнинг юзасини ($C_{я.к} \sim S$) катталаштирсак кон денсаторнинг ўлчамлари жуда катталашиб кетади. Сиғимини ошириш учун қопламалар орасидаги масофа "d" ни камайтирсак қопламалар орасидаги майдон кучланганлиги ($E_k U/d$) ошиб диэлектрикни "пробойи" юзага келиши мумкин, яъни $d_{проб} = \frac{U}{E_{проб}}$ ва $U_{макс} = k d \cdot E_{проб}$ эканлигини ҳисобга олиш керак бўлади.

а) Конденсаторлар батареясида диэлектрикни тешилиши (пробой) юзага келмаслиги учун одатда уларни кетма-кет улана ди.



Агар конденсаторлар батареясига U кучланиш қўйилган бўлса, бу кучланиш ҳамма конденсаторларга тақсимланади, яъни $U_k = \sum_{i=1}^3 U_i$ бўлади.

Ҳар бир конденсатор қопламалари орасидаги потенциаллар фарқи:

$$U_{1k} = \frac{q}{C_1}; \quad U_{2k} = \frac{q}{C_2}; \quad U_{3k} = \frac{q}{C_3} \quad \text{бўлади.}$$

Биз конденсаторларни манбага улаганимизда биринчи қопламада +q заряд йиғилса иккинчи қопламада -q заряд индукцияланади ва хоказо.

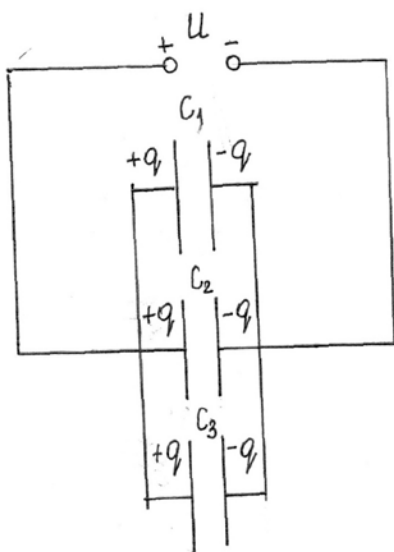
$$U_k U_1 + U_2 + U_3 = q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$$

Бундан кўринадики кондесаторлар батареясининг сиғими:

$$\frac{1}{C_6} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad \text{бўлади.}$$

б) Конденсаторларнинг сиғимини ошириш учун уларни параллел улаш керак

бўлади. Ҳар бир конденсаторни ўлчамларини оширмасдан, бир нечта кичик ўлчамлари конденсаторларни параллел улаб конденсаторлар батареясини ҳосил қиламиз. қопламалар орасидаги зарядлар учун ёзамиз.



$$q_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U, \quad q_3 = C_3 U \quad \text{натижавий заряд}$$

$$q = q_1 + q_2 + q_3 \quad \text{эканлигидан}$$

$$q = C_1 U + C_2 U + C_3 U = U(C_1 + C_2 + C_3) \quad \text{бўлади}$$

$$C_{\text{ёк}} = C_1 + C_2 + C_3 \quad C_{\text{ёк}} = \sum_i C_i$$

Конденсаторларни параллел улаганда батареяни сиғими ҳар бир конденсатор сиғимларининг йиғиндисига тенг.

3. Электр майдон энергияси ва зичлиги.

Ўтказгичга q заряд берсак у зарядланади ва ўз атрофида электр майдон ҳосил қилади. Ўтказгичнинг потенциали $\phi = q/C$ га ошади. Агар унга яна dq заряд бермоқчи бўлсак уни ҳескизликдан то ўтказгичга етказгунча қандайдир иш dA ни бажариш керак бўлади. Чексизликни потенциали-

ни $\phi_{\infty} = 0$ деб оламиз бунда

$$dA = k(\phi - \phi_{\infty})dq = k\phi dq = \frac{1}{C} q dq$$

Бу ишни ташки кучлар зарядни (dq) кўчиришда бажарди. Агар dq зарядни ўзаро таъсир кучлари натижасида чексизликгача кўчириб борсак у ҳолда электр майдон шунча (dA) иш бажарган бўлади. Демак, зарядланган ўтказгич маълум потенциал энергиясига эга экан. Унинг dW га ўзгариши dA ишни бажарди. Демак

$$dW = k dA = \frac{1}{C} q dq$$

Ўтказгичга заряд беришни давом эттириб уни қийматини q га етказсак, уни энергияси W га тенг бўлади, бунда

$$W = \int_0^q dW = \int_0^q \frac{1}{C} q dq = \frac{1}{C} \frac{q^2}{2}$$

Олинган ифода зарядланган ўтказгични энергиясини беради. Бу ифодани қайта ёзамиз.

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{1}{2} C \phi^2$$

Ўтказгични зарядлаганимизда унинг ичидаги электр майдон нолга тенг ($E = 0$). Унда савол туғилади; бу энергия қаерга жойлашган. Агар ўтказгични зарядлаганимизда унинг атрофида электр майдон юзага келганини эсласак йиғилган энергия ўтказгич атрофида ҳосил бўлган майдонга йиғилган (муҳассамланган) эканлигини тушиниш қийин эмас.

Электр майдони миқдор жихатдан майдон кучланганлиги билан характерланишини ҳисобга олиб зарядланган ўтказгич, унинг атрофида йиғилган энергия ва майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни топамиз. Зарядланган алоҳида турган ўтказгични зарядланиш жараёнида маълум энергияга эга бўлишини биз конденсаторларга ҳам жорий қилишимиз мумкин. Конденсатор-

ни зарядланиши бу жуда кичик dq зарядни бир пластинкадан иккинчисига кўчириш жараёни бўлиб, натижада битта қопламаси мусбат зарядланса, иккинчи қопламаси манфий зарядланади ва улар орасида потенциаллар фарқи юзага келади: Зарядланган конденсаторнинг қопламалари орасида йиғилган энергияни ифодаси:

$$W_k = \frac{q^2}{2C_k} = \frac{1}{2} C_k U_k^2$$

Агар ясси конденсатор учун майдонни ҳисобласак қуйидагиларни оламиз:

$$\begin{aligned} W_{\text{я.к}} &= \frac{1}{2} C_{\text{я.к}} U^2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{k_0 4\pi d} E^2 d^2 = \\ &= \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{k_0 8\pi} Sd = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{k_0 8\pi} V : (\text{Джоул}) \end{aligned}$$

Бу ерда $VkSd$ қопламалар орасидаги ҳажм, E -параллел пластинкалар орасида юзага келган майдон кучланганлиги.

Ҳажм бирлигидаги энергия (энергиянинг зичлиги)

$$W_0 = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{k_0 8\pi} \text{ бўлади, } \left(\frac{\text{жоул}}{\text{м}^3} \right)$$

Биз бу ерда электр майдонни бир жинсли деб олдик. Олинган (W_0 учун) ифода майдон бир жинси бўлмаган ҳолларда ҳам ўринли бўлади.

9-мавзу. Диэлектриклар электр майдонида.

Диэлектрикларнинг қутбланиши. +утбланиш вектори. Мухитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ва қабул қилувчанлиги

Идеал диэлектрикларда электр майдони таъсирида эркин ҳаракатга келаоладиган зарядлар йўқ. Ундаги мусбат ва манфий заррачалар сони тенг ва диэлектрик нейтрал ҳолда бўлади. Диэлектрикларнинг микроскопик заррачалари атомларда жуда кучли майдон орқали боғланиб туради. Бу майдон $E \sim 10^{11}$ В/м атрофида бўлиб, амалда олиш мумкин бўлган ташқи майдондан ($\sim 10^7$ В/м) бир нечта тартибга (10^4 марта) кўп бўлади. Шунинг учун диэлектрикларни ташқи электр майдонига киритганимизда бу микрозаррачаларни фақат бир -бирига нисбатан силжишинигина кузатамиз.

Ташқи электр майдонни диэлектрик моддаларга таъсири, шу моддаларнинг тузилишига қараб ҳар хил бўлади.

а) Баъзи бир моддаларда мусбат ва манфий заррачаларнинг марказлари устма-уст тушади. Бу моддалар ташқи майдонга киритилганда мусбат ва манфий заррачаларнинг марказлари 1 масофага силжийди. Натижада фақат ташқи майдонга киритилгандагина дипол моменти юзага келади. Ҳар бир молекула маълум дипол моментига эга бўлади:

Бу дипол моменти ташқи электр майдонига пропорционал бўлади.

б) иккинчи бир турдаги диэлектрик моддалар мавжудки, улар ташқи электр майдонга киритилмасидан олдин ҳам дипол моментига эга бўлган. Фақат бу дипол моментлари хаотик-тартибсиз йўналишлари учун натижавий дипол моменти

нолга тенг бўлган эди. Бундай молекулалардан тузилган диэлектрик моддани ташқи электр майдонига киритганимизда ҳар бир диполга электр майдон кучлари таъсир қилади ва дипол моментини шу ташқи майдон йўналиши бўйича йўналтиришга ҳаракат қилади. Бу диполларга маълум айлантурувчи жуфт куч momenti таъсир қилади. Натижада ҳар бир ҳажм бирлигида диэлектрик маълум натижавий диполь моментига эга бўлади.

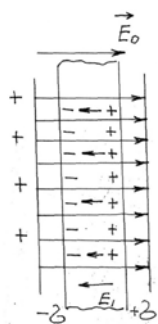
в) Учинчи тип диэлектриклар булар кристал диэлектриклар бўлиб улар ион тузилишига эга. Ундай диэлектрикларни ташқи электр майдонига киритсак мусбат ва манфий ионларни ўзаро силжиши юзага келади. Мусбат ионлар \vec{E} -вектор бўйича, манфий ионлар эса унга қарама-қарши силжийди. Бундай диэлектрик ҳам ташқи майдон таъсирида диполь моментига эга бўлади.

Юқорида кўриб чиқилган диэлектрикларнинг ҳамма турларида ҳам ташқи электр майдон таъсирида зарядланган заррачаларни силжиши ва натижавий электр моментига эга бўлишини, яъни диэлектриклар қутбланишини кузатиш мумкин. Бу қутбланиш натижасида ҳосил бўлган қўшимча майдон ташқи электр майдонга қарши йўналган ва уни кучсизлантиришга ҳаракат қилади.

Шунинг учун ҳам, агар иккита заряд вакуумда F_0 куч билан таъсирлашаётган бўлса, диэлектрик муҳитда эса ўзаро таъсир кучи: $F_k \frac{F_0}{\epsilon}$ бўлади, яъни кучни ϵ -марта камайиши ҳақида Кулон қонунини кўраётганимизда эслаган эдик. Майдон кучланганлиги ҳам ϵ -марта кам бўлади. $E = \frac{E_0}{\epsilon}$

Диэлектрикларнинг қутбланишини миқдорий жихатдан ўрганиш учун бирор диэлектрик пластинкани ясси конденсатор қопламалари орасига қўямиз. Кондесатор зарядланганда диэлектрикка бир жинсли ўзгармас электр майдон таъсир қилади.

Ҳар бир молекула ҳосил қилган диполь моментини P_i десак, бутун диэлектрик бўйлаб $\vec{P}_v = \sum \vec{P}_i$ натижавий диполь momenti юзага келади. Бир бирлик ҳажмга мос келувчи диполь моментларининг геометрик йиғиндиси қутбланиш вектори деб аталади.



$$\vec{P} = \frac{\vec{P}_v}{V} = \frac{1}{V} \sum_i P_i$$

қутбланиш вектори \vec{P} ташқи электр майдон томонга йўналган бўлади. Ундан ташқари ташқи майдон ошган сари қутбланиш вектори ҳам ошади. Шунинг учун қутбланиш векторини ташқи майдонга пропорционал деб оламиз.

$P \sim E$ ва $P_k \chi_{\epsilon_0} E$ деб оламиз. Бу ердаги пропорционаллик коэффициентини (ўлчамга эга бўлмаган катталиқ) χ -ни биз диэлектрик қабул қилувчанлик деб атаймиз.

Ташқи майдон таъсирида диэлектрикнинг икки четида $-\sigma^1$ ва $+\sigma^1$ боғланган зарядлар зичлиги юзага келади. Ҳосил бўлган қўшимча майдон E^1 асосий ташқи майдонга қарама-қарши йўналган:

$$E_k E_0 - E^1$$

Параллел пластинкалар ҳосил қилган электр майдонни ҳисоблаш формула-

сига асосан $E^1 = \frac{k_0 4\pi\sigma^1}{\epsilon_0}$ ва натижавий электр майдон:

$$(*) E_k E_0 - \frac{k_0}{\epsilon_0} 4\pi\sigma^1 \text{ бўлади.}$$

Юқорида келтирганимиздек (1) $P_v k P V k P S d$ чунки ҳажм $V k S d$ иккинчидан $q^1 k \sigma^1 S_1$ бундан $q^1 d k P_v$ бўлса, яъни: $P_v k q^1 d = \sigma^1 S d$ (2) (1) ва (2) ларни тенглигидан $\sigma^1 k P$ эканлиги келиб чиқади. Демак қутбланиш вектори сон жиҳатдан боғланган зарядлар сирт зичлигига тенг экан. Буни ҳисобга олиб (*) ни қайта ёзамиз.

$$E_k E_0 - \frac{k_0}{\epsilon_0} 4\pi P = E_0 - \frac{k_0}{\epsilon_0} 4\pi\chi\epsilon_0 E \text{ бўлади; бундан: } E_k \frac{E_0}{1 + 4\pi k_0 \chi} \text{ эканлиги келиб}$$

чиқади. Биз юқорида келтирган $E = \frac{E_0}{\epsilon}$ ни эсласак $\epsilon k 1 + k_0 4\pi\chi$ эканлиги келиб

чиқади. Бу ерда ϵ - муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги эканлигини биламиз.

СИ бирликлар тизимида $k_0 k \frac{1}{4\pi}$ га тенглигидан $\epsilon k 1 + \chi$ СИ бўлади. Бу олинган ифода муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги билан (ϵ), қабул қилувчанлиги (χ) орасидаги боғланишни билдиради. χ нинг физик маъноси, ташқи майдон таъсирида диэлектрикни ташкил қилувчи молекулаларнинг мусбат ва манфий заррачаларнинг силжишини ифодалайди.

+утбланиш вектори \vec{P} ташқи майдон \vec{E}_0 вектор билан бир томонга йўналган бўлади. $\vec{P} = \chi\epsilon_0 \vec{E}$ дан кўринадики ҳамма вақт $\chi > 0$ бўлади, ҳамда $\epsilon > 0$, яъни χ ва ϵ лар мусбат катталиклардир.

Диэлектрик моддалар ичида сегнекэлектрик кристаллар ўзларининг бир қатор хусусиятлари билан бошқа тур диэлектриклардан ажралиб туради. Улар бир қатор макроскопик соҳаларида ўз-ўзидан диполь моментлари ҳосил қилади. Лекин улар шундай жойлашганки кристалл бўйича натижавий диполь моментлари нолга тенг. Агар биз бундай кристалларни ташқи электр майдонга жойлаштирсак, жуда кичик майдонларда ҳам уларнинг диэлектрик доимийлари тез катталашиб боради ва бир неча мингга етади. Бунинг асосий сабаби, ташқи майдон таъсирида ўз-ўзидан қутбланган яъни жуда катта диполь моментига эга бўлган соҳаларнинг қутбланиш векторлари ташқи майдон томон йўнала бошлайди. Бундан моддаларга мисол сифатида титанат баритни келтириш мумкин. Унинг асосий хусусиятларидан бири юқори температураларда ҳам жуда катта диэлектрик сингдирувчанликка эга бўлади.

Диэлектрикларнинг яна бир хусусиятларидан бири бу пьзоэлектрик ҳодисасидир. Бундай қаттиқ диэлектрик моддаларда эластик деформация ҳисобига уларнинг қутбланиш йўналиши ўзгаради. Буннинг натижасида қарама-қарши томонларда боғланган зарядлар ҳосил бўлади ва электр майдонни ҳамда потенциаллар фарқи юзага келади. Кристаллни чўзиш ва сиқиш натижасида қарама-қарши томонларининг қутбланиш йўналишлари ўзгариб туради ва потенциал фарқи юзага келади. Бундай диэлектрикларнинг фан ва техникада қўлланиш соҳаси жуда катта.

II БЎЛИМ. ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОКИ

10-Мавзу. Электр токининг характеристикалари. Ўтказувчанлик электр токи. Ток зичлиги. Электр токининг таъсирлари. +аршилик ва унинг температурага боғлиқлиги. Ом қонунининг дифференциал кўриниши. Берк занжир учун Ом қонунни. Электр юритувчи куч

1. Электр зарядларининг ҳар қандай тартибли ҳаракати электр токини ҳосил қилади. Электр токининг миқдорий характеристикаси бўлиб ток кучи ва ток зичлиги хизмат қилади.

Мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналишини токнинг йўналиши деб ҳисоблаш қабул қилинган. Ҳар қандай ўтказгичдаги ток кучи вақт бирлигида ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи орқали ўтадиган заряд миқдорига тенг: $I_k \frac{dq}{dt}$; (1)

Ток кучи скаляр катталиқдир.

Ток зичлиги учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин: $\vec{j} = ne\vec{v}$ (2)

Бу ерда n-ўтказгичдаги электр ташувчи зарраларнинг (масалан, металлларда электронларнинг) концентрацияси; e-битта зарранинг заряди; \vec{v} -зарядларнинг тартибли ҳаракат тезлиги. Ток кучи билан унинг зичлиги орасидаги боғланиш: $I_k \int j_n dS$ (3) Бу ерда dn - ток зичлигининг юзага ўтказилган нормалга проекцияси. Агар электр токининг зичлиги ўтказгичнинг кўндаланг кесими бўйича ўзгармас бўлса $j_k \frac{l}{S}$ ва $I_k j \cdot S$ деб олишимиз мумкин.

Ток кучининг бирлиги деб "Ампер" қабул қилинган. Ўтказгичнинг тўла кесим юзидан 1 сек.да 1 Кл заряд ўтса ундан 1 Ампер (А) ток ўтган бўлади. Бундан ташқари 1 миллиампер (мА) қ 10^{-3} А ва 1 микроампер (мкА) қ 10^{-6} А ишлатилади. Ток зичлигининг бирлиги сифатида: A/m^2 , A/cm^2 , A/mm^2 лар ишлатилади.

Одатда ўтказгичларда зарядланган заррачаларнинг (электронлар, ионлар) ҳаракати бевосита кўринмайди. Ўтказгичлардан ток ўтаётганини улар кўрсатган таъсирларига қараб аниқлаш мумкин. Буларга тоқларнинг магнит химиявий ва иссиқлик таъсирлари киради. Токнинг магнит таъсирини 1820 йилда Эрстед аниқлаган. (Копенгагенлик физик профессор). Токли ўтказгичнинг магнит стрелкасига яқинлаштирилса стрелканинг оғишини кузатиш мумкин. Токнинг химиявий таъсирини электролиз ҳодисасида кузатиш мумкин. Унинг иссиқлик таъсирини эса ҳар қандай тоқли ўтказгични қизишини биламиз.

2. Занжирнинг бир қисми учун Ом қонунида ўтказгичга қўйилган потенциаллар фарқини - кучланиш билан занжирдан ўтаётган ток кучи орасида боғланиш пропорционаллик борлигини биламиз. Пропорционаллик коэффиценти сифатида ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ёки унга тескари бўлган катталиқ ўтказгичнинг қаршилиги эканлиги бизга маълум: $I_k \Delta U$ ёки

$$I_k \frac{U}{R}; (4)$$

Бу ерда L - электр ўтказувчанлик, R -эса электр қаршилиқ бўлади. +аршилиқнинг бирлиги қилиб Ом қабул қилинган. Ўтказгичнинг учларига $U_k 1В$ кучланиш

кўйилганда ундан 1А ток ўтса, бу ўтказгичнинг қаршилиги 1 Ом бўлади. Амалда : килоОм (кОм) қ 10³ Ом ва 1 мегаОм (МОм) қ 10⁶ Ом лар ишлатилади.

Ўтказгичларнинг қаршиликлари уларнинг шакли ва ўлчамларига боғлиқдир. Цилиндр кўринишдаги ўтказгичларга (симлар) қуйидаги ифода ўринли:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (5)$$

(5) ифодада: l ўтказгичнинг узунлиги, S-унинг кўндаланг кесим юзи, модданинг турига ва унинг ҳолатига (температурасига ва бошқалар) боғлиқ бўлиб, берилган модданинг солиштира қаршилиги дейилади. Солиштира қаршиликнинг бирлиги Ом. м бўлади.

(5)дан кўринадики lқ1, Sқ1 бўлса унда Rқр бўлади. Соф металллар учун ρ~10⁻⁸ Ом. м, қотишмалар учун эса ρ~10⁻⁷-10⁻⁶Ом. м бўлса, диэлектрик моддалар учун эса ρ~10¹³-10¹⁸ Ом. м бўлади;

масалан: ρ_{чинни} ~10¹⁸; ρ_{кахрабо} ~10¹⁸ Ом. м

Солиштира қаршилик модданинг туригагина боғлиқ бўлмай, унинг ҳолатига жумладан температурасига ҳам боғлиқ бўлади:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha \Delta T) \quad (6)$$

(6) да берилган модда қаршилигининг температура коэффиценти дейилади.

$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$ (7) ва модда температураси бир градус ортганда қаршиликнинг нисбий

ортгирмаси қанча бўлишини кўрсатади. (6) да ρ₀- бошланғич, ρ- эса температура ортгандан кейинги солиштира қаршилик бўлса, ΔT=T₂-T₁ температуранинг ўзгаришидир.

Барча металллар учун α>0 бўлади, яъни температура ортиши билан солиштира қаршилик ҳам ошиб боради. (6) ифодага ўхшаш ифодани ўтказгичнинг қаршилиги учун ҳам ёзиш мумкин: RқR₀(1+αΔT) (8)

3.Ом қонунининг (4) ифодадаги кўриниши, бу чекли узунликдаги, чекли кўндаланг кесим юзидан ўтаётган ток учун ёзилган. Бу ифодани Δl→0 ва ΔS→0 бўлган ҳоллар учун ҳам ёзиш мумкин.

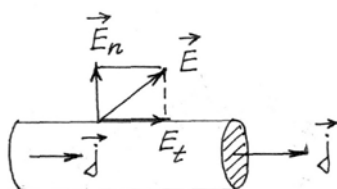
$I = \frac{U}{R} = \frac{U \Delta S}{\rho \Delta l}$ ёки $\frac{I}{\Delta S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{\Delta l}$ деб ёзамиз, бундан $j = \frac{I}{\Delta S} = \frac{1}{\rho} E$ бўлади. майдон кучлан-

ганлиги: ток зичлиги $\frac{1}{\rho} = \lambda$ солиштира электр ўтказувчанлик юқоридаги белги-

лашларни ҳисобга олганимизда:

$$j = \lambda E \quad (9)$$

Бу ифодани биз Ом қонунининг дифференциал кўриниши деймиз. E-вектор катталик, шунинг учун: $\vec{j} = \lambda \vec{E}$ (10)



1-расм.

(10) ифодадан кўринадики ўтказгичнинг ихтиёрий кичик кўндаланг кесимидаги ток зичлиги шу нуқтадаги майдон кучланганлигининг қиймати ва йўналиши билан аниқланади. Ўтказгични зарядлаганимизда, унинг атро-

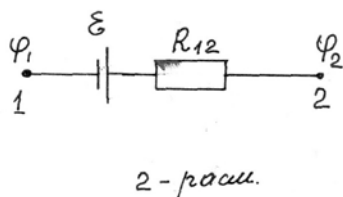
фида ҳосил бўлган электр майдоннинг кучланганлиги ўтказгичнинг (эквипотенциал сиртнинг) сиртига перпендикуляр бўлади. Бунда электр майдонни бажарган иши нолга тенг бўлади. Агарда ўтказгичдан ток ўтаётган бўлса, яъни зарядланган заррачаларнинг тартибли ҳаракати юзага келган экан, албатта ўтказгич бўйлаб йўналган (электронларнинг ҳаракат йўналишига тескари йўналган) электр майдон кучланганлиги мавжуд бўлади. Энди ўтказгич атропофидаги электр майдон кучланганлиги ўтказгич сиртига тик йўналган бўлмайди.

Шунинг учун E -векторнинг тангенциал ташкил этувчиси E_t ўтказгич бўйлаб ток ўтишини юзага келтиради. Ом қонунининг дифференциал кўринишда бу физик жараён яққолроқ намоён бўлади.

4. Ўтказгичда доимий ток оқиб туриши учун уни бирорта ток манбаига улаш зарур бўлади. Ток манбаининг вазифаси ўтказгичнинг учларида доимий таъсир қилувчи потенциал фарқини ҳосил қилиб туради. Бунинг учун ўтказгичнинг икки учида зарядларни мусбат ва манфийга ажратиб турувчи ташқи кучлар қўйилган бўлиши керак. У ҳолда Ом қонунининг дифференциал кўриниши қуйидагича бўлади:

$$\vec{j} = \lambda(\vec{E} + \vec{E}_T) \quad (10)$$

Бу ерда \vec{E}_T - ташқи кучлар электр майдон кучланганлиги. Бизга ток манбаига эга



бўлган занжирнинг бир қисми берилган бўлсин. Занжирнинг 1 ва 2 нукталари орасида ток ўтиши учун ток манбаи(ϵ) ва потенциаллар фарқи берилган. Бу ерда ϵ электр юритувчи куч (ЭЮК) бўлиб, у (11)да $\oint E_T dl$ га тенг.

(11)дан ЭЮК деб бир-бирлик ($q_0 k + 1$) зарядни берк контур (занжир) бўйича кўчиришда ташқи кучларнинг ($dA k q_0 E_T dl k F_T dl$) бажарган ишига айтилади. 1-расмда 1 ва 2 нукталарни бирлаштирсак ($1 \rightarrow 2$) иккала нуктанинг потенциали ($\phi_1 k \phi_2$) бир хил бўлиб қолади; бундан $U_{1,2} k \phi_1 - \phi_2$ қо бўлади. Энди берк занжирдан ўтаётган токнинг сабабчиси электр юритувчи куч бўлади.

$$IR_{\text{тўлиқ}} k \epsilon \quad (12)$$

(12) да $R_{\text{тўлиқ}}$ – берк занжирнинг тўлиқ қаршилиги. Одатда $R_{\text{тўлиқ}} k R + r$ бўлиб, R - ташқи занжирнинг, r – эса ток манбаининг ички қаршилигини ҳосил қилади.

$$(12) \text{ дан: } I = \frac{\epsilon}{R + r} \quad (13)$$

келиб чиқади ва берк занжир учун Ом қонуни дейилади.

$$\text{Агар } R \rightarrow \infty \text{ бўлса: } U k IR k \frac{\epsilon}{R + r} R = \epsilon \frac{1}{1 + \frac{r}{\infty}} = \epsilon \text{ эканлиги келиб чиқади.}$$

Бундан кўринадики, манбаининг ЭЮК и у ташқи занжирдан узилган вақтдаги клеммалари орасидаги кучланишга тенг экан. (12) дан кўринадики, ЭЮКнинг ўлчов бирлиги Вольт бўлади.

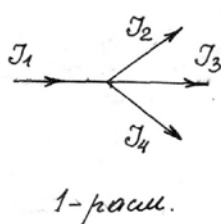
11-Мавзу. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қоидалари.

Тармоқланган занжирни ҳисоблашнинг хусусий

ҳоллари. Шунт қаршиликни танлаш. қаршиликларни ўлчаш усуллари

1. Тармоқланган занжирларнинг ҳар бир тармоғидан ўтаётган тоқларни ҳисоблаш кўп кийинчиликларга олиб келади. Чунки ҳар бир тармоғидан ўтаётган ток фақат шу тармоқдаги ЭЮК ва қаршиликларга боғлиқ бўлмай, балки занжирдаги умумий потенциал тақсимотига боғлиқ бўлади. Бундай занжирларнинг ҳар бир тармоғидан ўтаётган тоқларни ҳисоблаш учун Кирхгофнинг иккита қоидасидан фойдаланилади.

Кирхгофнинг биринчи қоидаси тугунлар учун ўринли бўлади. Олдин тармоқланган занжирда тугун тушунчасини киритиб оламиз. Тугун деб занжирнинг учта ва ундан ортиқ тармоқлари бирлашган нуқтага айтилади. Занжирларда бундай нуқталардан бир нечта бўлиши мумкин. қоида: Ҳар бир тугун учун тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади. Буни баъзан бошқачароқ қилиб: тугунга келаётган тоқларнинг йиғиндиси ундан кетаётган тоқларнинг йиғиндисига тенг бўлади. (1-расм), деб ҳам таърифланади



$$\text{А тугун учун } \sum_{i=1}^4 I_i = 0 \quad (1)$$

ёки: $I_1 + I_2 + I_3 + I_4$ бўлади.

Кирхгофнинг 1-қоидаси занжирларни ҳисоблаш учун етарли эмас. Бунинг учун Кирхгофнинг 2-қоидасини билишимиз керак бўлади. қоида: Тармоқланган занжирнинг ҳар бир берк контурининг томонларидан ўтаётган тоқларнинг қаршиликларига кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси, шу берк контурдаги электр юртувчи кучларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади.

$$\sum_k I_k R_k = \sum_i \varepsilon_i \quad (2)$$

ёки: $I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3$ бўлади.

бу ерда $k=3$ ва $i=3$ деб олинди,

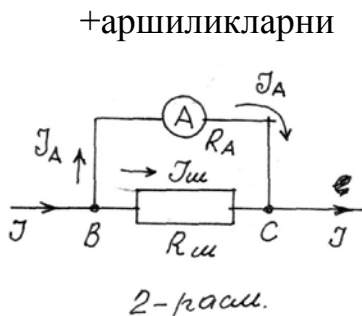
ёки: $I_1 R_1 - I_2 R_2 = \varepsilon_1$ бу ерда $k=2$, $i=1$ бўлади.

1 ва 2 қоидалар асосида ёзилган (1) ва (2) тенгламалар бизга чизиқли алгебраик тенгламалар системасини беради. Бу ерда номаълумлар сони (I еки R лар) тенгламалар сонига тенг бўлиши керак. Акс ҳолда, яъни номаълумлар сони тенгламалар сонидан кўп бўлса, бундай ечим чексиз кўп бўлади.

Шундай қилиб, тармоқланган занжирнинг ҳар бир тармоғидан ўтаётган токни ёки бошқа элементини ҳисоблаш учун чизиқли алгебраик тенгламалар системасини ечишга тўғри келади.

2. Тармоқланган занжирларга мисол тариқасида Уитсон кўприги ёрдамида қаршиликларни ўлчаш усулини келтириш мумкин. Бу усул 51-лаборатория ишида ўз ифодасини топган.

Бундан ташқари, Кирхгоф қоидалари ёрдамида қаршиликларни кетма-кет ва параллел улашда ЭЮКларни улаганда занжирнинг ҳар бир тармоғидан ўтаётган тоқларни, агар тоқлар маълум бўлса, қаршиликларни ҳисоблашда фойдаланиш мумкин.



Қаршиликларни параллел улаш мисолида шунт қаршиликни танлашни кўриб чиқамиз. Бизга маълумки, бирор занжирдаги ток кучини бундан кам ток кучига мўлжаллаган амперметр ёрдамида ўлчаш талаб қилинган бўлса, амперметрга параллел қилиб шунт деб аталган $R_{ш}$ қаршилик уланади (2-расм).

В тугун учун Кирхгофни 1-қоидасини ёзамиз:

$$I - I_A - I_{ш} = 0 \quad (3)$$

$I R_A - I_{ш} R_{ш} = 0$ контур учун 2-қоидани ёзамиз.

$$I_A R_A - I_{ш} R_{ш} = 0 \quad (4)$$

(3) ва (4) ларни система қилиб ечамиз.

$$\left. \begin{aligned} I_A R_A - I_{ш} R_{ш} &= 0 \\ I - I_A - I_{ш} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Бу системадан $I_{ш}$ ни йўқотамиз ва қуйидагини оламиз. $\frac{I}{I_A} = \frac{R_{ш} + R_A}{R_{ш}} \quad (5)$

Фараз қилайлик занжирдан ўтадиган ток $I < 100A$ бўлсин, амперметрда ўлчаш имконияти $10A$ бўлсин. Шу хусусий ҳол учун шунт қаршиликни танлаш керак. (5)дан қуйидагини оламиз.

$$10 R_{ш} < R_{ш} + R_A$$

$$9 R_{ш} < R_A \text{ бундан: } R_{ш} < \frac{R_A}{9} \text{ бўлади.}$$

Ҳар бир амперметрда унинг ток ўлчаш чегараси ва ички қаршилиги берилган бўлади. Шунга қараб (6) ифодадан шунт қаршиликни ҳисоблаб олинади.

12-Мавзу. Электр токининг иши, қуввати ва иссиқлик таъсирлари. Ток манбаининг фойдали иш коэффициентлари

1. Агар бизга занжирнинг бир қисми берилган бўлса, ва унга потенциаллар фарқи қўйилган бўлса, у ҳолда электр майдони иш бажаради. Чунки занжирдан ток ўтади ва маълум t вақт оралиғида заряд занжирдан ўтади. Бунда бажарилган иш

$$A = q U_{1,2} = I t U_{1,2} \quad (1) \text{ га тенг.}$$

Бу ифодани Ом қонунидан фойдаланиб бошқача кўринишга олиб келамиз:

$$A = I U_{1,2} t = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t \quad (2)$$

Занжирнинг бир қисмида потенциаллар фарқи билан биргаликда ток манбаи ҳам қўйилган бўлса зарядни кўчиришда қўйилган майдон билан биргаликда ток манбаи ҳам иш бажаради.

$$A = (U_{1,2} + \epsilon) I t = I^2 R_{1,2} t \quad (3)$$

Занжирни берк деб олсак, яъни 1 ва 2 нуқталарни бирлаштирсак, $U_{1,2} = 0$ бўлади ва ишни фақат ток манбаи бажаради:

$$A = \epsilon I t = \epsilon I^2 R_{\text{тўлиқ}} t \quad (4). \text{ Бизга маълумки}$$

$$R_{\text{тўлик}} \ll R + r$$

Ток манбаида ташқи кучлар иш бажаради. Улар зарядларни иккига ажратиб туради ва электр майдонни ҳосил қилади. Бу майдонда эса энергия йиғилади. Бу энергия ҳисобига ташқи занжирдан электр токининг узлуксиз ўтиб туришига эришилади.

Вақт бирлигида бажарилган ишга биз қувват деймиз. $P = \frac{A}{t}$ (5) ифода ажралиб чиққан қувватни беради. Занжирнинг бир қисми учун қувват ифодаси:

$$P_{\text{к}} I U_{1,2} + I \varepsilon$$

Берк занжир учун эса қувват $R_{\text{тўлик}} \ll I \varepsilon$ га тенг бўлади.

Ташқи занжирда ажралиб чиққан қувват қуйидагига тенг бўлади:

$$P_{\text{ташқи}} \ll I U_{\text{к}} I^2 R_{\text{к}} \frac{U^2}{R} \text{ ёки } P_{\text{ташқи}} \ll R I^2 \ll \varepsilon^2 \frac{R}{(R+r)^2}; \text{ бунда } I = \frac{\varepsilon}{R+r} \text{ ни ҳисобга ол-$$

дик.

Манба ташқи занжирга қувват бераётганда унинг ичидан ҳам ток ўтади. Манбанинг ички қаршилигини r деб олсак унда ажралиб чиққан қувват, яъни фойдасиз қувват: $P_{\text{к}} I^2 r$ бўлади.

Шунин учун манбанинг иш коэффициенти:

$$\eta = \frac{P_{\text{таш}}}{P_{\text{тулик}}} = \frac{IU}{I\varepsilon} = \frac{U}{\varepsilon} < 1$$

чунки ҳамма вақт $U < \varepsilon$ бўлади.

Агар биз манбанинг ташқи занжирга бериши мумкин бўлган максимал қувватини ҳисобламоқчи бўлсак, $P_{\text{ташқи}}$ ифодасини максимумга текширишимиз керак бўлади, яъни ташқи занжирнинг қаршилиги қандай бўлганда қувват максимум бўлади.

$\frac{dP}{dR} = 0$ бўлиши учун $R_{\text{к}}$ бўлиши керак экан: $R_{\text{макс}} \ll r$; бундан $(P_{\text{т}})_{\text{макс}} \ll \varepsilon^2 / 4r$ лиги келиб чиқади.

СГС бирликлар тизимида иш эргларда қувват эса эрг/сек. бўлади. СИ да иш жоулларида, қувват Дж/сек қ ватт бўлади.

$$[A]_{\text{к}} [I.U.t]_{\text{к}} 3 \cdot 10^9 \text{ СГС} \ll 1/300 \text{ СГС}_{\text{ф}} \ll \text{сек} \ll 10^7 \text{ эрг} \ll 1/\text{Ж}$$

Занжирда токнинг доимий оқиб туришини таъминлаш учун ҳамма вақт A иш бажариш керак. Бу ишни ҳаммаси иссиқликка айланади деб олсак:

$A \ll Q$ бўлади.

Демак $Q_{\text{к}} I U_{\text{к}} I^2 R_{\text{тк}} \frac{U^2}{R} t$ Жоуль. 1жқ0,24 калория эканлигини ҳисобга олсак:

$$Q_{\text{к}} 0,24 I^2 R t \text{ калория бўлади.}$$

$$Q_{\text{к}} 0,24 \frac{U^2}{R} t \text{ калория.}$$

Бу ифодалар Жоуль - Ленц қонунни деб аталади.

Агар ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдори бирор суяқликни температура-сини оширишга сарф бўлса бу фойдали иссиқлик миқдорини ҳам ҳисоблаш мумкин $Q_{\phi}cm(T_2-T_1)$ бўлади. Бу ерда: c -солиштирма (суяқликнинг) иссиқлик сиғими; m -суяқликнинг массаси; T_2-T_1 - охириги ва бошланғич температуралар фарқи.

Ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдорини қанча қисми фойдали сарф бўлишини ҳам ҳисоблаш мумкин: $\eta = \frac{Q_{\phi}}{Q_{ум}} = \frac{cm(T_2-T_1)}{I^2Rt}$

Бу ерда $Q_{ум}$ ажралиб чиққан умумий иссиқлик миқдори. Маълумки $\eta < 1$ бўлади.

13 мавзу. Металларда электр ўтказувчанлик.

Рикке-Мандельштам - Папалекси ва Стюарт –

Толмэн тажрибалари. Металларда электр

Ўтказувчанликнинг классик электрон назарияси

1. Ўтказгичларда электр ташувчи зарраларнинг табиати қандай? Масалан, электролитлардан электр токи ўтганда электродларда модда йиғилаётганини тажрибада кўришимиз мумкин, ва бунда электр ташувчи зарралар ионларлардан иборат эканлигини биламиз. Металларда қандай зарралар электр ўтказувчанликда қатнашади. Булар манфий ёки мусбат зарядлари, уларнинг тартибли ҳаракати натижасида металларда модда кўчиши юзага келадими? Бундай саволларга жавоб топиш учун бир қатор тажрибалар қўйилган. Шулар жумласига Рикке (1901й), Мандельштам ва Папалекси (1913й) ва Стюарт ва Толмэн (1916й) тажрибалари киради. Бу тажрибаларнинг муҳимлиги шундан иборатки, улар ёрдамида юқорида қўйилган саволларга бевосита жавоб олинган ва булар металларнинг классик электрон назариясини яратишда муҳим ўрин олган.

Рикке тажрибаси. Рикке Si ва Al дан иборат цилиндрлар олиб, уларни бир бирига сиқиб кетма-кет жойлаштирган ва узоқ вақт давомида электр токи ўтказган. Бу цилиндрларни олиб алоҳида текширилганда одатдаги диффузия ҳисобигагина бир металл атомларини иккинчисига ўтиб қолганини кўриш мумкин. Демак, металлардан электр токи ўтганда модда кўчиши юзага келмайди. Электр ташувчи зарралар модда атомларига боғлиқ бўлмайди, улар ҳамма жисмлар учун умумий бўлган зарядланган зарралар эканлиги маълум бўлди.

Металларда эркин ҳаракатланадиган зарядларнинг мавжудлиги уларда содир бўлиши мумкин бўлган инерция ҳодисасида намоён бўлиши керак. Агар тез илгариланма ҳаракат қилаётган металл бўлакчасини тезликда тўхтатсак, унинг бир учиди шу зарядларнинг йиғилиши, иккинчи учиди эса уларнинг камайиши ҳисобига потенциаллар фарқи юзага келишини кузатиш мумкин бўлади. Мандельштам ва Папалекси тажрибаларининг асосида шу ғоя ётади. Ҳақиқатдан ҳам бир катушка олиб унга сезгир телефон уланади. Катушка жуда катта тезлик билан ўз ўқи атрофида айлантиради ва катушка бирданга тўхтатилганда телефонда товуш пайдо бўлгани кузатилган.

Бу тажрибани мукамаллашган ҳолда қайтариб, электр ташувчи зарралар-

нинг нисбий зарядини (e/m) миқдорий жиҳатдан баҳолашга эришган олимлар Стюарт ва Толмэнлардир. Улар олган натижаларга кўра:

$$\frac{e}{m} = -\frac{Lv}{Rq} \quad (1)$$

(1) да L -симнинг узунлиги, R -унинг қаршилиги, V -катушканинг ҳаракат тезлиги ва q баллистик гальвонометрдан ўтган тўлиқ заряд.

Заряднинг қиймати учун олинган катталиқ Милликен тажрибалари натижасига жуда яқин чиққан. Бу тажриба ёрдамида электр ташувчи зарраларнинг массалари аниқланди ва унинг қиймати енгил бўлган водород атомидан 2000 мартага яқин кичик эканлиги аниқланди.

Шундай қилиб, тажрибалар натижасида аниқландики, металлларда электр токини ташувчи зарралар эркин электронлар экан.

Кейинчалик Холл ҳодисаси (эффекти) ёрдамида металлларда электр ўтказувчанликда қатнашувчи эркин электронларнинг концентрацияси ва ҳаракатчанлиги аниқланди. Бунинг учун тажрибада Холл доимийси аниқланади ва металлларнинг электр ўтказувчанлигини ($\lambda_{\text{кеп}b}$) билган ҳолда концентрция (n) ва ҳаракатчанлик (b) ҳисобланади.

2. Металлларнинг классик электрон назариясида электронларнинг ҳаракати Ньютоннинг классик механикаси қонуниятларига бўйсинади деб қаралади. Электронларнинг ўзаро таъсирлари ҳисобга олинмайди уларнинг мусбат ионлар билан ўзаро таъсирини оддий тўқнашишлар сифатида қаралади. Металлардаги электр электронларни идеал газ қонунларига бўйсинувчи электрон газ деб қаралади, яъни уларга энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тақсимооти ўринли бўлади. Ҳар бир эркинлик даражасига тўғри келувчи иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $1/2 kT$ га тенг. Бу ерда $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Ж/К бўлиб Больцман доимийсидир. T -газнинг абсолют температураси. Эркин электрон учта эркинлик даражасига эга бўлгани учун битта электронга тўғри келадиган тартибсиз иссиқлик ҳаракати ўртача энергияси

$$\frac{1}{2} m \bar{v}_T^2 = \frac{3}{2} kT$$

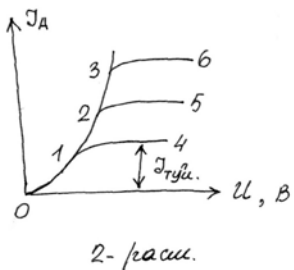
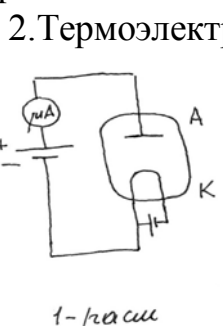
га тенг; бу ерда иссиқлик ҳаракати тезлиги квадратининг ўртача қиймати.

Классик электрон назарияси асосида металлларда электр токининг ўтиши билан боғлиқ бўлган бир қатор қонунларни тушунтириш мумкин бўлади. Булар жумласига Ом қонуни, Жоуль-Ленц қонуни ва металлларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги ва электр ўтказувчанликлари орасидаги боғланишни ифодалайдиган Видеман-Франц қонуни киритиш мумкин.

14-Мавзу. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия. Вольт-Ампер характеристикаси. Тўйиниш токининг температурага боғлиқлиги. Электрон лампалар ва уларнинг қўлланилиши

1. Электрон металл ичида сақланганлиги учун металл-вакуум чегарасида уларга сирт яқинида таъсир қилувчи металл ичига қараб йўналган кучлар мавжуддир. Бу кучлар электронлар ва кристалл панжаранинг мусбат ионлари орасидаги тортишиш туфайли юзага келади. Бундай таъсир натижасида металлларнинг сиртки қатламида электр майдон юзага келади. Потенциал энергия тақсимооти потенциал ўра кўринишида бўлади. Унинг чуқурлиги ҳафсқа $W_0 - E_0$ га тенг. Бу катталик электрон яқинлик (электронное сродство) дейилади. W_0 -металл ташқарисида тинч турган электроннинг энергетик сатҳи-баъзан уни вакуум сатҳи ҳам дейилади. Ёе-ўтказувчанлик электронларнинг энг кичик энергияси-ўтказувчанлик зонасининг туби. Металллардаги валент электронларнинг ТқОК бўлгандаги эгаллаган энг юқори энергетик сатҳини биз Ферми сатҳи ёки Ферми энергияси деймиз. (E_F) Ферми сатҳидан вакуум сатҳигача бўлган энергетик ораликни биз чиқиш иши деймиз. (Φ) Демак, электрон шу энергетик ораликни, яъни чиқиш ишига тенг ва ундан катта бўлган энергияга эга бўлганда у металлни ташлаб вакуумга чиқиб кетади. Бундай ҳодисани биз электрон эмиссия ҳодисаси деймиз. Шундай қилиб, ТқОК бўлганда энг юқори энергетик соҳада жойлашган электронни чексизликкача кўчиришда (вакуумга олиб чиқишда) бажарилган иш билан ўлчанадиган катталикка биз чиқиш иши деймиз. Электрон эмиссия ҳодисаси юзага келгандан кейингина электронларнинг вакуумдаги ҳаракатини, яъни вакуумда электр токининг қонун қоидаларини ўрганишимиз мумкин.

Электрон эмиссия бўлиши учун эса металл ичидаги валент электронларга қўшимча энергия бериш керак бўлади, акс ҳолда электрон металлларни ташлаб кета олмайди. Агар электронлар қаттиқ жисм температурасининг кўтарилиши натижасида иссиқлик энергия ҳисобига энергия олаётган бўлса, бундай эмиссия термоэлектрон эмиссия дейилади. Бундан ташқари эмиссиянинг бир неча турлари фотоэмиссия, иккиламчи эмиссия, автоэмиссия ва ҳоказо.)мавжуд. Биз вакуумда электр токи ҳосил бўлишини асосан термоэлектрон эмиссия мисолида кўрамиз.



2. Термоэлектрон эмиссияни кузатиш учун катод ва аноддан иборат вакуумли диод олишимиз керак бўлади. Катодни қўшимча ток мобаинига улаб қиздирганимизда унда электронлар вакуумга чиқади. Агар катод билан анод ўртасига потенциаллар фарқини қўйсак ва миллиамперметр уланган бўлса у ҳолда занжирдан ток

ўтаётганини кўрамиз.

Диоднинг катодига манбанинг манфий ва анодига мусбат қутби уланади. Бу ҳол катоднинг манфий зарралар (электронлар) чиқаришини билдиради.

Диоддаги термоэлектрон ток кучи катод ва анод орасига қўйилган потенци-

аллар фарқи-кучланишга боғлиқ бўлади. Катоднинг ҳар бир температурасига мос ҳолда диоддан ўтаётган ток кучининг қиймати кучланиш ўзгаришига боғлиқ ҳолда 014, 025 ёки 036 нуқталардан ўтади. Кучланишнинг маълум қийматидан кейин катод ва анод оралиғидан ўтаётган ток кучи ўзгармай қолади, яъни биз диоддаги ток тўйинишга эга бўлди деймиз. Тўйиниш токи (I_T) (2-расм) асосан катоднинг температурасига ва уни қандай материалдан тайёрланганлигига боғлиқ бўлган чиқиш ишига боғлиқ бўлади. Умуман диоддаги ток кучининг анод кучланишига боғлиқлигини биз вольт-ампер характеристика деймиз. Катоднинг температураси ошган сари тўйиниш токига мос келувчи кучланиш ҳам ошиб бораверади, яъни катоддан чиқаётган ҳамма электронларни анодга етиб боришини таъминлайдиган кучланиш ҳам кўпроқ бўлиши керак бўлади. Биз биламизки катод ва анод орасига қўйилган потенциаллар фарқи-кучланишни бўлиши бу электр майдонни ҳосил қилишдир. Шу электр майдон кучланганлиги томонидан ҳар бир электронга манфий заррачага $\vec{F} = e\vec{E}$ куч таъсир қилади. Анод кучланишини ошиши натижасида катод ва анод орасида ҳосил бўлган электронлар булути-фазовий зарядни таъсирини камайтиради ва катодда ҳосил бўлган электронларни ҳаммасини анодга етиб боришини таъминлайди.

Диоддан ўтаётган токнинг $-I_A$ нинг кучланиш U га боғланиши "3/2" қонуни орқали ифодаланади, яъни

$$I_C U^{3/2} \quad (1)$$

Бу ерда C -электродларнинг шакли ва ўлчамларига боғлиқ бўлган катталик (1) формула 2-расмдаги вольт ампер характеристикани ифодалайди.

3. Юқорида айтилганидек тўйиниш токи ва унинг зичлиги катоднинг температурасига ва унинг чиқиш ишига кучли боғлиқ бўлади ва куйидаги формула орқали ифодаланди:

$$j_T = AT^2 \exp(-\Phi/kT) \quad (2)$$

бу ерда A барча металллар учун бир хил бўлган доимий, k -Больцман доимийси. Φ -ҳар бир металлга хос бўлган термоэлектрон чиқиш иши. (2) формулани Ричардсон-Дэшман формуласи дейилади. (1) ифодани фақат металллар учун эмас, балки яримўтказгичлар учун ҳам ишлатиш мумкин. U ҳолда чиқиш иши ϕ ни маъноси ўзгариб кетади. Металлар учун чиқиш иши асосан $\phi \approx 2 \div 5$ эВ атрофида бўлади.

4. Электрон эмиссиянинг ҳамма турлари термоэлектрон, эмиссия фотоэлектрон эмиссия, автоэлектрон эмиссия ва иккаламчи электрон эмиссиялар техникада жуда кўп қўлланилади. Булар ичида энг кўп қўлланиладигани бу термоэлектрон эмиссиядир. Термоэлектрон эмиссия асосида кўрилган электрон лампалар икки электродли (диод), уч электродли (триод) ва кўп электродли лампалардир.

Икки электродли лампаларни электр тўғрилагичлар ёрдамида ўзгарувчан токни ўзгармас токка айлантириш хусусияти, уч электродли ва кўп электродли лампалар ёрдамида ҳар хил кўпайтиргичлар сифатида ишлатилиши ҳақида кўп мисоллар келтириш мумкин.

Икки электродли, уч электродли ва кўп электродли лампаларда ҳар бир электродни вазифаси ва лампаларнинг ишлаш принциплари, уларнинг характеристикалари ҳақида маълумотлар бериш мумкин.

15-мавзу. Яримўтказгичлар. Яримўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги. Соф ва аралашмали электр ўтказувчанлик. Яримўтказгичларнинг қўлланиши

1. Металларда эркин электронлар электрўтказгичда қатнашувчи электронлар концентрацияси амалда температурага боғлиқ бўлмайди. Ҳатто жуда паст температураларда ҳам металларда ҳаракатчан электронларнинг концентрацияси етарлича катта бўлиши маълум. Бу эса ўтказувчанлик электронларини ҳосил қилишда иссиқлик ҳаракати унчалик катта рол ўйнамаслигини билдиради.

Металлар билан бир қаторда ўтказгичларнинг бошқа турлари ҳам мавжуд. Бу ўтказгичларда худди металлар каби электронларнинг ҳаракати натижасида электр ўтказувчанлик юзага келади. Улар ҳам биринчи класс ўтказгичлардан, яъни уларда электр токи ҳеч қандай химиявий ўзгаришлар билан бўлмайди. Бироқ бундай ўтказгичлар заряд ташувчилар концентрацияси температурага жуда кучли боғлиқ бўлади. Буларда температура паст бўлганда солиштирма қаршилиқ жуда катта, яъни электр ўтказувчанлик жуда кичик бўлади ва улар амалда изолятор бўлади. Лекин температура кўтарилиши билан уларнинг солиштирма қаршилиги камайиб, электр ўтказувчанлик ошиб кетади. Бундай моддаларни ярим ўтказгичлар дейилади. Улар ўзларининг электрон ўтказгичлар эканликлари билан металларга ўхшаса, бу электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги билан изоляторларга-диэлектрикларга ўхшашлиги бор. Масалан, кремнийда хона температурасида электронлар концентрацияси 10^{17} м^{-3} дан кам, унинг солиштирма қаршилиги $\rho < 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ дан ортиқ бўлса, $T < 700^\circ \text{ С}$ да $n \sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ва $\rho < 0,001 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ га чамаяди, яъни миллион (10^6) мартадан ортиқ ўзгаради.

Ярим ўтказгичларга кремний, германий, селен каби элементлар ва мис оксиди, кўрғошин сульфит PbS ва бошқа химиявий бирикмалар киради.

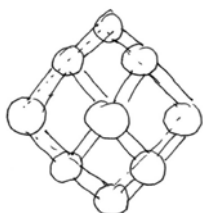
2. Яримўтказгичларда ўтказувчанлик электронларнинг ҳосил бўлишини кўриб чиқиш учун кремнийни мисол қилиб оламиз.

Кремний учун $Z_{\text{Si}} = 14$ ва унинг атоми ядросининг заряди $+14e$ га тенг, яъни атом таркибига 14 та электрон киради. Буларнинг фақат 4 таси заиф боғланган ва кремний билан бўладиган химиявий реакцияларда қатнашади. Шунинг учун биз кремнийни 4 та валентли элемент деймиз ва шу 4 та электронларни валент электронлар дейилади.



Кремний кристалл панжарасида ҳар бир атом ўзига яқин тўртта атом билан ўралган икки қўшни атомларнинг боғланиши валент боғланиш ёки ковалент боғланиш дейилади.

Кристалл температураси ортганида панжаранинг иссиқлик тебранишлари баъзи валент электронларни боғланишини бузилишига олиб келади. Натижада бир қисм электронлар ўтказувчанлик электронларига айланади. Ташқи электр майдон қўйилганда улар майдонга қарама-қарши томонга ҳаракатланади ва электр токини ҳосил қилади; яримўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ошади.



Яримўтказгичларда электр ўтказувчанликнинг иккинчи

механизми ҳам юзага келади. Ҳар бир валент электроннинг боғланишидаги узилиши вакант ўринни пайдо бўлишига олиб келади, яъни "бўш" ўринлар "тешикчилар" ҳосил бўлади. Бу бўш ўринларга боғланган электронлардан бирортаси ўтиши мумкин. Натижада бу атом атрофида нормал боғланишлар юзага келган бўлса, иккинчи бир жойда, яъни боғланган электронни ўтиши натижасида иккинчи жойда тешик бўш ўрин пайдо бўлади. Янги ҳосил бўлган ўринга учинчи жойдаги боғланишдан электрон ўтиши ва унинг ўрнида бўш ўрин-тешик юзага келади. Бу тешиклар худди мусбат зарядлар каби ҳаракат қилади.

Бу жараёни яримўтказгичларда тешик ўтказувчанлик деб номланади. Демак яримўтказгичларда икки тур электрўтказувчанлик- ўтказувчанлик электронларнинг ҳаракати билан амалга ошадиган ва тешиклар ҳаракати билан амалга ошадиган тешик ўтказувчанлик мавжуд. Соф яримўтказгичларда (аралашмаларидан тозаланган) ҳосил бўлган бундай электр ўтказувчанликларини хусусий электр ўтказувчанлик дейилади.

2. Ярим ўтказгичларнинг аралашмали электр ўтказувчанлиги. Яримўтказгичда аралашмалар бўлса, унинг электр ўтказувчанлиги кескин ўзгариб кетади. Масалан, кремнийга 0, 001 атом проценти микдорида фосфор қўшилса, унинг уй температурасидаги солиштира қаршилиги 0, 006 Ом·м га тенг бўлиб қолади. Биз соф кремнийнинг солиштира қаршилиги 10 Ом·м дан ортиқ эканлигини айтган эдик. Демак, кремнийнинг соф кристаллининг солиштира қаршилигига нисбатан бир неча минг марта камаяди.

Аралашмали яримўтказгичда электр ўтказувчанликни ўзгаришини кремний-мишьяк ва кремний бор мисолида кўриб чиқамиз. Аралашма сифатида Менделеев даврий системасининг бешинчи группасида жойлашган мишьяк кристалл панжарада кремний атомини ўрнига жойлашсин. Кремний панжарасида жуфт - электрон боғланишларни амалга ошириш учун фақат тўртта электронлар керак. Мишьякда эса ундай электронлардан бешта (As-беш валентли элемент). Шунинг учун мишьяк атомининг бешинчи электрони жуда кучсиз боғланган бўлади ва кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларида осонгина уриб чиқариши мумкин. Бунда битта ўтказувчанлик электрони пайдо бўлади, мишьяк атоми эса мусбат зарядланган ионга айланиб қолади. Бунда тешик ҳосил бўлмайди. Бу донор аралашмали ўтказувчанликдир.

Кремний ва уч валентли бор аралашмасини олиб, юқоридаги схема бўйича тешик ҳосил бўлишини-акциенторлир ўтказувчанлик (P-типдаги) юзага келишини тушунтириш мумкин.

III БЎЛИМ. ТОКЛАРНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ.

16. Мавзу. Токларнинг ўзаро магнит таъсири. Магнит майдон индукция вектори. Био-Савар-Лаплас қонуни. Магнит майдон кучланганлиги

Магнитланган жисмлар атрофида магнит майдони ҳосил бўлади. Буни тажрибада кузатиш учун шу майдонга киритилган магнит стрелкасининг

йўналишини ўзгаришида кўришимиз мумкин. Унинг йўналиши шу магнит стрелкаси кўйилган нуқтадаги натижавий (Ернинг магнит майдони ва магнитланган жисмнинг майдонлари) магнит майдоннинг йўналишини кўрсатади.

Эрстед 1820 йилда магнит стрелкаси токли ўтказгичга яқинлаштирилганда уни оғишини, яъни электр токининг магнит таъсирини кашф қилганини П-бўлимда айтган эдик. Ампер токли ўтказгичларнинг ўзаро тортишишини аниқлади. (1820 йил). Ампер ўз станогни ёрдамида эркин айланадиган токли рамкага, иккинчи токли ўтказгичларни яқинлаштириб тоқларнинг ўзаро магнит таъсирини ўрганди. Тоқли ўтказгичларнинг ўзаро магнит таъсири худди иккита магнитланган жисмларнинг ўзаро таъсири каби эканлигини Ампер ўз тажрибаларида кўрсатади. Бу тажрибалар натижасида магнит майдонни электр тоқи билан узвий боғлиқ деган хулосага келиш мумкин. Электр тоқи ўз атрофига магнит майдони ҳосил қилади. Иккинчи токли ўтказгични бу майдонга киритганимизда улар орасида ўзаро магнит таъсири натижасида механик куч юзага келади.

Электр тоқи бу зарядланган заррачаларнинг тартибли ҳаракати эканлигини эсласак магнит майдонини ҳаракатланаётган зарядланган заррачалар ҳосил қилаётганлигини тушуниш қийин эмас. Магнит майдонида ҳаракатланаётган заррачаларга механик куч таъсир қилишини билишимиз мумкин.

Магнит майдони магнит майдон индукция вектори (\vec{B}) орқали характерланади. Магнит индукциясининг миқдорини ва йўналишини аниқлаш бир бирлик токли рамкага таъсир қилувчи айлантирувчи куч моментини билган ҳолда аниқлаш мумкин.

Магнит майдонини ўрганиш учун электростатикадаги синов зарядининг ўрнига бир бирлик токли рамка олинади. Унга магнит майдонида таъсир этадиган айлантирувчи куч momenti магнит майдон индукция векторига боғлиқ бўлади.

$$\vec{M}_{\text{айл}} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \text{ ёки } M_{\text{айл}} = P_m B \sin(\vec{P} \wedge \vec{B})$$

Бу ерда \vec{P}_m токли контурнинг магнит momenti, \vec{B} магнит майдон индукцияси.

Тоқли ўтказгичлар жойлашган муҳитда ўтказгичдан ўтаётган макроскопик тоқлардан ташқари, ҳар бир жисмда макроскопик тоқлар – Ампер таъбири билан айтилганда молекуляр тоқлар мавжуд. Бу микроскопик тоқлар ўзларини магнит майдонларини ҳосил қиладилар ва бу майдонлар ташқи майдон таъсирида шу майдон билан бир томонга йўналган майдон индукция векторини ҳосил қилади. Демак, ҳар қандай жисмни яқинда тоқли ўтказгич бўлса, бунинг магнит майдони таъсирида жисмдаги микроскопик тоқлар қўшимча магнит майдонларни ҳосил қилади. Магнит майдон индукцияси \vec{B} натижавий макроскопик ҳамда макроскопик тоқли майдон магнит майдонни миқдорий жиҳатдан характерлайди.

Фақат тоқли ўтказгичларнинг ўзларини(макротоқларни) ҳосил қилган магнит майдонларини характерлаш учун қўшимча катталиқ-магнит майдон кучланганлигини (H) киритамиз ва бу катталиқ муҳитнинг хусусиятларига боғлиқ бўлмайди. H - кўпинча вакуумда тоқли ўтказгичларнинг магнит майдонини характерлайди.

B ва H лар орасида қуйидагидек боғланиш бор:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (2)$$

μ_0 -магнит доимийси (Си да) СГС да $\mu_0 k_1$ μ - муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги

2. Доимий тоқларнинг магнит майдонини Био ва Саварлар ўрганган ва уларни қонуният кўринишига Лаплас келтирган. Шунинг учун доимий тоқларнинг магнит майдонини ўрганиш қонунини Био-Савар-Лаплас қонуни дейилади.

Тоқли ўтказгични dl қисмини олиб, ундан ўтаётган тоқ J га кўпайтмаси Jdl тоқ элементи дейилади. $Jdl \times \vec{r}$, бу ерда ds -ўтказгичининг кесим юзи; u ҳолда $ds \times \vec{v}$ бўлади: $jdv \times Jdl$ экан. $J \times ds$ - тўла тоқ j - тоқ зичлиги.

Жуда ингичка тоқли ўтказгичдан r масофада ётган нуқтани оламиз ва бу нуқтадаги Jdl тоқ элементининг ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги dH учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин.

$$dH = k \frac{Jdl \sin \theta}{r^2} \quad (3)$$

dH -ни вектор кўринишида ёзамиз.

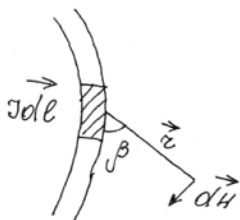
$$d\vec{H} = k \frac{J[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (4)$$

(4) дан кўринадики $d\vec{H}$ вектор $Jd\vec{l}$ ва \vec{r} векторларнинг вектор кўпайтмасидан ҳосил бўлган учинчи вектор йўналишига мос тушади. Магнит майдон индукцияси учун (4) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин.

$$d\vec{B} = k_1 \frac{J[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (5)$$

Бу ерда k_1 -пропорционаллик коэффиценти k -дан фарқ қилади. (4) (5) ифодалар Био-Савар-Лаплас қонунининг математик ифодасидир СИ бирликлар тизимида магнит доимийси, μ_0 ва рационаллаштириш коэффиценти $k_0 = \frac{1}{4\pi}$ ни ҳисобга олиб (4) ва (5) ларни қайта ёзамиз.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (6) \quad d\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{J d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (7)$$



Био-Савар-Лаплас қонуни амалда қўллаш учун ўтказгичнинг ихтиёрий тоқ элементларининг ҳосил қилган $d\vec{H}$ ларни билган ҳолда суперпозиция принциpidан фойдаланиб: ($\vec{H} = \int d\vec{H}$) биз магнит майдонини ҳисоблаётган нуқтага ҳар бир тоқ элементининг $d\vec{H}$ ларини вектор йиғиндисини оламиз.

Электр майдони каби магнит майдони ҳам график равишда куч чизиклар орқали тасвирланади. Магнит майдоннинг куч чизиклари деб, унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма шу нуқтадаги магнит майдон кучланганлиги йўналишига мос тушадиган чизикларга айтилади. Агар биз тўғри тоқли ўтказгични олсак унинг ҳосил қилган магнит майдони концентрик ҳалқалардан иборат бўлади. Бу ҳалқаларнинг куч чизикларининг ихтиёрий нуқтасига уринма ўтказиб \vec{H} ни топиш мумкин. Куч чизикларини йўналишини топиш учун ўнг пармани тоқ элементини йўналиши бўйича тебранма ҳаракат қиладиган қилиб айлантирилади. Шунда парма дастасининг айланиш йўналиши куч чизикларини йўналишини беради.

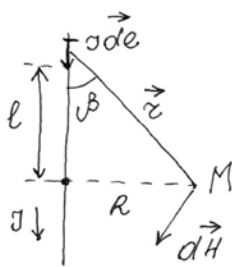
Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, магнит майдони уярмавий экан. Унинг бошланиш нуқтаси ҳам йўқ ; охири ҳам йўқ. Узлуксиз вектор чизикларга

эга бўлган вектор майдонларни уюрмавий майдонлар дейилади. Электростатикада эса электр майдони мусбат заряддан чиқиб манфий зарядларга ёки чексиз йўналган бўлар эди.

17-Мавзу. Био-Савар-Лаплас қонунини қўллаш бўйича хусусий ҳоллар. Тўғри ва айланма тоқларнинг магнит майдон кучланганлигини ҳисоблаш

1. Био-Савар-Лаплас қонуни ва суперпозиция принципи асосида чексиз узун тўғри тоқнинг атрофидаги ихтиёрий нуқтанинг магнит майдон кучланганлигини топамиз. Ўтказгичдан J ток ўтсин ва ундан R масофада ётган M нуқтанинг H -ни топамиз.

Jdl ток элементининг M нуқтадаги dH майдон кучланганлигини йўналиши ўнг парма қондаси бўйича аниқлаймиз. Натижавий майдон кучланганлигини $\vec{H}_m = \int d\vec{H}$ (1) бутун ўтказгич бўйлаб ток элементларининг M нуқтада ҳосил қилган dH ларни вектор йиғиндисини оламиз. Ҳамма ток элементларининг $d\vec{H}$ лари бир томонга йўналган бўлади. Шунинг учун вектор йиғиндининг ўрнига алгебрик йиғинди оламиз.



$$H_m = \int dH$$

Бу ерда dH ни Био-Савар-Лаплас қонуни асосида ёзамиз.

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Jdl \sin B}{r^2} \quad (2)$$

dH нинг ифодасидаги; dl , r ва B ўзгарувчиларни ўрнига битта ўзгарувчига, B -га нисбатан ифодага келтирамиз: Бунинг учун шаклдан

$$r = \frac{R}{\sin B}, \quad dl = \frac{R}{\sin^2 B} dB \quad \text{ларни}$$

ҳисобга олганда. $dH = \frac{1}{4\pi} \frac{J}{R} \sin B dB$ бўлади

$$H = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \frac{J}{R} \sin B dB = \frac{J}{2\pi R} : H_{\text{туғри тоқ}} = \frac{J}{2\pi R} \quad (3)$$

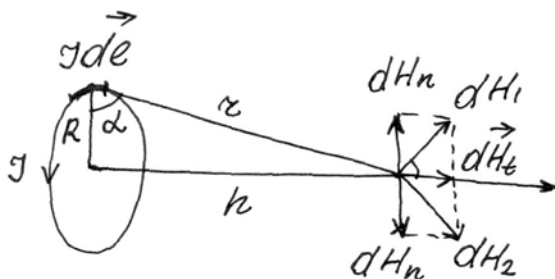
Ўтказгичнинг атрофида ҳосил бўлган H ундан ўтаётган ток кучи J ва танланган нуқтагача бўлган энг яқин масофа R билан аниқланар экан. Бу (3) ифодадан СИ тизимида H ни ўлчов бирлиги. А/м эканлиги ҳам кўриниб турибди. Магнит майдон куч чизиқлари концентрик ҳалқалардан иборат бўлиб, уни йўналиши ўнг парма қондаси бўйича топилади.

2. Био-Савар-Лаплас қонунини қўлланишини яна бир мисолда кўрамиз. Бунда айланма тоқнинг ўқида ётган ихтиёрий нуқтадаги магнит майдон кучланганлигини ҳисоблаш керак.

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Jd\vec{l} \sin B}{r^2}$$

айланма тоқнинг Jdl элементини M нуқтадаги ҳосил қилган dH .

Расмдан кўринадики $|d\vec{l}| \perp \vec{r}$ бўлади, $B \approx 90^\circ$ $d\vec{H}$ вектори OM билан α бурчак ҳосил



қилади, бу бурчак R билан r орасидаги α га тенг.

Вк 90^0 ва $\sin\text{Вк}1$ бўлгани учун $dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl}{r^2}$ Шаклдан кўринадикки, ҳар бир $|dl|$ ток

элементига M нуқтада $d\vec{H}$ майдон кучланганлигига тўғри келади. Уни ташкил этувчиларга $d\vec{H}_n$ ва $d\vec{H}_t$ нормал ва тангенциал ташкил этувчиларга ажралади. $d\vec{H}_n$ лар йиғиндиси нол бўлади. $\int d\vec{H}_n = 0$. Демак фақат бир томонга йўналган $d\vec{H}_t$ лар қолади. Бутун ҳалқа бўйича ток элементлари ҳосил қилган майдон кучланганликлари унинг тангенциал ташкил этувчиларини йиғиндисига тенг бўлади. $d\vec{H}_t$ лар бир томонга йўналгани учун алгебрик йиғиндига айланади.

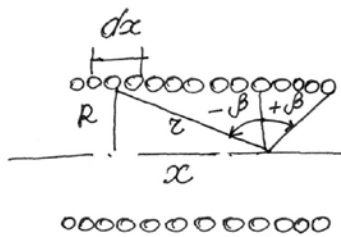
$$H_M = \int dH_t = \int dH \cos\alpha = \int \frac{1}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \cos\alpha \quad (4) \quad r^2 = R^2 + h^2$$

Шаклдан : $\cos\alpha = \frac{R}{r} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + h^2}}$; ларни (4) қўйиб айланма токнинг ўқида ётган их-

тиёрий нуқта учун $H_M = \frac{IR^2}{2(R^2 + h^2)^{3/2}}$ оламиз. Агар нуқта айлана марказида

бўлса, $h \rightarrow 0$ бўлади.: $H_0 = \frac{I}{2R}$ (6) бўлади.

3. Соленоиднинг ўқида ётган ихтиёрий O нуқтадаги магнит майдонни ҳисоблаш учун соленоидни ҳосил қилган ҳар бир ўрамини шу нуқтада ҳосил қилган магнит майдон кучланганликларининг ишларини вектор йиғиндисини топиш керак бўлади.



Соленоиднинг dx узунлигидаги ўрамлар сони $n dx$ ва уларни ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I n_0 dx}{r^3} \quad (7)$$

Шаклдан: $\frac{R}{r} = \cos\beta$, $x = R \tan\beta$; $dx = \frac{R}{\cos^2\beta} d\beta$ (8)

(8) даги ўзгаришларни (7) га қўйиб интеграллаймиз

$H = \frac{1}{2} I n_0 \int_{\beta_1}^{\beta_2} \cos\beta d\beta = \frac{1}{2} I n_0 (\sin\beta_2 - \sin\beta_1)$. Агар соленоид чексиз узун ($R \ll L$) бўлса

$\beta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ бўлади ва $H = k_0 4\pi I n_0$;

СИ системасида $k_0 = \frac{1}{4\pi}$ $H = I n_0$ бўлак

СГС да $k_0 = 1$ $H = 4\pi I n_0$ бўлади, бунда ток кучининг ҳам СГС бирликлар системасида ўлчаш керак бўлади.

Ёки $H \approx \frac{1}{c} 4\pi I n_0$ Эрстед (Э).

СИ да $H = I n_0$ А/м бўлади.

Соленоиднинг икки четида магнит майдон кучланганлиги икки марта кам бўлади. Чап четида β_{1k0} ва $\sin\beta_{k0}$ ва узун соленоид учун $H \approx k_0 2\pi I n_0$ $H = \frac{1}{2} I n_0$ (СИ да) бўлади.

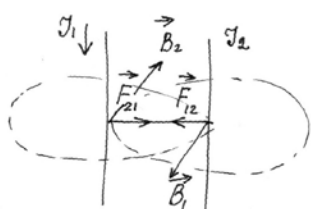
Ўнг томон учун ҳам шундай натижа оламиз.

Чексиз соленоиднинг ўқи бўйлаб магнит майдон кучланганлиги бир хил, яъни майдон бир жинсли бўлади. Куч чизиқлари текис жойлашган чизиқлардан иборат.

Соленоиднинг четларига яқинлашган сари куч чизиқлари ёйила бошлайди. Майдонни бир жинслиги бузилади. Чекли узунлигидаги соленоид учун эса фақат соленоид марказига яқинлашганда бир жинсли бўлади.

**18-Мавзу. Параллел тоklarнинг ўзаро магнит таъсири.
Токкучининг бирлиги. Магнит оқими.
Майдондаги контур**

1. Бирор токли ўтказгич ҳосил қилган майдонига иккинчи токли ўтказгични киритамиз ва унга таъсир қилаётган кучни ҳисоблаймиз. Бунинг учун иккита чексиз узун ўзаро параллел ўтказгич оламиз. Булардан ўтаётган тоklar J_1 , ва J_2 бўлсин.



Иккинчи токли ўтказгич жойлашган ихтиёрий нуктада биринчи токли ўтказгични ҳосил қилган магнит майдонининг индукцияси (1) $B_1 = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi R}$ бўлади. Биз ҳозирча μ_0 деб олдик. \vec{B}_1 -магнит майдон индукцияси иккинчи токли ўтказгичга перпендикуляр, шунинг учун Ампер кучини ифодасидаги $\sin(\vec{I} \vec{B}_1) = 1$ бўлади. Шунини ҳисобга олиб биринчи токли ўтказгич иккинчи токли ўтказгичга магнит таъсир кучи қуйидагича:

$$F_{1,2} = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi R} l \quad (2)$$

чунки магнит майдонига киритилган токли ўтказгичга таъсир қиладиган Ампер кучи (3) $F = I l B \sin(\vec{I} \vec{B})$ бўлади.

Иккинчи токли ўтказгични биринчи токли ўтказгич турган ихтиёрий нуктасидаги ҳосил қилган магнит майдон индукцияси:

$$B_2 = \mu_0 \frac{I_2}{2\pi R} \quad (4)$$

ва биринчи ўтказгичга таъсир этган куч $F_{2,1} = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi R} l$ бўлади. Ўз-ўзидан маълумки $\vec{F}_{1,2} = -\vec{F}_{2,1}$ бўлади. Бу кучлар таъсирида тоklar бир томонига йўналган бўлса, ўтказгичлар ўзаро тортиладилар.

2. Электр ва магнетизм курсининг бошланишида СИ бирликлар тизимида тўртинчи асосий бирлик-ток кучининг бирлиги. Ампер ҳақида маълумот берилган эди. Бу бирликнинг аниқлашда, яъни 1 А ток деганда биз қандай катталиқни тушунишимиз керак деган саволга иккита параллел тоklarнинг ўзаро магнит таъсири орқали жавоб берилган: Ампер ўзгармайдиган токнинг кучи бўлиб, у вакуумда бир биридан 1 м масофада жойлашган, доиравий кесими жуда кичик бўлган чексиз узун иккита параллел тўғри ўтказгичдан ўтганда бу ўтказгичлар орасида узунликнинг ҳар бир метрида СИ системасининг $F_{2,1} = 2 \cdot 10^{-7}$ куч бирлигига тенг куч ҳосил қилади.

Бу таърифдан фойдаланиб магнит доимийси μ_0 ни қийматини (2) ифодадан топишимиз мумкин бўлади.

(2) дан: $2 \cdot 10^{-7} = \mu_0 \frac{1 \cdot 1}{2\pi \cdot 1} \cdot 1$ келиб чиқади.

Демак $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ СИ бирлиги (5)

3. Индукцияси \vec{B} бўлган бир жинсли магнит майдонда турган ясси S юза

орқали магнит оқими ёки магнит индукция векторининг оқими деб қуйидаги катталikka айтилади.

$$\Phi_{\mathbf{B}} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} \cos \alpha = B_N S$$

Бу ерда α -юзага ўтказилган \vec{n} нормал йўналиши ва индукция \mathbf{B} йўналиши орасидаги бурчак. \mathbf{B} векторининг проекцияси B_n бўлади, ва у скаляр катталик. Шунинг учун магнит оқими ҳам скаляр катталик бўлади. Магнит оқими $\Phi_{\mathbf{B}_n} S$ шу S сирт орқали ўтадиган магнит индукция чизиқларининг тўлиқ сонига тенг бўлади. (6) ифодадан кўринадики $\cos \alpha$ ни қандай ишорага эга эканлигига қараб мусбат ва манфий бўлиши мумкин.

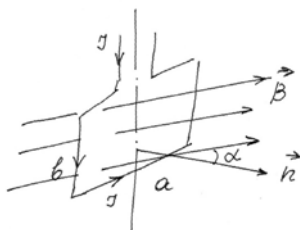
Агар магнит майдон бир жинсли бўлмаса, у ҳолда dS -ни жуда кичик қилиб оламиз ва ундан ўтган оқим $d\Phi_{\mathbf{B}_n} dS$ бўлади. Бутун сирт орқали ўтган тўлиқ оқим: (7) $\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ бўлади.

Агар биз у сиртни берк қилиб олсак, яъни берк сирт олсак, у ҳолда индукция чизиқларининг уярмавий эканлигини ҳисобга олиб, бу берк сиртга нечта индукция чизиғи кирса шунчаси чиқиб кетишини кўрамиз. Натижада ихтиёрий S берк сиртдан ўтаётган магнит майдон индукция чизиқларининг оқими нолга тенглиги келиб чиқади.

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (8)$$

Олинган (8) ифода аслида магнит майдонини хусусиятини характерлайди. Унинг уярмавий эканлигини, шунинг учун ҳам ихтиёрий берк сиртдан ўтаётган оқим нолга тенглиги келиб чиқади.

4. Магнит майдонига токли рамка киритамиз. Магнит майдонни бир жинсли деб оламиз. Рамкани тўрт бурчак шаклида деб олсак, унинг а ва б томонларига ҳар хил куч таъсир қилинишини кўрамиз. а томонлари таъсир қилувчи кучлар уларни сиқмоқчи бўлади. б томонларига таъсир қилаётган кучлар эса жуфт кучлар бўлиб, рамкани ўз ўқи атрофида айлантиришга ҳаракат қилади.



Рамкани юзи S бўлса ва ундан ўтаётган ток кучи J бўлса, рамканинг магнит моменти $\vec{P}_m = I \cdot \vec{S}$ бўлади. Магнит моменти вектор катталик ва унинг йўналиши \vec{n} нормалга мос тушади.

Бунда рамкага таъсир қилувчи айлантирувчи жуфт кучлар моменти. $M_{\text{айл}} = P_m B \sin \alpha$

$$\vec{M} = [\vec{P}_m, \vec{B}] \quad (9)$$

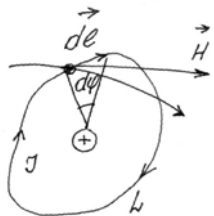
(9) дан айлантирувчи куч моментининг йўналишини топиш мумкин.

Агар майдон бир жинсли бўлмаса рамкага айлантирувчи куч моментидан ташқари унга илгариланма ҳаракат берувчи кучлар ҳам таъсир қилади.

19-Мавзу. Магнит майдон кучланганлигининг циркуляцияси. Магнит майдонида токли ўтказгич. Ампер кучи. Магнит майдонида ҳаракатлаётган зарядланган заррачага таъсир этадиган куч. Лоренц кучи

1. Магнит майдони \vec{H} нинг берилган контур L бўйича циркуляцияси деб қуйидаги интегралга айтилади:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oint_L H dl \cos(\angle H, dl) = \oint_L H_e dl \quad (1)$$



Бу ерда контур бўйича айланиш ҳам берилган бўлиши керак. Не-берилган танланган йўналиш ўтказилган уринма бўйича ташкил этувчиси.

Мусбат йўналиши қилиб соат стрелкасига мос йўналишни тан-лаймиз. интеграллашни фақат бурчак бўйича, оламиз: унинг 0 дан 2π гача ўзгариши ҳисобга олинади.

$$\oint_L H_e dl = \frac{1}{4\pi} 2l \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{1}{4\pi} 4\pi I \quad \text{СИ-да } k_0 = \frac{1}{4\pi} \quad \text{СИ да эканлиги олинди, демак:}$$

$$\oint H_e dl = k I \quad (2) \text{ бўлади.}$$

СГС –да $k = \frac{1}{C}$ бўлса $\oint H_e dl = \frac{4\pi}{C} I$ бўлади.

Олинган натижалардан кўринадики магнит майдон кучланганлигининг циркуляцияси танланган контурнинг формасига боғлиқ эмас экан, фақатгина шу контур ичидаги токнинг миқдори билан аниқланар экан. Агар контур токли ўтказгични бир неча бор ўраб чиққан бўлса, ёки контур ичида бир нечта токли ўтказгич бўлса шу тоқларнинг алгебрик йиғиндиси билан аниқланади.

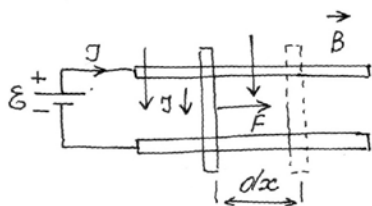
$$\oint H_e dl = k 4\pi \sum_{n=1}^n I_n \text{ нинг}$$

Шунинг учун \vec{H} нинг циркуляцияси ҳақидаги теоремани тўлиқ ток ҳақидаги теорема ҳам дейилади.

2. Магнит майдонига киритилган токли ўтказгичга механик куч таъсир қилишини биламиз. Токли ўтказгич бу куч таъсирида ҳаракатга келса ҳам қандайдир dx масофани босиб ўтса магнит майдони dA иш бажаради. Таъсир эт-ган куч, яъни Ампер кучи:

$$F = k' I B \text{ га тенг}$$

бу ерда k' бирликлар системасига боғлиқ.



Бажарилган иш

$$dA = k' F dx = k' I B dx$$

чунки $d\Phi = B dS$ индукция оқими.

Токли ўтказгични кўчиришда бажарилган иш ток кучининг магнит майдон индукцияси ўзгаришига қупайтирилгани тенг.

СИ да $k' = 1$ га тенг $I k A_{\text{микр}} dA$ жоул магнит оқими B сек ёки Веберларда ўлчанади.

3. Магнит майдонида ҳаракатланаётган зарядланган зарраларга таъсир

этадиган кучни топиш учун биз ток элементининг нимага тенглигини кўриб чиқамиз.

Маълумки: $I_k j S$ қев S ва $I d l$ қев $v S d l$ қев $v N$ бўлади, чунки $n S d l$ қев N ни беради n -бир бирлик ҳажмдаги ҳаракатланаётган заррачалар сони, уларнинг ўртача тезлиги V_1 , ҳар бир заррачанинг заряди e бўлсин. Демак ток элементи $I d l$ га эквивалент $e v N$ бўлади.

Бу ток элементини магнит майдонига киритамиз. Ампер қонунига асосан ток элементига таъсир этган куч.

$$\text{СГС да } d\vec{F} = \frac{1}{c} [I d\vec{l} \vec{B}] = \frac{NI}{c} [v\vec{B}]$$

ҳар бир заррачага таъсир этган куч эса $\frac{d\vec{F}}{N}$ бўлади: $\vec{f} = \frac{d\vec{F}}{N} = \frac{e}{c} [v\vec{B}]$ ва унинг сон қиймати $f = \frac{e}{c} v B \sin(\vec{v}\vec{B})$ бўлади.

СИ да $\vec{f} = e[v\vec{B}] = \mu_0 [v\vec{N}]$ бу кучни биз Лоренц кучи деймиз.

VI БЎЛИМ. 1 ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ ХОДИСАСИ.

20-мавзу. Электромагнит индукция фарадей тажрибалари.

Ленц қонуни. Электромагнит индукциясининг асосий қонуни

1. Электромагнит индукция ходисасини ўрганиш учун бажарилган тажрибаларни умумлаштириб қуйидагича баён қилиш мумкин.

Магнит майдонини магнит индукция чизиқлари ёрдамида тасвирлаймиз. Унда магнит индукция катталиги индукция чизиқлари қуюқлиги билан характерланади. Энди ёпик ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланиб, майдоннинг кучлироқ соҳасига ўтади, дейлик унда ўтказгич қамраб оладиган индукция чизиқлари миқдори ортади. Аксинча, ўтказгич майдоннинг кучсизроқ соҳасида ҳаракатланганда ўтказгич қамраб оладиган индукция чизиқлари сони камаяди. Аммо магнит майдон уюрмавий майдондир ва унинг индукция чизиқларининг охири йўқ. Шу туфайли майдоннинг индукция чизиқлари сим контур билан занжир звеноларига ўхшаб илашишган. Шунинг учун контур қамраб олган индукция чизиқлари миқдорининг ҳар қандай ўзгариши улар фақат сим контурни кесиб ўтиши натижасидагина рўй бериши мумкин. Худди шунингдек, агар ўтказгич тинч туриб магнит индукция катталиги ўзгарса, унда майдон кучайганда индукция чизиқларининг қуюқлиги ортади ва улар бир-бирига тортилади, майдон сусайганда эса бир сондаги индукция чизиқларини ўтказгич кесиб ўтади. Шунинг учун агар магнит индукция чизиқларини кесиб ўтса, ўтказгичда индукция токи пайдо бўлади деб хулоса чиқарилади. Ленц индукцион токининг йўналишини аниқлашга имкон берадиган муҳим қонунни топди. Бу қонунни ихчамроқ қилиб қуйидагича таръифлаш мумкин: индукцион ток ҳамма ҳолларда шундай тарзда йўналганки, унинг таъсири шу токнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлган таъсирга қарама-қарши бўлади.

2. Фарадей кўпгина тажрибалар натижасида электромагнит индукциянинг асосий миқдорий қонунини топди. Кейинчалик электромагнит индукция ходисаси

билан шуғулланган Максвелл унинг асосий қонунининг ифодасини берди.

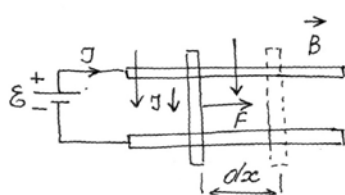
Индукцион токнинг пайдо бўлиши электромагнит индукция вақтида ўтказгичда маълум электр юритувчи куч пайдо бўлишини кўрсатади. Биз юқорида агар ўтказгич магнит индукция чизикларини кесиб ўтса яъни, симли контур билан чегараланган юза орқали ўтаётган индукция чизикларининг тўлик сони ўзгарадиган бўлса, индукцион ток, демак электр юритувчи куч пайдо бўлади. Электромагнит индукция Э.Ю.К нинг пайдо бўлишига сабаб магнит оқимининг ўзгаришидир, деб хулоса чиқариш мумкин.

Максвелл ҳамма ҳолларда ҳам электромагнит индукция Э.Ю.К контур билан чегараланган юза орқали магнит оқимининг ўзгариш тезлигига, пропорционал деб топди:

$$\varepsilon = f \frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

бу ерда f бирликларни танлашга боғлиқ булган пропорционаллик коэффициентини. СИ тизимида Э.Ю.К Вольтларда, вақт секундларда ўлчанади. Магнит оқимини Веберда ўлчанади. СИ да бирликлар шундай танланадики $f \equiv 1$ деб олинади. Электромагнит индукция учун Ленц қонунини ҳам ҳисобга олиб (1) ни қуйидагича ёзамиз $\varepsilon_{\text{инд}} = -\frac{d\Phi}{dt}$ (2). Бу ифода электромагнит индукциясининг Максвелл томонидан киритилган асосий қонунидир.

3. Мисол сифатида узунлиги l бўлган тўғри ўтказгични магнит майдонида ҳаракатга келтирганимизда Э.Ю.К ни ҳосил бўлишини кўриш мумкин.



Шаклдан: $d\Phi \equiv B_n l v dt$ ўтказгич dt вақтида dx масофани ўзига параллел ҳолда ўтди $dx \equiv v dt$ бўлади. B_n магнит индукциясининг ташкил этувчиси. $\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt}$ дан $\varepsilon = B_n l v$ эканлиги келиб чиқади.

Индукцион токнинг йўналиши ва Э.Ю.К нинг ишораси Ленц қонунидан топилади. Ток шундай йўналганки, бунда ҳаракатланаётган ўтказгичга таъсир қилувчи куч тезликни камайтиришга ҳаракат қилган.

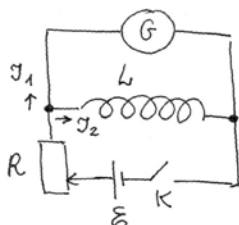
21-мавзу. Ўзиндукция ҳодисаси. Индуктивлик.

Соленоиднинг индуктивлиги

Муҳитнинг магнит доимийси

1. Бизга маълум бўлдики магнит оқимининг ҳар қандай ўзгариши индукцион токни ҳосил қилади. Магнит оқимининг ўзгариши шу контурдан ўтаётган токнинг ўзгариши ҳисобига бўлиши ҳам мумкин. Шунинг учун бирор контурдаги ток кучининг ҳар қандай ўзгариши унда индукция Э.Ю.К пайдо бўлишига сабаб бўлади ва контурда қўшимча ток ҳосил қилади. Бу ҳодисани ўзиндукция дейилади ва ҳосил бўлган индукцион токни ўзиндукция электротоклари деб аталади.

Ўзиндукция электротокларини тажрибада кузатиш учун қуйидаги оддий электр схемасини кўриб чиқамиз (расм-1).



Агар к-калитни уласак ток манбаидан чиқаётган ток

тармоқланади: J_1 -қисми L ғалтакдан ўтса, J_2 -қисм гальванометр (а) дан ўтади. Калитни узсак ғалтакдан ўтаётган ток камая бошлайди (йўқола бошлайди), яъни ғалтакда оқимни ўзгариши юзага келади натижада ўзиндукция экстратоки (индукцион узиш токи) юзага келади. Бу ток ғалтакдаги токнинг камайишига қаршилиқ қилади. Бу ток гальванометрдан ўтаётган I_1 токка қарама-қарши йўналган бўлади. Шунинг учун гальванометрни тескари томонга калитни улаганда ҳам ғалтакда бу ток гальванометрда асосий ток билан (батареяда ҳосил бўлган ток билан) уни сезиш қийинроқ бўлган токда ҳосил бўлган магнит оқими ундан ўтаётган токка пропорционал бўлар экан:

$$\Phi_{\kappa L I} \quad (1)$$

Бу ерда пропорционаллик коэффициентини L ғалтакнинг (контурнинг) индуктивлиги дейилади. Агар $I_{\kappa 1}$ деб олсак $\Phi_{\kappa L}$ бўлади. Бундан L нинг мазмуни яъни ғалтакдан бир бирлик ток ($I_{\kappa 1}$) ўтганда унда ҳосил бўлган, яъни шу ғалтакдан ўтувчи магнит майдон индукция векторининг оқими билан ўлчанадиган унга тенг бўлган катталиққа айтилади.

Индуктивлик бирлиги-Генри (Г). У $I_{\kappa 1}$ бўлганда $\Phi_{\kappa 1} \text{Вб}$ магнит оқими ҳосил қиладиган контурнинг индуктивлигидир:

$$1 \text{Г} \kappa 1 \text{ Вб/А}$$

Электромагнит индукциянинг асосий қонуни $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$ га $\Phi_{\kappa L I}$ (1) кўйилса ўзиндукция электр юритувчи кучи учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\varepsilon = -L \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

2. Контурнинг индуктивлиги унинг шаклига геометрик ўлчамларига ва шу контур жойлашган муҳитнинг магнит ҳоссаларига боғлиқ. Буларни биз соленоид мисолида кўриб чиқамиз. Бунинг учун узун соленоид (ғалтак) оламиз. Бу ҳолдагина соленоид ичида магнит майдонни бир жинсли деб, магнит майдон кучланганлиги учун чексиз узун учун чиқарилган ифодадан фойдаланамиз.

$$H = nI = \frac{N}{l} I \quad (3)$$

Бу ерда n -ўрамлар зичлиги, узунлик бирлигига тўғри келган ўрамлар сони. Соленоиднинг кундаланг кесим юзини S деб оламиз. Унда ҳар-бир ўрамдан ўтган магнит оқими қуйидагидек бўлади.

$\Phi_1 = \mu_0 H S = B S = \mu_0 \frac{H S}{l} I$. Соленоиднинг ҳамма ўрамларидан ўтаётган оқим $\Phi_{\kappa N} \Phi_1$ бўлади. У ҳолда $\Phi = \mu_0 \frac{H^2 S}{l} I$ (5) келиб чиқади. Бу ифодани (1) билан $\Phi_{\kappa L I}$ $\Phi = \mu_0 \frac{H^2 S}{l} I$ L нинг ифодасини оламиз.

$$L = \mu_0 \frac{N^2 S}{l} \text{ агар } M > 1 \text{ бўлса (6) ёки } L_{\kappa \mu_0 \mu} \frac{N^2 S}{l} \quad (7)$$

Олинган натижалардан кўринадики соленоиднинг индуктивлиги, яъни унинг ўзиндукция коэффициентини ғалтакнинг узунлиги, кесим юзи, ўрамлар сони ва шу ғалтак жойлашган муҳитнинг магнит доимийси билан аниқланар экан.

Биз юқорида келтирган (7) ифодадан кўринадики контурнинг индуктивлиги шу контур турган муҳитнинг магнит доимийсига боғлиқ экан. L_0 -бирор контурнинг вакуумдаги индуктивлиги бўлса, L -эса бу контур ичига магнит

сингдирувчанлиги μ бўлган мухит киритилгандаги индуктивлиги бўлса, (7) ифодадан қуйидагини аниқлашимиз мумкин.

$$L/L_0 \mu \quad (8)$$

Юқорида айтганимиздек μ -мухитнинг магнит сингдирувчанлигидир.

Магнит доимийси μ_0 ни СИ тизимидаги ўлчов бирлигини контурнинг индуктивлигидан фойдаланиб топишимиз мумкин бўлади. (6) ифодадан:

$$\mu_0 k1 \Gamma \cdot m/m^2 k1 \text{ Генри/метр}$$

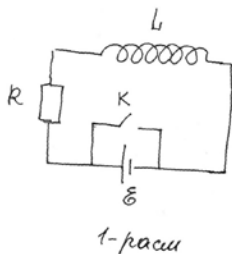
эканлиги келиб чиқади.

Агар μ_0 ни Γ/m ларда, H ни A/m да ўлчасак $V \mu_0 \mu$ дан V ўлчов бирлиги СИ да Тесла (Т) билан ўлчанади.

22-мавзу Ўзиндукция натижасида занжирда токнинг йўқолиши ва тикланиши. Магнит майдон энергияси. Ўзароиндукция

1.Олдинги мавзудан маълум бўлдики, ток манбаи занжирга уланганда экстратоклар манбаи ҳосил қилаётган токка қарама-қарши йўналган бўлади. Манбани узганимизда экстратокларнинг йўналиши манбанинг кучсизланаётган (камайиб бораётган) токнинг йўналиши билан бир ҳил бўлади, яъни уни камайишини секинлаштиради. Шунинг учун занжирнинг индуктивлиги токни йўқотиш ва тикланиш жараёнини секинлаштирганда намоён бўлади. Биз оддий қаршилиқ R , индуктивлиги L , ток манбаи E , ва калитлардан иборат занжир олиб юқорида келтирган мулоҳазаларимиз асосида занжирдан ўтаётган токнинг ўзгариш қонуниятини математик ифодасини топамиз.

а) занжирда токнинг йўқолиш қонуниятларни кўрамиз. Занжирда ўзиндукция



1-расми

Э.Ю.К. бирлигини: $\varepsilon = -L \frac{dI}{dt}$ ҳисобга олиб, берк занжир учун

Кирхофнинг иккинчи қонунини ёзамиз. Албатта тоқларни биз квазистационар деб оламиз. $RI = -L \frac{dI}{dt}$ бундан

$I_0 \exp(-\frac{R}{L} t)$ келиб чиқади.

тқ0 I_0 эди, демак токнинг ўзгариши $I_0 \exp(-\frac{t}{T})$ (2) бўлади.

Бу ерда $T = L/R$ (3) бўлиб занжирнинг вақт доимийси дейилади. Бунинг мазмуни тқТ вақт давомида ток еқ2,71 марта ўзгаради.

б) Занжирда ток тикланиш жараёнининг қонуниятини кўриб чиқамиз. Бу ҳолда занжирда манбанинг Э.Ю.К си мавжуд бўлади.

$RI = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$ (4)-Кирхофнинг II-қонунига кўра ёзилган. $Z = RI + L \frac{dI}{dt}$ (5) деб бе-

гиласак (4) тенгламани $\frac{dZ}{Z} = -\frac{dt}{T}$ кўринишга келтирамиз ва ундан (6) олинади.

Чегаравий шартлардан тқ0 да I_0 ва (5) дан Z_0 -е эканлиги келиб чиқади. Занжирдаги токнинг ўзгариши қуйидаги қонун бўйича ифодаланишини кўрамиз.

$$J_k \frac{\varepsilon}{R} (1 - \exp(-t/T)) \quad (7)$$

Агар $\frac{\varepsilon}{R} kJ_0$ деб олсак:

$$J_k J_0 (1 - \exp(-t/T)) \quad (8)$$

эканлигини кўрамиз. Демак манба улангандан кейин ток ўзининг максимал қийматига (I_0) эришиши экспоненциал қонуният бўйича содир бўлар экан. Бу ерда, (2) дагидек асосий параметр сифатида занжирнинг индуктивлиги ва актив қаршилиги орқали ифодаланадиган вақт доимийси T қатнашар экан.

2. Занжирдан I ток ўтаётганда унда мужассамланган энергия, яъни шу занжирдан ўтаётган ток бажариши мумкин бўлган иш билан ўлчанадиган катталиқ қуйидагича тенг бўлади.

$$W_k = \frac{1}{2} L I^2 \quad (9)$$

Бизга маълумки ҳар қандай электр токи доим магнит майдон билан ўралган бўлади. Шунинг учун токнинг хусусий энергияси у ҳосил қилиб турган магнит майдонда йиғилган бўлади. Бу айниқса ўзгарувчан электр ва магнит майдонлардан ҳосил бўлган электромагнит тўлқин энергиясида аниқ ва яққол намоён бўлади.

Бир жинсли магнит майдон ҳосил қиладиган қурилма бу чексиз учун соленоид ёки ёпиқ тороидал ғалтак бўлади. Тороиднинг индуктивлиги.

$$L = \mu \mu_0 \frac{N^2 S}{l} \quad (10)$$

(10) ни (9) га қўямиз ва $W = \frac{1}{2} \mu \mu_0 \frac{N^2 S}{l} I^2$ (11) ни оламиз. Тороид учун ёки чексиз узун соленоид учун) магнит майдон кучланганлиги ифодаси $H_k = \mu_0 J_k \frac{N}{l}$ эди шуни ҳисобга олиб магнит майдон энергияси учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 V \quad (12)$$

Бу ерда: $V_k S l$ магнит майдон мужассамланган соҳанинг ҳажми. Тороида магнит майдон ўқ бўйлаб тороид ичида жойлашганлиги учун V тороиднинг ҳажми бўлади.

$$(12) \text{ дан } W_0 = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2 \quad (13)$$

магнит майдон энергиясининг зичлигидир ва ўлчов бирлиги Жоул/м³ бўлади. (12) ва (13) лардан кўринадики, магнит майдон энергияси ва унинг зичлиги магнит майдонни миқдорий жиҳатдан ҳарактерлайдиган катталиқ магнит майдон кучланганлиги билан аниқланар экан ёки магнит майдон индукция вектори $B_k = \mu_0 \mu H$ орқали ифодаланар экан.

3. Бизга иккита берк контур берилган бўлиб улардан бири ток манбаига, иккинчиси гальванометрга уланган бўлсин. Агар биринчи ғалтакдан ўтаётган токни ўзгартирсак, унинг атрофида ҳосил бўлган магнит майдони ҳам, ўзгараётган магнит оқими ҳам ўзгаради. Биринчи контурдаги токни J_1 , магнит майдон оқимини Φ деб оламиз ва булар орасида қуйидагидек боғланиш бор:

$$\Phi_{2,1} = k M_{2,1} J_1 \quad (14)$$

Бу ерда $M_{2,1}$ -ўзаро индукция коэффицентидир. Агар $I_1 = 1$ бўлса, $\Phi_{2,1} = k M_{2,1}$ эканли-

ги (14) дан кўриниб турибди.

Демак иккала контурларни ўзаро индуктивлиги ёки ўзаро индукция коэффициентлари деб биринчи контурдан бир бирлик ток ўтганда ($J_1 \kappa_1$) унда ҳосил бўлган магнит майдони иккинчи контур орқали ўтган магнит оқими билан ўлчанадиган катталиққа айтилади. Агар иккинчи контурга ток манбаини улаб юқоридаги тажрибани қайтарсак, яъни: $\Phi_{1,2} \kappa M_{1,2} I_2$ дан $M_{2,1} \kappa M_{1,2}$ эканлиги маълум.

Трансформаторларнинг ишлаш принципи ўзаро индукция ҳодисасига асосланган.

IV-БЎЛИМ. МАГНИТИКЛАР.

23-мавзу. Моддаларнинг магнит хусусияти ва ферромагнетиклар. Пара ва диамагнетизмнинг тушунтирилиши

1. Табиатдаги моддаларнинг барчаси магнетиклардир, чунки улар ташқи магнит майдонига киритилганда магнитланиш хусусиятига эгадирлар. Уларнинг ўзи магнит майдон манбаи бўлиб қоладилар. Муҳитдаги натижавий магнит майдон тоқли ўтказгичлар ва магнитланган муҳит ҳосил қиладиган майдонлар йиғиндисидан иборат бўлади ва вакуумдаги майдонга тенг бўлмайди.

Муҳитнинг магнитланиш сабабини тушунтириш учун Ампер ўзининг молекуляр тоқлари ҳақидаги гипотезасини киритди. У ҳамма моддаларда битта атом чегарасида туташган майда электр тоқлари (молекуляр тоқлар) мавжуд деб ҳисоблади. Агар муҳит магнитланмаган бўлса, у ҳолда молекуляр тоқлар, яъни уларни ҳосил қилган магнит молекуляри тартибсиз жойлашган. Шунинг учун уларнинг йиғинди таъсирлари нолга тенг бўлади. Магнетик магнитланишида молекуляр тоқларнинг жойлашиши қисман ёки бутунлай тартибланиб, ташқи магнит майдон йўналиши бўйича, ёки унга тескари йўналиб қолади.

Ҳар бир ёпик тоқнинг (айланма тоқнинг) магнит молекуляри:

$$\vec{P}_m = iS\vec{n}$$

билан аниқланади. Бу ерда i -тоқ кучи, S -ёпик контурнинг юзаси, \vec{n} -тоқли контур юзасига ўтказилган бирлик вектор. Ҳар бир молекуляр ток маълум моментга эга бўлса, ҳажм бирлигидаги магнит моментларнинг вектор йиғиндиси шу магнетик магнит ҳолатини ҳаққарлайдиган катталиқ бўлади ва уни магнитланиш вектори деб аталади.

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum \vec{P}_m \quad (1)$$

Барча молекуляр тоқлар таъсирланган магнетикдан ўтувчи бирор сирт тоқи таъсирига ўхшаш бўлади, чунки магнит ичидаги ёндашган молекуляр тоқларнинг қўшилишида қарама-қарши йўналишга эга ва улар бир бирини компенсациялайди. Шунинг учун магнитланиш вектори магнетикнинг узунлиги бирлигига туғри келган ток кучининг яъни узунлиги бўйича ток зичлиги (чизифийзичлиги a) га тенглигини кўрсатиш мумкин.

$$\vec{P} = \vec{j} \quad (2)$$

(2) дан кўринадики, бир жинсли магнитланишда магнитланиш векторининг

қиймати магнитнинг сирт токи чизиқий зичлигига тенг.

Магнит индукция веткори икки қисмдан (ташқил этувчидан) иборат бўлар экан: 1) $\vec{B}_1 = \mu_0 \vec{H}$ ташқи магнит майдон индукцияси, бу магнитловчи ғалтак ҳосил қилган индукция. 2) сирт тоқларининг ҳосил қилган индукцияси.

$$2) \vec{B}_2 = \mu_0 \vec{P}$$

$$\text{Демак: } \vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{P} \quad (3)$$

га тенг. Изотроп магнитларда: $\vec{P} = \chi \vec{H}$ бўлишини ҳисобга олсак ва магнит майдон кучланганлиги ва индукцияси орасидаги боғланишни

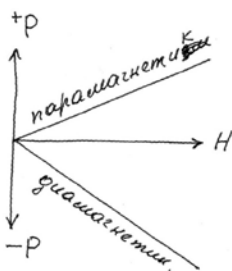
$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ билган ҳолда (4) $\mu = 1 + \chi$ эканлигини топиш мумкин. Бу ерда χ скаляр катталиқ бўлиб, магнит қабул қилувчанлиги дейилади ва магнитнинг турига боғлиқ.

μ -модданинг нисбий сингдирувчанлиги дейилади. Модданинг магнит сингдирувчанлиги μ -магнетикдаги магнит оқими ўртача зичлиги битта магнитловчи ғалтак ҳосил қилган магнит оқими зичлигидан неча марта катта эканлигини билдиради, яъни ғалтак магнит билан тўлдирилганда тоқли ўрамни кесиб ўтувчи тўлиқ магнит оқими μ марта катта бўлади.

2. Турли моддаларнинг магнит сингдирувчанлиги бирдан катта бўлиши ҳам, бирдан кичик бўлиши ҳам мумкин.

$\mu < 1$ бўлган моддаларни диамагнетиклар, $\mu > 1$ бўлган моддаларни эса парамагнетиклар дейилади. Магнит қабул қилувчанлик $\chi \mu - 1$ бўлгани учун парамагнетикларда $\chi > 0$ ва диамагнетикларда эса $\mu < 0$ бўлади.

Диамагнетикларда ва парамагнетикларда магнитланиш векторини ташқи майдон $R_k f(H)$ таъсирида ўзгариши ҳам турлича. 1-расмда боғланиш берилган.



Маълумки атомлар ёки молекулаларнинг натижавий магнит моментлари уларни ташқил қилувчи ҳамма электронларнинг орбитал ва хусусий (спин) магнит моментларининг геометрик йиғиндисига тенг ва бу ерда икки ҳол юзага келиши

мумкин: натижавий момент нолга тенг ($P_a = 0$) ва нолдан фарқли ($P_a \neq 0$) бўлиши мумкин. Агар ($P_a = 0$) бўлса бундай атомлардан тузилган моддалар диамагнетик хусусиятига эга бўлади. Бундай моддаларга Си, Вi, Sb, Ag, Au, Iб, Сi, Нg, Zn, S, Н, О, N, СО лар киради. Диамагнетик моддаларни ташқи майдонга киритилганда, уларни электрон орбиталари прецессияли ҳаракат қила бошлайди ва қўшимча магнит momenti юзага келади.

Бу паралар прецессияси натижасида юзага келган қўшимча магнит momenti

$$\left(\Delta \omega = -\frac{eV}{2m} \right) \Delta P = -\frac{\mu_0 e^2 r^2 B}{4w}$$

ташқи майдонга тесқари йўналган бўлади. Шунинг учун ҳам магнит майдонига киритилган диамагнетик модда ундан чиқиб кетишга ҳаракат қилади ва висмут таёқчаси майдон йўналишига перпендикуляр туриб қолади.

Парамагнетик моддани эса ташқи майдон ўзига тортади, ва у майдонга параллел жойлашиб олади. Бунинг сабаби атомларнинг магнит моментлари ташқи майдон йўналишига қараб йўналишга ҳаракат қилади.

24-мавзу. Ферромагнетиклар. Ферромагнетикларнинг магнитланиши. Гистерезис ҳалқаси. Ферромагнетизмнинг тушунтирилиши. Доменлар назарияси ҳақида тушунча

1. Учинчи тур магнетикларга ферромагнетиклар дейилади. Кўпгина ферромагнетикларнинг магнит сингдирувчанлиги оддий температураларда бир неча юз минг бирликлар билан ўлчанади. Бундай моддаларга қуйидагилар киради: Fe, Co, Ni, Gd, Dy, Er, Ho, ва бошқалар. Булардан Dy, Er, Ho, лар фақат паст температуралардагина ферромагнетик хусусиятга эгадир.

Ферромагнетикларнинг диа-ва парамагнетиклардан фарқи фақатгина χ ва μ ларнинг жуда катталиги ($\mu \gg 1$) бўлмай, балки яна бир қатор хусусиятлари билан ҳам ажралиб туради. Шулар қаторига B ва P ларнинг ташқи майдон ошиши билан йўналишга эга бўлишидир ва бу боғланишларнинг чизиқсиз эканлигидир, Булардан ташқари $\mu_k f(H)$ ни H нинг маълум қийматларида максимумга эришиши ва H ошиши билан μ нинг бирга яқинлашишидир.

Тажрибалардан кўринадики магнит майдон индукциясининг (B) ташқи майдонга (H) боғлиқлик графиги гистерезис ҳолда бўлади, яъни H ни ошиши ва камайишида B ни ўзгариши бир хил бўлмайди. Ферромагнетикни ташқи майдонга киритиб олсак унда қолдиқ магнитланиши бўлади ва у доимий магнит манбаига эга бўлган моддага айланади. Уни магнитсизлантириш учун эса қарама-қарши йўналишидаги ташқи майдон қўйиш керак бўлади ва $H_k H_k$ да (H_k -коэрцитив куч) ферромагнетикда қолдиқ майдон йўқолади ($B_k \neq 0$).

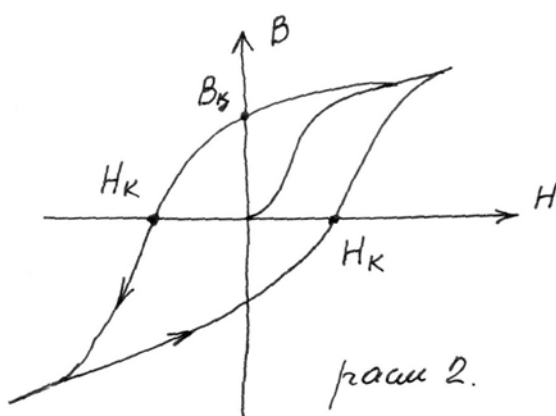
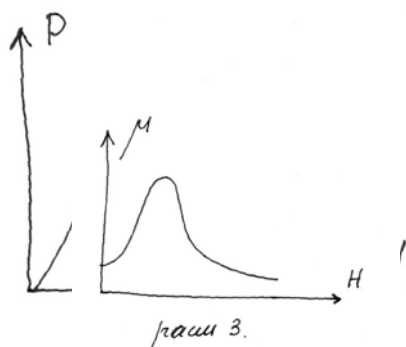
2. Ферромагнетикларни бундай хусусиятларини доменлар назарияси асосида тушунтирилади.

Ферромагнетик моддалар жуда кичик ($\sim 10^{-10}$ см) тўйинишгача магнитланган соҳалардан (доменлардан) иборат эканлиги маълум бўлди. Ҳар бир домен ташқи майдон бўлмаганда ҳам кучли магнитланишга эга. Лекин ҳар бир доменнинг магнитланиш вектори шундай йўналганки ферромагнетик моддасига ташқи майдонга киритилмаганда натижавий магнитланиши нолга тенг бўлиши мумкин.

Ферромагнетикни ташқи магнит майдонига киритганимизда парамагнетиклардан фарқли равишда ҳар бир атомни магнит моменти эмас, балки ўз-ўзидан, спонтан ҳолда магнитланган соҳаларнинг (доменларнинг) магнитланиш векторлари ташқи майдон йўналиши томон ўзгара бошлайди (йўнала бошлайди) натижада озгина ташқи майдон таъсирида ҳам ферромагнетик модда жуда катта магнит сингдирувчан микдорга эга бўлади. Бу жараён то ҳамма доменларнинг магнитланиш векторлари тўлиқ ташқи майдон йўналишига мос тўпловинча давом

этади
тижа
яъни
 $P_k f(H)$
бўлад

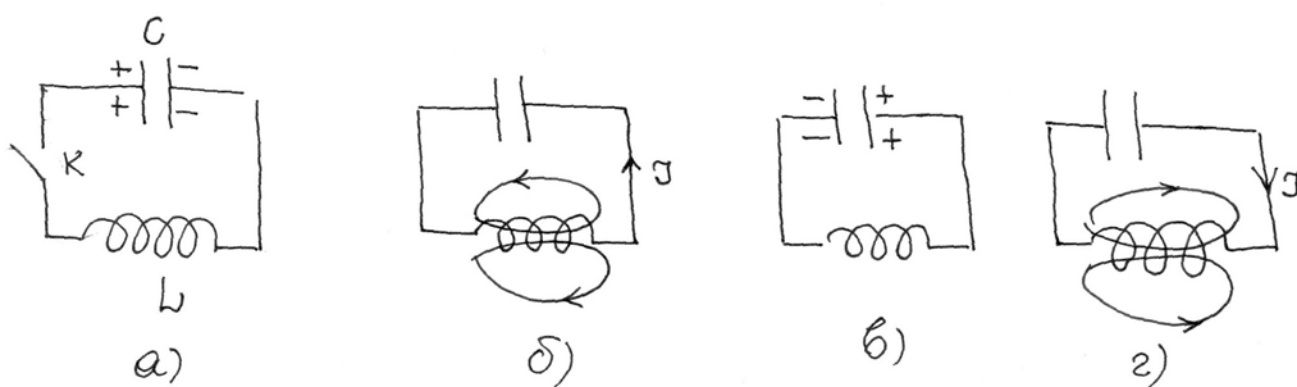
иши на-
рмайди,
: жараён
намоён



VI-БЎЛИМ. ЭЛЕКТР ТЕБРАНИШЛАР ВА ЭЛЕКТР ТЎЛ+ИНЛАР.

25-Мавзу. Хусусий электр тебранишлар. Тебраниш даври ва частотаси. Сўниш бўлмагандаги электр тебранишлар

1. Сифими C ва индуктивлиги L бўлган занжир тузамиз. /алтак ва сифимни боғловчи симларни қаршилигини жуда кичик деб оламиз. ($R \approx 0$). Бундай занжир одатда тебраниш контури деб аталади ва $R \approx 0$ бўлгани учун сўниш бўлмаган тебраниш контури дейилади. Чунки занжир даврий ўзгаришлар натижасида ҳосил бўлган электр токи ўтганда энергия иссиқлик ҳисобига сарф бўлмайди. $R \approx 0$ бўлгани учун Жоул-Ленц қонунига асосан: $Q \approx IR \approx 0$ бўлади.



Биз к-калитни очик қолдириб, конденсаторни зарядлаймиз.

Бунда конденсаторни чап пластинкаси мусбат ўнг пластинкаси манфий зарядланган бўлсин. $t \approx 0$ да занжирдан (контурдан) ўтаётган ток нолга тенг бўлсин. Конденсатор зарядланган бўлгани учун қопламалари орасида электр майдон энергияси маълум қийматига тенг бўлади $W_0 = \frac{1}{2} C_k U_k^2$. Агар к-калитни уласак занжирда L индуктивликдан ўтаётган ток пайдо бўлади. Бир вақтни ўзида ўзиндукция ҳодисасига асосан, ғалтакда Э.Ю.К ҳосил бўлиб, токни ошишишига қаришилиқ кўрсатади. Конденсаторни зарядланишида у ердаги потенциаллар фарқи ҳисобига ўзиндукция Э.Ю.К сига қарши иш бажарилади. Буни ҳисобига электр майдонининг энергияси ғалтакдан ўтаётган ток ҳисобига магнит майдон энергияси айланади.

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2$$

/алтакдаги ток максимумга эришганда ўзиндукция Э.Ю.К си нолга тенг бўлади. Бунда конденсатор тўлиқ разрядланган ва ҳамма энергия ғалтакда мужассамланган бўлади.

Контурдан ўтаётган токни камайиши бошланиши билан ғалтакда токни камайишига қаршилиқ қилувчи Э.Ю.К ва индукцион ток юзага келади. Бунда ўзиндукция Э.Ю.К си конденсаторни қопламаларида ҳосил бўлаётган (тесқари зарядланаётган) потенциаллар фарқига қарши иш бажаради. Бунда ғалтакдаги магнит майдон энергиясини конденсатор қопламалари орасидаги электр майдон

энергияси айланиши содир бўлади. Бу жараённи охирида ток нолга тенг бўлади ва конденсатор тўлиқ зарядланиб қолади. Энергия тўлиқ электр майдон энергиясига айланади.

Сўнгра конденсатор яна разрядланади ва контурда ток ошиб боради, ва бу токни йўналиши олдинги жараёндаги токнинг йўналишига тескари бўлади. Бу жараён шундай давом этади. Тебраниш контурида электр майдон энергиясини магнит майдон энергиясига айланиш ва аксинча бу жараённи даврий давом этиши электромагнит тебранишлар деб аталади.

Тебраниш контурида юқорида келтирилган жараённи тўлиқ цикл бўйича давом этиш вақтини биз тебраниш даври (Т) деймиз.

Тебраниш контурида ташқи таъсирсиз (Э.Ю.К сиз) содир бўладиган электр тебранишларни хусусий ёки эркин электр тебранишлар дейилади.

Электр тебранишларни вектор диаграммалари орқали ифода этиш жуда қулайдир. Айниқса иккита ва ундан ортиқ тебранишларни кўшишда вектор диаграммалар усули кенг қўлланилган. Унинг учун U_0 ёки J_0 катталиклар ху те-кисликда маълум циклик частота (бурчак тезлик) билан айланаётган векторлар кўринишида ифодаланади.

J_0 ва U_0 векторларни Ox ўқиға проекциялари уларнинг оний қийматларини беради.

$$U_k U_0 \cos(\omega t - \varphi).$$

$$I_k I_0 \cos \omega t.$$

