

А. ИМАНКУЛОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

МЕНТЕП

Иманкулов А.

Электричество. Ф., «Мектеп», 1974.

156 бет. ил. менен.

21,5 см. 1000 экз. 35 т.

Бул китеп электричество боюнча жогорку окуу жайлардын программасынын негизинде иштелип чыккан. Главалардын акырында бир катар типтүү маселелерди чыгаруунун жолдору келтирилген.
Китеп университеттин жана институттун физика-математика жана химия-биология факультеттеринде окуган студенттерге арналат.

135395
БИБЛИОТЕКА
ОКУУ-ОКУТУУ
ИИИЗ ЖБ 444306

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Янтарь таякчасын жүнгө сүрткөндө ал өзүнө майда жеңил нерселерди, мисалы, чачты, кыпындарды тартып алуу касиетине ээ боло тургандыгы байыркы гректерге (мындан 2500 жылча мурда) белгилүү болгон.

Кийин, XVI кылымда жашаган англиялык врач Джильберт бул кубулушту изилдеп янтардан башка заттарда да ошондой эле касиетке ээ боло тургандыгын көрсөткөн. Янтарга окшоп экинчи бир нерсеге сүргөндө өзүнө майда нерселерди тартып алуу касиетине ээ болгон заттарды ал электрлешкен заттар деп атаган. Бул термин гректин электрон (янтарь) деген сөзүнүн негизинен келип чыккан.

Жалпысынан алганда электрдик кубулуштарды үйрөнүүдөгү илим XVIII кылымда бир аз алга жылган. 1729-жылы окумуштуу С. Грей (1670—1736) электр заряддарын өткөрүүчү заттардан башка дагы заряддарды өткөрбөй турган заттардын бар экендигин көргөзгөн.

Электр заряддары өткөргүчтөрдө эркин которулуп жүрө алышат, электр заряддарын өткөрбөй турган заттарда алар андай кыймылда боло алышпайт, заряд пайда болгон ордунда турат.

Өткөргүчтөр жалпысынан экиге бөлүнөт. Биринчисине электр тогу өткөн учурда эч кандай химиялык өзгөрүүлөр болбогон өткөргүчтөр кирет. Өткөргүчтөрдүн экинчи түрүнө болсо, электр тогу өткөн учурда түзүлүшүндө химиялык өзгөрүүлөр боло турган өткөргүчтөр кирет.

Биринчи түрдөгү өткөргүчтөргө бардык металлдар (катуу жана суюк абалдарында тең) киришет.

Экинчи түрдөгү өткөргүчтөргө туздардын, кислоталардын суудагы эритмелери киришет. Ал эми янтарь, кварц, эбонит жана нормалдуу шарттагы бардык газдар электр тогун өткөрбөөчүлөр, же изоляторлор болуп эсептелишет.

1734-жылы окумуштуу Ш. Дюфе (1698—1739) жаратылышта электр заряддарынын эки гана түрү бар экендигин көргөзгөн. Эбонит таякчасын жүнгө сүргөндө анда пайда боло турган заряддарды «терс», ал эми айнек таякчасын жибек же териге сүргөндө анда пайда боло турган заряддарды «оң» деп кабыл алышкан.

1785-жылы француз окумуштуусу Ш. Кулон (1736—1806) электр заряддарынын өз ара тартышуу же түртүшүү б. а. аракеттенишуу законун ачкан.

XIX кылымдын 20—30 жылдарында электричество же нүндөгү илим бир кыйла жогору өнүктү.

1820-жылы окумуштуу Х. Эрстед (1777—1851) ток өтүп жаткан өткөргүчтүн жанына магнит стрелкасын койсо, өткөргүчтөгү ток тун багыты өзгөрүлүшү менен ал стрелканын абалы өзгөрүп стрелканын кыймылга келгенин байкаган. Мындан ток өткөн өткөргүчтүн айланасында магнит талаасы пайда болот деген жыйынтыкка келебиз. Ошол эле жылдын акырында А. Ампер (1775—1836) тескерисинче, ток өтүп жаткан өткөргүчтү магнит талаасына койсо, магнит талаасынын таасиринен ал өткөргүчкө механикалык күч таасир эткендигин байкаган. Мындан магниттин магнит талаасы жана токтун магнит талаасы бип-бирдей экендиги далилденген.

1831-жылы атактуу окумуштуу М. Фарадей (1791—1867) электромагниттик индукция кубулушун ачкан.

1833-жылы Петербургдагы академик Ленц электромагниттик индукция кубулушу учурундагы пайда боло турган индукциялык токтун багытын аныктоонун эрежесин берген.

1837—1852-жылдарда М. Фарадей электр заряддарынын өз ара аракет этишиндеги чөйрөнүн маанисин көрсөтүп, электр талаасы деген түшүнүктү киргизген.

1862—1865-жылдарда Дж. Максвелл (1831—1879) Фарадейдин бул көз карашын өнүктүрүп, математикалык жактан негизделген, электромагниттик талаанын теориясын түзгөн.

Максвелл электромагниттик толкундар жарык ылдамдыгы менен тарала тургандыгын далилдеген. Электромагниттик толкундар жарык ылдамдыгы менен таралганы менен алардын толкун узундуктары ар кандай болушу мүмкүн.

Толкун узундуктары узун болгон электромагниттик толкундар 1888-жылы немец окумуштуусу Г. Герц (1857—1894) тарабынан тажрыйбада алынган.

Мындай электромагниттик толкундар орус окумуштуусу А. Е. Попов (1859—1905) тарабынан радиону ойлоп чыгарууда дүйнө жүзүндө биринчи жолу колдонулган.

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

1. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫ. КУЛОНДУН ЗАКОНУ. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫ

Электр заряддарынын өз ара аракетин байкалган мейкиндик электр талаасы болуп эсептелет. Кандайдыр бир точкада электр аряды жайлаштырылган болсо анын айланасында электр талаасы айда болот. Ал эми электр талаасына сырттан башка заряд алынып келинсе ага талаа тарабынан белгилүү күч таасир этилет.

Салыштырмалуу кыймылсыз абалда болгон заряддар электростатикалык заряддар деп, алардын талаасы электростатикалык талаа деп аталат.

Салыштырмалуу кыймылсыз абалда турган электр заряддарынын өз ара аракет этишин жана алардын касиеттерин окута турган электростатикалык бир бөлүгү «электростатика» деп аталат.

Мындан ары бул главада электростатикалык заряддар жана электростатикалык талаалар гана каралат.

Электр заряддарынын өз ара аракет этишүү күчүнүн чоңдугу Кулондун закону боюнча аныкталат.

Точкалык эки заряддын өз ара аракет этишүү күчү алардын чоңдуктарынын көбөйтүндүсүнө түз, ал эми алардын аралыгынын квадратына тескери пропорциялаш:

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

Мында q_1 жана q_2 заряддардын чоңдуктары, r — заряддардын өз ара аралыгы, F — күчтүн чоңдугу.

Эгерде q_1 жана q_2 нин белгилери бирдей болсо F оң мааниге ээ, тескерисинче алардын белгилери ар түрлүү болсо күч терс мааниге ээ болот. Ошондуктан тартышуу күчү терс түртүшүү күчү оң маанигү деп кабыл алынат.

Кулондун закону заряддалган нерселердин чоңдуктары алардын өз ара аралыгына салыштырганда өтө кичине болгон учурда гана туура. Заряддалган эки нерсенин ар биринин өлчөмү алардын аралыгына караганда өтө кичине болсо бул заряддарды точкалык заряддар дейбиз. Жогорку формуладан $q_1 = q_2 = q$ десек $F = k \frac{q^2}{r^2}$

Эгер F менен r дин бирдиктери белгилүү болсо q нун бирдиги алар аркылуу белгилүү болот. F жана r кайсы системада алынса q нун бирдиги да электрдин ошол системадагы бирдиги деп кабыл алынат. Эгерде F жана r ди СГС системасында өлчөсөк б. а. $r=1$ жана $F=1$ дина деп кабыл алсак, атайылап $K=1$ дейбиз да зарядды абсолюттук электростатикалык бирдигин, же СГС бирдигин алган болубуз. Бул маанилерди Кулондун жогорудагы законуна коюп $q=1$ ди алабыз.

Демек электр зарядынын абсолюттук электростатикалык бирдиги үчүн чоңдугу жагынан өзүнө барабар жана андан бир сантиметр аралыкта турган зарядга бир дина күч менен таасир эткен заряддын чоңдугу кабыл алынат.

Заряддын бул бирдиги СГСЭ(q) түрүндө белгиленет. Практикада болсо электр заряддарынын бирдиги үчүн 1 кулон алынат.

$$1 \text{ кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}(q)$$

Физикада СГСЭ системасынан башка дагы электромагниттик система СдМ бар. Бул бирдиктер көпчүлүк учурларда практикада колдонууга ыңгайсыз. Ал бирдиктерде өлчөнүлгөн чоңдуктар техникада кездешүүчү физикалык чоңдуктарга караганда өлчөмү жагынан кээде өтө чоң, кээде өтө кичине болуп калат. Ошондуктан кийинки учурларда барлык шартка туура келе турган физикалык бирдиктердин эл аралык системасы кабыл алынган. Бирдиктердин бул системасы СИ деп белгиленет. СИ — система интернациональная (эл аралык система) деген сүйлөмдүн баш тамгаларынан кыскартылып алынган. СИ — системасында барлык физикалык чоңдуктар электротехникада, радиотехникада колдонулуп жүргөн бирдиктерде өлчөнөт.

СИ — системасы метр, кг, сек, ампер, градус, свеча деген алты негизги бирдиктердин жана радиан, стерадиан деген эки кошумча бирдиктердин негизинде түзүлгөн. Бул бирдиктердин жардамы менен калган башка физикалык бирдиктердин баарын туюнтууга болот. Ошондуктан калган бирдиктер туунду бирдиктер деп аталат.

$$\text{Мисалы: Күчтүн бирдиги } 1 \text{ н} = 1 \text{ кг} \cdot \frac{\text{м}}{\text{сек}^2};$$

$$\text{Жумуштун бирдиги } 1 \text{ дж.} = 1 \text{ н} \cdot \text{м} = 10^7 \text{ эрг.}$$

$$\text{Кубаттуулуктун бирдиги } 1 \text{ ватт} = 1 \frac{\text{дж}}{\text{сек}}.$$

$$\text{Электр зарядынын бирдиги } 1 \text{ к} = 1 \text{ асек ж. б. у. с.}$$

СИ — системасынын башка системалардан айырмасы — анда барлык физикалык формулалар атайын өзгөртүлгөн түрдө жазылат. Себеби практикада көп колдонула турган формулалардын көбүндө 4π коэффициенти кездешет. Эсептөөнү жеңилдетүү үчүн Кулондун формуласын жазганда алдын алып атайын $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ коэффициентине көбөйтүп жазат. Бул учурда формулалардан 4π кыскарып кетип ал формулалар ыңгайлуу түргө келет. Б. а. СИ системасында

Кулондун закону вакуум (боштук) үчүн

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$$

гүрүндө жазылат.

Ал эми белгилүү чөйрө үчүн бул формуланы жазганда диэлектрик туруктуулукту (ϵ) эске алыш керек, анда

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon r^2}$$

ϵ_0 — чондугу СИ — системасында белгилүү мааниге жана бирдикке ээ.

ϵ — берилген чөйрөдө боштукка салыштырганда эки заряддын аракет этүү күчү канча эсе кичине экендигин көрсөтүүчү сан.

ϵ_0 дун маанисин табуу үчүн $q_1 = q_2 = 1\kappa = 3 \cdot 10^9$ СГСЭ (q) жана $r = 1\text{ м} = 10^2\text{ см}$ деп эсептеп Кулондун закону боюнча F күчүнүн чондугун СИ системасында жана СГСЭ системасында эсептеп чыгып жана аларды салыштыралы.

СИ системасында

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1\kappa \cdot 1\kappa}{(1\text{ м})^2} = \frac{1\text{ н}}{4\pi\epsilon_0}$$

СГСЭ системасында

$$\begin{aligned} F &= \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2\text{ см})^2} \text{СГСЭ}(q) \cdot \text{СГСЭ}(q) = \\ &= \frac{9 \cdot 10^{18}}{10^4} \text{дн} = 9 \cdot 10^{14} \text{дн} = 9 \cdot 10^9 \text{ н} \end{aligned}$$

Бул күчтөр бири-бирине барабар болгондуктан алардын маанилерин барабарлайбыз:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{н} = 9 \cdot 10^9 \text{ н}$$

Мындан

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,85 \cdot 10^{-12}$$

ге барабар экендигин билдик, эми анын бирдигин аныктайлы.

ϵ_0 дун бирдигин табуу үчүн Кулондун формуласын пайдаланабыз:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2};$$

Мындан

$$\epsilon_0 \sim \frac{q_1 \cdot q_2}{F \cdot r^2} \sim \frac{1\kappa \cdot 1\kappa}{1\text{ н} \cdot \text{м}^2} \sim \frac{\kappa \cdot \kappa}{\text{н} \cdot \text{м} \cdot \text{м}} \sim \frac{\kappa \cdot \kappa}{\text{дж} \cdot \text{м}} \sim \frac{\kappa}{\text{в} \cdot \text{м}};$$

Демек ϵ_0 дун бирдиги $\frac{\kappa}{\text{в} \cdot \text{м}} = \frac{\Phi}{\text{м}}$; ϵ_0 дун маанисин бирдиги

менен жазсак $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \left(\frac{\Phi}{\text{м}} \right)$ болот.

Кулондун закону боюнча заряддын өз ара аракет этүү күчү аралыкка жараша өзгөрүп турат. Ошондуктан электр талаасын күч жагынан мүнөздөш үчүн талаанын чыңалышы деген түшүнү киргизилет.

Электр талаасынын берилген точкадагы чыңалышы деп ошол точкага жайлаштырылган оң бир зарядга талааны пайда кылган заряддын таасир эткен күчүн айтабыз. Демек, электр талаасынын чыңалышы—вектордук чоңдук жана талаанын күчтүк мүнөздөмөсү.

Эгерде берилген точкага оң бир заряд эмес, чоңдугу жагынан айырмаланган q_1 заряды жайланышкан болсо, анда ал точкадагы электр талаасынын чыңалышын табуу үчүн q_1 зарядына таасир эткен күчтүн чоңдугун ошол заряддын чоңдугуна бөлүш керек.

Талааны пайда кылган q заряды менен андан r аралыгында турган q зарядынын өз ара аракет этүүчү күчү

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q_1}{\epsilon \cdot r^2}.$$

Мындан

$$E = \frac{F}{q_1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^2}.$$

Демек

$$F = q_1 E; \quad E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^2}. \quad E = \frac{F}{q}$$

Ошентип точкадагы электр талаасынын чыңалышы талааны пайда кылган точканын заряддардын чоңдугуна түз, ал эми аралыктын квадратына тескери пропорциялаш.

Эгерде берилген точкадагы талаа бир нече заряддардан пайда болгон болсо, анда ал точкадагы чыңалыштын чоңдугу ар бир заряддын талааларынын чыңалыштарынын вектордук суммасына барабар.

§ 2. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН КҮЧ СЫЗЫКТАРЫ. ОСТРОГРАДСКИЙ-ГАУССТУН ТЕОРЕМАСЫ

Электр талаасын бардык жактан тагыраак мүнөздөш үчүн анын ар бир точкасындагы чыңалыштын чоңдугун билиш керек.

Ал үчүн математикалык формула боюнча барлык точканын чыңалыштын маанилерин эсептеп чыгуу зарыл.

Чыңалыштын чоңдугун аналитикалык жол менен эсептеп олтурбай эле график жолу менен мүнөздөө методун колдонуу ыңгайлуу болот.

Бул методду колдонуу үчүн талаанын күч сызыктары деген түшүнү киргизилет.

Каалаган точкаларында жүргүзүлгөн жанымалардын багыттары ошол эле точкалардагы электр талаасынын чыңалыштарынын век-

тордук багыттары менен дал келген сызыктар электр талаасынын күч сызыктары деп аталат. Электр талаасына жүргүзүлгөн күч сызыктар талаанын чыңалышынын ар бир точкадагы багытын гана көрсөтпөстөн ошол точкалардагы чыңалыштын чоңдуктарын да мүнөздөш керек. Ошондуктан күч сызыктардын жыштыктары талаанын ар бир жеринде чыңалыштын чоңдугуна туура келиши керек. Ачык айтканда күч сызыктардын жыштыгы (алардын багытына перпендикуляр коюлган 1 см^2 аянт аркылуу өтүүчү күч сызыктардын саны) ошол жердеги чыңалыштын чоңдугуна барабар болгондой кылып жүргүзүлөт:

$$E = \frac{\Delta N}{\Delta S}$$

Мында ΔN — болсо ΔS аянтчасы аркылуу өтүүчү күч сызыктардын саны.

Талаанын күч сызыктары деген түшүнүктү пайдаланып кандайдыр туюк бет аркылуу сыртка чыккан күч сызыктардын жалпы саны менен ошол туюк беттин ичинде жайлашкан заряддын чоңдугун байланыштырууга болот.

Белгилүү радиустагы шарды алып карайлы. Анын борборунда оң заряд q жайланышкан болсун. Шардын бетиндеги бардык точкалар борбордон бирдей аралыктарда тургандыктан алардын баарына күч сызыктардын бирдей жыштыгы (чыңалыштын бирдей чоңдуктары) туура келет, демек $E = \frac{N}{S}$ болот.

Шардын бетинин аянты $S = 4\pi r^2$ болгондуктан шардын бети аркалуу сыртка чыга турган күч сызыктардын санынын суммасы чыңалыштын чоңдугун шардын бетинин жалпы аянтына көбөйткөнгө барабар:

$$N = E \cdot 4\pi r^2$$

N — күч сызыктардын жалпы саны.

Чыңалыш $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$ болгондуктан жогорку формуланы төмөндөгүдөй жазууга болот:

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

Эгерде шардын борборуна $q_1, q_2, q_3 \dots, q_n$ заряддары жайланышкан болсо, бул формула мындай жазылат:

$$N_E = \frac{\sum q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon}$$

N тамгасындагы E белгиси бул формула талаанын чыңалышына тиешелүү экендигин көргөзөт. Демек электр талаасынын чыңалышынын агымы аларды пайда кылган заряддардын чоңдуктарынын суммасына пропорциялаш экен. Бул Остроградский — Гаусстун теоремасы деп аталат.

Остроградский — Гаусстун теоремасын индукциянын вектору үчүн да жазууга болот.

а) Адегенде шардын бети үчүн карайлы.

Индукциянын вектору деп чөйрөгө жараша өзгөрүлбөгөн, багыты векторунун багыты менен дал келген $D = \epsilon_0 \epsilon E$ векторун айтабыз. Мында E чөйрөдөн чөйрөгө өткөндө өзгөрүлүп турат.

$D = \epsilon_0 \epsilon E$ формуласына E нин маанисин коёлу:

$$D = \epsilon_0 \epsilon \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2} = \frac{q}{4\pi r^2}$$

Шардын бетине туура келүүчү индукция векторунун агымы

$$N_D = DS = \frac{q}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = q; \text{ же } N_D = q.$$

Демек индукциянын векторунун агымынын чоңдугу ошол шардын ортосуна жайланышкан заряддын чоңдугуна барабар экен, бирок чөйрөгө көз каранды эмес. Ушул эле корутунду ар кандай бет курчаган зарядга да тийиштүү.

Эгерде шардын ичине бир нече заряддар жайланышкан болсо индукция векторунун агымы ал заряддардын чоңдуктарынын суммасына барабар болот.

Б. а. $N_D = \Sigma q;$

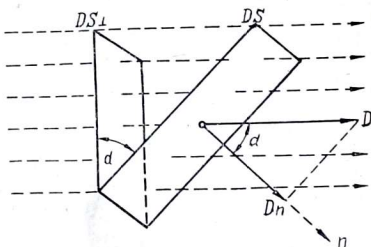
б). Белгилүү тегиздик аркылуу өткөн индукция векторунун агымын эсептеп чыгалы.

Берилген S тегиздигинин нормалы менен индукция векторунун ортосундагы бурчу α менен белгилейли. Горизонталдуу тегиздикке карата болгон S тегиздигинин проекциясы S_1 болсун.

α бурчу өтө чоң болбогон учурда $N_D = DS_1$ деп, жазууга болот. I-сүрөттөн $S_1 = S \cos \alpha$.

Анда $N_D = D \cdot \cos \alpha \cdot S = D_n \cdot S$

Эгерде берилген тегиздиктин барлык точкаларында электр талаасы бирдей болбосо ал тегиздиктен кандайдыр эң кичине ds бет-



I-сүрөт.

тин бөлүкчөсүн бөлүп алабыз да ds тин барлык точкаларында электр талаасы бир тектүү деп болжолдойбуз.

ds — бөлүкчөсүнө туура келген индукция векторунун агымы $dN_D = D_n dS$ формуласы менен аныкталат.

Ал эми берилген S тегиздигине туура келген индукциянын векторунун агымын аныкташ үчүн бул формуланы жалпы бети S бети боюнча интегралдаш керек.

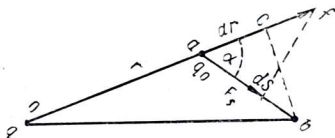
$$N_D = \int_S D_n dS$$

§ 3. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЖУМУШУ. ПОТЕНЦИАЛ

Эгерде белгилүү заряддын электростатикалык талаасына сырттан кандайдыр башка заряд алынып келинсе ал зарядга талаа тарабынан күч таасир этилет. Бул күчтүн таасири натыйжасында экинчи заряд биринчи заряддын электр талаасында кыймылга келип белгилүү аралыкка жылгандыктан жумуш аткарылат.

Берилген q зарядынын электр талаасынын «а» точкасына q_0 оң заряд жайланышкан болсун дейли.

Бул талаада q_0 заряды a точкасынан b точкага чейин ds аралыгына жылсын дейли. Анда электр талаасы тарабынан элементардык жумуш аткарылат.



2-сүрөт.

$$dA = F_s \cdot ds$$

Мында F_s — q заряды тарабынан q_0 зарядына аракет эткен F күчүнүн ds багытына болгон проекциясы.

Сүрөттөн

$$F_s = F \cdot \cos \alpha$$

Демек

$$dA = F \cdot ds \cdot \cos \alpha$$

Ал эми abc тик бурчтуу үч бурчтугунан $dr = ds \cdot \cos \alpha$ болгондуктан

$$dA = F \cdot dr \quad (1)$$

Бул формула менен q_0 заряды кандайдыр dr аралыгына которулгандагы жумуш аныкталат.

Ал эми q_0 заряддын кандайдыр r_1 аралыгынан r_2 аралыгына чейин которулгандагы аткарылган жумушту аныкташ үчүн (1) формуласын интегралдашыбыз керек.

$$A = \int_{r_1}^{r_2} F dr = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon} \cdot \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon} \cdot \int_{r_1}^{r_2} r^{-2} dr =$$

$$-\frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = \frac{q \cdot q_0}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = q_0 \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_1} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_2} \right)$$

Мындагы $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_1} = V_1$ жана $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon r_2} = V_2$ тамгалары менен белгиленет да талаанын биринчи жана экинчи точкаларындагы потенциалдарынын чоңдуктары болуп эсептелишет:

$$A = q_0(V_1 - V_2) = q_0 V \dots (2)$$

Демек электр талаасында аткарылган жумуш которулган заряддын чоңдугун талаанын баштапкы жана акыркы точкаларындагы потенциалдарынын айырмасына көбөйткөнгө барабар.

Эгерде q_0 жана $V_1 - V_2$ нин маанилери абсолюттук электростатикалык бирдикте берилсе анда жумуш $A = \text{Эрг}$ менен туюнтулат. Же болбосо жогорку чоңдуктар кулон жана вольт менен ченелсе анда аткарылган жумуш джоуль менен өлчөнөт.

(2) формуладан эки точкадагы потенциалдардын айырмасы деген түшүнүктү берүүгө болот.

Ал формуладан $V_1 - V_2 = \frac{A}{q}$ мындан $q_0 = +1$ десек $V_1 - V_2 = A$ болот.

Демек электр талаасынын эки точкасындагы потенциалдардын айырмасы оң бир зарядды талаанын биринчи точкасынан экинчи точкасына жылдырууга кеткен жумуштун чоңдугуна барабар.

Эгерде талаанын бир точкасынан экинчи точкасына 1 кулон зарядды жылдыруу үчүн 1 джоуль жумуш аткарылса ал точкалардын арасындагы потенциалдардын айырмасы 1 вольт болот.

Жогорудагы (2) формуланы пайдаланып энергиянын чоңдугун механикалык бирдиктерде эле өлчөбөстөн (эрг, джоуль ж. б.), электрдик бирдикте да өлчөөгө боло тургандыгын көргөзүүгө болот.

Эгерде q_0 зарядынын маанисин электрондун зарядына $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ барабар деп алып, потенциалдардын айырмасы $V_1 - V_2 = 1$ вольт десек буга туура келген энергиянын чоңдугу 1 электрон-вольт деп аталат:

$$1 \text{ эв} = 1,60 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \text{ в} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Зарядынын чоңдугу электрондун зарядына барабар болгон элементардык бөлүкчө вакуумда (боштукта — абасы жок жерде) чыңалуусу 1 вольт болгон аралыкты өткөндө ээ боло турган энергиянын чоңдугу 1 электрон-вольтко барабар болот.

Талаанын потенциалынын чондугу болсо белгилүү аныктама боюнча оң бир зарядды талаанын берилген точкасынан чексиздикке же—тескерисинче чексиздиктен берилген точкага жылдырып келүү үчүн зарп кылынган жумуштун чондугуна барабар.

Жогорудагы (2) формуласына V_1 жана V_2 нин маанилерин коюп жана потенциалдын аныктамасындагы шарттарды ($r_1=r$; $r_2=\infty$, $q_0=+1$) эске алып потенциалдын формуласын алабыз:

$$V = +1 \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon\infty} \right)$$

демек

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon r}$$

Берилген точкадагы электр талаасынын потенциалы талааны пайда кылган заряддын чондугуна түз пропорциялаш, ал эми точка менен заряддын аралыгына тескери пропорциялаш. Потенциалдын практикалык бирдиги вольт анын электростатикалык бирдиги менен төмөндөгүдөй байланышкан. $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ в} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}(q) \cdot 1 \text{ в}$

$$\left. \begin{aligned} 1 \text{ Дж} &= 10^7 \text{ эрг} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}(q) \cdot 1 \text{ в} \\ 10^7 \cdot \text{СГСЭ}(q) \cdot \text{СГСЭ}(V) &= 3 \cdot 10^7 \text{ СГСЭ}(q) \cdot 1 \text{ в} \end{aligned} \right\}$$

Мындан

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ СГСЭ}(V)$$

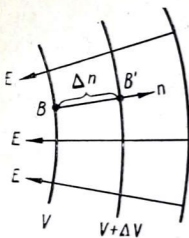
Берилген точкада талаанын потенциалы дегенде потенциалдын абсолюттук маанисин түшүнбөстөн ошол точканын потенциалы менен кандайдыр потенциалы «нөл» деп алынган экинчи точканын потенциалынын айырмасы деп түшүнөбүз.

Ошондуктан практикада Жердин потенциалы «нөл» деп алынат да талаанын ар бир точкаларынын потенциалы жердин потенциалына салыштырмалуу алынат.

§ 4. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНЫН ЧЫҢАЛЫШЫ МЕНЕН ПОТЕНЦИАЛДЫН ОРТОСУНДАГЫ БАЙЛАНЫШ

Электр талаасындагы потенциалдардын чондуктары бирдей болгон точкалардын геометриялык орду эквипотенциалдык бет деп аталат. Эквипотенциалдык беттердин сүрөттүн тегиздиги менен болгон кесилиши эквипотенциалдык сызыктарды берет. Бул беттердин барлык точкаларында потенциалдар бирдей болгондуктан ал беттер боюнча заряддардын жылып жүрүшүндө эч кандай жумуш аткарылбайт (анткени потенциалдардын айырмасы нөл). $A = q(V_1 - V_2) = qEl \cdot \cos\alpha$ формуласынан $V_1 = V_2$ болгондуктан $A = 0$; $q \neq 0$; $E \neq 0$; $l \neq 0$ ошондуктан

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \text{ же } E \perp l.$$



Э-сүрөт.

Демек, барлык учурда талаа тарабынан таасир эткен күч заряддын эквипотенциалдык бет боюнча которулуу багытына перпендикуляр аракет этет. Ал эми нерсенин кыймыл багытына перпендикуляр таасир эткен күч эч качан жумуш аткарбастыгы белгилүү.

Бири-бирине симметриялуу болуп эң жакын жайланышкан эквипотенциалдык беттерди карайлы.

Биринчи эквипотенциалдык беттин потенциалы V , экинчиники $V+\Delta V$, үчүнчү беттики $V+\Delta V$ ж. б. у. с болсун дейли.

Эквипотенциалдык беттер бири-бирине өтө жакын жайланышкандыктан чыңалыш E нин маанилерин Δn аралыгынын барлык точкаларында бирдей деп болжолдоого болот.

Биринчи эквипотенциалдык беттин B точкасындагы q заряды нормаль боюнча $BB' = \Delta n$ аралыгына жылсын дейли. Бул учурда кандайдыр бир жумуш аткарылат. Бул жумуштун чоңдугун эки жол менен аныктоого болот.

Биринчиден

$$A = F\Delta n = qE \cdot \Delta n$$

Экинчиден

$$A = q[V - (V + \Delta V)] = -q\Delta V$$

Барабардыктардын сол жагы барабар болгондон кийин алардын оң жактары да барабар.

$$qE\Delta n = -q\Delta V \text{ мындан } E = -\frac{\Delta V}{\Delta n}.$$

Мында $\frac{\Delta V}{\Delta n}$ нормаль багыты боюнча узундуктун бирдигине туура келген потенциалдын өзгөрүшүн көргөзөт да потенциалдын градиенти деп аталат. Демек электр талаасынын чыңалышы чоңдугу жагынан потенциалдын градиентине барабар.

Барабардыктын алдында минус белгиси E векторунун багыты потенциалдын азаюу багытына туура келет, же нормалдын багытына карама-каршы багытта болот дегенди көргөзөт.

Жалпак конденсатордун пластинкаларынын арасындагы талаанын потенциалдарынын айырмасы жана андагы электр талаанын чыңалышы төмөндөгүдөй формула менен байланышат.

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}$$

E — чыңалыш, $V_1 - V_2$ — потенциалдардын айырмасы, d — пластинкалардын ортосундагы аралык.

§ 5. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ӨТКӨРГҮЧ. ЭЛЕКТРОСТАТИКАЛЫК ИНДУКЦИЯ

Ар кандай заряддын тегерегинде электр талаасы пайда болот. Зарядды курчап турган чөйрөдө бул талаа белгилүү таасирди көрсөтөт. Курчап турган чөйрөнүн электрдик жаратылышына карата бул таасир ар түрдүү болот. Эгер курчап турган чөйрөдө эркин заряддар болсо алар талаада кыймылда болушат. Эгер байланышкан заряддар болушса, алар талаада белгилүү бир багыт боюнча жайланышат.

Азыркы көз караш менен алганда өткөргүчтөрдүн атомдору (буларга бүткүл металлдар киришет) козголбос оң заряддалган ядролордон жана алардын тегерегинде айланып жүргөн электрондордон турушат. Эң тышкы электрондор ядродон өтө алыс болуп ядро менен начар байланышкан. Ошондуктан атомдор жакын жайланышканда эң тышкы электрондор өзүнүн атомдорун таштап башка атомдорго жылып кетиши мүмкүн. Мындай электрондорду эркин же коллективдешкен электрон дейбиз. Эркин электрондор өткөргүчтүн электр өткөрүүчүлүгүнө себеп болгон материалдык бөлүкчөлөр болушат. Өткөргүч өзүнчө эркин болгондо андагы электрондор тартипсиз кыймылда болушат, аларда багыттуу кыймыл болбойт. Ошондуктан, жалпысынан алганда, электр тогу жок. Эгер өткөргүчтүн айланасында турактуу электр талаасы түзүлсө же өткөргүч электр талаасында жайланышса, анда өткөргүчтөрдөгү эркин электрондор өткөргүчтүн ичинде талаанын багытына каршы кыймылга келишет. Нерсенин бир жак бөлүгүндө электрондор мурдагыдан көп болуп, тегири жагында электрондор мурдагыдан аз болуп калат. Электрондордун заряды терс болгондуктан нерсенин бир жагында заряд терс болуп, электрондор азайып калган жагында заряд оң болуп калат. Натыйжада, электр талаасында турган өткөргүч карама-каршы белгиде заряддалып калат. Мындай заряддалуу таасир (индукция) менен заряддалуу деп аталат. Өткөргүчтүн ичиндеги талаа тыштагы (индукциялоочу) жана ичтеги (индукцияланган) талаалардын суммасынан турат. Эгер тыштагы талаа болбосо өткөргүч заряддалбаган болот, б. а. ичинде талаа болбойт. Эгерде тышта талаа болсо өткөргүчтүн ичиндеги натыйжалоочу талаа дагы эле болбойт. Себеби натыйжалоочу талаанын чыңалышы $E = E_0 + E'$ эки карама-каршы бирдей чыңалыштардан турат, $E_0 = -E'$. Бирок $E = E_0/\epsilon$ болгондуктан өткөргүчтөрдө $\epsilon \rightarrow \infty$ деп алууга мүмкүн. Металлдын ичинде талаа болбогондуктан анын бети турактуу потенциалдарга ээ болуу керек.

§ 6. ЭЛЕКТР СЫЙЫМДУУЛУГУ. КОНДЕНСАТОРЛОР

Тажрыйбада ар түрдүү өткөргүчтөрдү чоңдугу бирдей болгон электр саны менен заряддасак алардын потенциалдары бирдей эмес ар кандай мааниге ээ боло тургандыгы далилденген. Б. а.

ар түрдүү өткөргүчтөрдүн өзүнө электр санын батыруу (сыйдыруу — кабыл алуу) касиети ар башкача болот. Өткөргүчтөрдүн бул касиети электр сыйымдуулук деген физикалык чоңдук менен мүнөздөлөт. Өткөргүчтөрдүн сыйымдуулугу алардын айлана чөйрөсүндө башка өткөргүчтөрдүн бар же жок экендигине карата ар түрлүү чоңдукта боло тургандыгы далилденген.

Ошондуктан адегенде өзүнчө жекече бөлүнүп алынган өткөргүчтөрдүн сыйымдуулугун карайбыз. Өткөргүчкө заряд берилген сайын анын потенциалы өсө баштайт.

Өзүнчө (жекече) бөлүнүп алынган өткөргүчтүн сыйымдуулугу мурда заряддалбаган өткөргүчтүн потенциалын бир бирдикке көтөрүүгө керек болгон электр санына барабар б. а.

$$C = \frac{q}{V}$$

Сыйымдуулуктун *cvcэ* системасындагы бирдигин алуу үчүн Кулондун законунан $q^2 = Fr^2$ жана электрдик жумуштун $A = qV$ формуласынан пайдаланабыз. Анда

$$|C| = \left| \frac{q}{V} \right| = \left| \frac{q^2}{A} \right| = \left| \frac{F \cdot r^2}{F \cdot r} \right| = |r|.$$

Демек сыйымдуулуктун бирдиги узундуктун бирдигине туура келет.

Радиусу 1 см болгон жекече бөлүнүп алынган шардын сыйымдуулугу СГСЭ системасында сыйымдуулуктун бир бирдиги үчүн кабыл алынат.

Практикада болсо сыйымдуулуктун бирдиги үчүн *фарада* кабыл алынган.

Өткөргүчкө 1 кулон электр санын бергенде потенциалы 1 вольтко барабар бирдикке ашса (көтөрүлсө) анын сыйымдуулугу 1 фарадага барабар болот.

$$1_F = \frac{K}{b} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{СГСЭ}(q)}{300 \text{СГСЭ}(V)} = 9 \cdot 10^{11} \text{см} = 9 \cdot 10^6 \text{ км}$$

Демек өзүнчө бөлүнүп алынган өткөргүчтүн сыйымдуулугу бир фарадага барабар болсун үчүн радиусу $9 \cdot 10^6$ км болгон туюк шарды куруу керек. Бул аралык жердин радиусуна караганда 1400 эсе чоң. Бул салыштыруудан өзүнчө бөлүнүп алынган өткөргүчтөрдүн сыйымдуулугу өтө кичине экендиги көрүнүп турат.

Өткөргүчтүн сыйымдуулугун чоңойтуу үчүн электростатикалык индукция кубулушун пайдалануу керек. Жекече турган өткөргүч V потенциалына чейин заряддалган болсун дейли.

Ага заряддалбаган экинчи өткөргүчтү жакындаталы. Бул учурда биринчи өткөргүчтүн потенциалынын чоңдугу азая баштаганды-

гы байкалат. Мунун себеби төмөндөгүчө: качан оң заряддалган A нерсеге экинчи заряддалбаган B өткөргүчүн жакындатканда электростатикалык индукция кубулушу боюнча B өткөргүчүнүн терс заряддары A өткөргүчү жакка, ал эми оң заряддары тескерисинче A өткөргүчүнөн алыстап, B нын сырткы бети жакка которулат. Бул заряддар B өткөргүчүндө өзүлөрүнүн электр талаасын пайда кылат. B өткөргүчүндөгү терс заряддар A өткөргүчүнө жакын болгондуктан анын электр талаасы A дан алысыраак жайланышкан оң заряддардын талаасына караганда A өткөргүчүндөгү потенциалга күчтүрөөк таасир этет. Ошондуктан A өткөргүчүндөгү оң заряддан пайда болгон электр талаанын потенциалы төмөндөйт.

$C = \frac{q}{V}$ формуласы боюнча B өткөргүчүн A өткөргүчүнө жакындатканда A дагы заряддын чоңдугу өзгөрбөйт, бирок потенциалы кичирейгендиктен анын сыйымдуулугу чоңоёт. A өткөргүчүндөгү оң жана ага жакын турган B өткөргүчтүн терс заряддары бири-бири менен өз ара байланышкан болот.

Эгерде B өткөргүчүнүн потенциалы нөлгө барабар болгон жер менен өткөргүч аркылуу туташтырсак андагы артыкбаш түрүндө турган оң заряддар жерге өтүп кетишет. Ушундай шартта жайланышкан эки өткөргүчтүн системасы конденсаторлор деп аталат.

Жалпак конденсаторлордогу электр талаасы анын пластинкаларынын арасындагы мейкиндикте гана болот.

Жалпак конденсатордун пластинкаларынын арасында талаанын күч сызыктары пластинкалардын беттерине перпендикуляр болгон жарыш түз сызыктар түрүндө болот. Ал эми пластинкалардын четтеринде күч сызыктар жарыш түз сызыктар түрүндө болбостон сыртты көздөй ийилген ийри сызык түрүндө болот.

Жалпак конденсатор үчүн сыйымдуулуктун формуласын чыгаралы. Ал үчүн сыйымдуулуктун аныктамасында $C = \frac{q}{V_1 - V_2}$ формуласына q жана $V_1 = V_2$ нин маанилерин талаанын чыңалышынын чоңдугу аркылуу туюнтуп коюшубуз керек.

Остроградский — Гаусстун теоремасы боюнча $N = ES$ экинчи жактан

$$N = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon}$$

Бул барабардыктардан

$$ES = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \text{ же } q = \epsilon_0 \cdot \epsilon ES$$

Ал эми чыңалыш менен потенциалдын байланышы боюнча

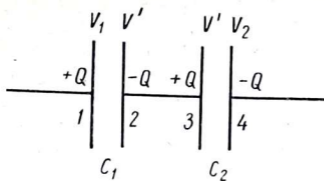
$$V_1 - V_2 = Ed$$

Эми q менен $V_1 - V_2$ нин маанилерин жогорку сыйымдуулуктун формуласына коёбуз.

$$\frac{q}{V_1 - V_2} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E \cdot S}{E \cdot d} \text{ . Мындан } C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot C}{d}$$

2-3217 РЕДАКЦИЈА

ИНВ № 444306



4-сүрөт.

Демек, жалпак конденсатордун сыйымдуулугу пластинкалардын бетинин аянтына түз, ал эми алардын өз аралыгына тескери пропорциялаш.

Конденсаторлордун сыйымдуулугун өзгөртүү (көбөйтүү же азайтуу) үчүн аларды удаалаш жана жарыш туташтыруулар колдонулат.

4-сүрөт түрүндөгү туташтыруулар удаалаш туташтыруулар деп аталат.

Удаалаш туташтырылган конденсаторлордун пластинкаларынын ортосундагы потенциалдардын айырмаларын табалы. Удаалаш кошкондо индукция закону боюнча пластинкалардагы заряддар өз ара барабар.

Ошондуктан

$$V_1 - V' = \frac{q}{C_1} \quad V' - V_2 = \frac{q}{C_2}$$

Мында экинчи жана үчүнчү пластинкалар өз ара өткөргүч менен туташтырылгандыктан алардын потенциалдарынын чоңдуктары бирдей болот.

Биринчи барабардыкты экинчиге кошсок төмөнкүнү алабыз:

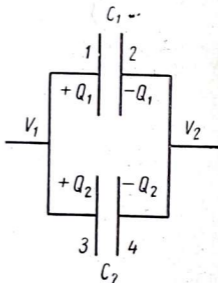
$$V_1 - V_2 = q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) = q \left(\frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \right)$$

Эгер экөөнү бир конденсатор деп карасак $V_1 - V_2 = \frac{q}{C}$ болот эле.

$$\text{Мындан } \frac{1}{C} = \frac{C_1 + C_2}{C_1 \cdot C_2} \text{ же } C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}$$

Демек, конденсаторлорду удаалаш туташтырганда жалпы сыйымдуулук айрым конденсаторлордун сыйымдуулуктарынын көбөйтүндүсүн алардын суммасына бөлгөнгө барабар.

5-сүрөт түрүндөгү туташтыруулар жарыш туташтыруулар деп аталат. Мындай туташтырууларда эки конденсатор үчүн тең потенциалдардын айырмасы бирдей болот, анткени оң жактагы жана сол жактагы өткөргүч пластинкалар өз ара туташкан. Конденсаторлордун пластинкаларындагы заряддардын чоңдуктарын потенциалдардын айырмасы жана сыйымдуулук аркылуу байланыштырып жазалы.



5-сүрөт.

$$q_1 = C_1(V_1 - V_2) \quad q_2 = C_2(V_1 - V_2)$$

Булардын суммасын алсак $q_1 + q_2 = (C_1 + C_2)(V_1 - V_2)$

Эгерде системаны бир пластинка деп карасак

$$Q = q_1 + q_2 = C(V_1 - V_2),$$

болот эле.

Демек $C = C_1 + C_2$

Б. а. конденсаторлорду жарыш улаштырууда жалпы сыйымдуулук айрым конденсаторлордун сыйымдуулуктарынын суммасына барабар.

Демек практикада электр сыйымдуулугун көбөйтүү жагынан конденсаторлорду удаалаш туташтырганга караганда жарыш туташтыруу пайдалуу. Практикада — радиотехникада, электротехникада ж. б. техниканын көп жеринде конденсаторлордун ар кандай түрлөрү (сыйымдуулуктары турактуу жана өзгөрмөлүү болгон жана алардын ар түрдүү формалары) колдонулат. Бирок биз жалпак конденсаторлорду кароо менен гана чектелебиз.

§ 7. ЗАРЯДДАЛГАН НЕРСЕЛЕРДИН ЭНЕРГИЯСЫ

Нерселерди белгилүү потенциалга чейин заряддаш үчүн белгилүү жумуш зарп кылынат. Бул жумуш заряддалган нерсенин энергиясын көбөйтүү үчүн кетет. Ошондуктан заряддалган нерселер белгилүү энергияга ээ болот.

Мисал катарында кээ бир заряддалган нерселердин энергияларынын чоңдуктарын эсептеп көрөлү.

а) Эки точкалык заряддан турган системанын электр энергиясын эсептеп чыгалы.

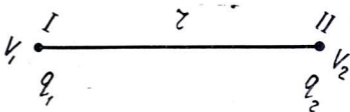
Бул энергиянын чоңдугу q_1 жана q_2 заряддарын чексиздиктен берилген точкаларга чейин которуп келүүгө кеткен жумуштун чоңдугуна барабар болот.

б. а. $W = A_1 + A_2$.

Биринчиден q_1 заряддын чексиздиктен I точкасына алып келүүнү карайлы. q_1 заряддын чексиздиктен I точкасына алып келүүдө эч кандай жумуш аткарылбайт, себеби q_1 заряды I точкасынан орун алганда q_2 заряды али да чексиздикте калган болот.

Ошондуктан чексиз аралыкта турган q_1 жана q_2 заряддарынын өз ара аракет этүүчү күчү нөлгө барабар.

Демек $A_1 = 0$. Анда $N = A_2$. Эми q_1 заряды I точкасынан орун алгандан кийин q_2 заряддын чексиздиктен II точкага көчүрүп келүү керек. Бул учурда белгилүү жумуш аткарылат. Себеби q_2 заряды II точкага келгенде q_1 зарядынын айланасында алдын ала электр талаасы пайда болгон болот.



6-сүрөт.

Мурдатан белгилүү формула боюнча $A_2 = q_2(V_2 - V_\infty)$. Заряддардан чексиз алыс турган точкаларда талаанын потенциалы нөлгө барабар болгондуктан $V_\infty = 0$.

Анда жогорку формулалар боюнча

$$A_2 = q_2 V_2; \text{ б. а. } W = q_2 \cdot V_2$$

Мында V_2 — болсо q_1 зарядынын талаасынын III точкадагы потенциалынын чоңдугу болуп эсептелет.

б. а. $V_2 = \frac{q_1}{r}$ Мында r — эки заряддын аралыгы.

V_2 нин маанисин койсок

$$W = \frac{q_2 \cdot q_1}{r} = \frac{1}{2} q \frac{q_2}{r} + \frac{1}{1} q_2 \frac{q_1}{r}.$$

Бул формулада $\frac{q_2}{r} = V_1$ болсо q_2 зарядынын электр талаасынын I точкадагы потенциалы болгондуктан жогорку формуланы төмөнкүчө жазарбыз:

$$W = \frac{1}{2} q_1 \cdot V_1 + \frac{1}{2} q_2 \cdot V_2$$

б). Жекече алынган нерсени заряддагандагы анын энергиясын эсептеп чыгалы.

Кандайдыр өткөргүч q заряды менен V потенциалына чейин заряддалган болсун деп болжолдойлу. Бул нерсеге дагы кошумча элементардык заряды берилсин дейли. Бул кичине заряддын эсебинен потенциалдын өзгөрүшүн эсепке албайбыз. dq — ну нерсеге берүүдө элементардык dA жумушу аткарылат:

$$dA = dq(V - V_\infty)$$

Мында $V_\infty = 0$ болгондуктан $dA = Vdq$ болот.

Ал эми бул өткөргүчкө белгилүү сандагы q зарядын берүүгө кете турган жумуштун чоңдугун эсептеп чыгуу үчүн акыркы барабардыкты интегралдайбыз.

$$A = \int_0^V Vdq$$

Заряддын чоңдугу $d = CV$

анда $dq = C dV$

dq нун маанисин койсок

$$A = C \int_0^V V dV = \frac{C \cdot V^2}{2}.$$

Жогоруда айтылган боюнча бул жумуштун чоңдугу заряддалган нерсенин энергиясына барабар б. а.

$$W = \frac{CV^2}{2} = \frac{CV \cdot V}{2} = \frac{1}{2} qV.$$

Эгерде жалпак конденсаторлорду карасак V потенциалынын ордуна пластинкалардын арасындагы потенциалдардын айырмасы алынат:

$$W = \frac{1}{2}q(V_1 - V_2)$$

в) Электр талаасынын энергиясы

Электр талаасынын энергиясын эсептеп чыгаруу үчүн чыгарылган формуладан заряд q менен $V_1 - V_2$ нин маанилерин электр талаасын мүнөздөй турган чыңалыштын чоңдугу менен туюнтуу керек.

Мурдагы формулалардан $q = \epsilon_0 \epsilon ES$; $V_1 - V_2 = Ed$; Булардын маанилерин жогорку формулага койсок:

$$W = \frac{1}{2}q(V_1 - V_2) = \frac{1}{2}\epsilon_0 \epsilon ES \cdot Ed = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon}{2} \cdot E^2 Sd = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} \cdot E^2 \cdot V$$

Мында $V = S \cdot d$ конденсатордун эки пластинкалары менен чектелген мейкиндиктин көлөмү.

Эгерде көлөм бирдигине туура келген энергиянын чоңдугун — энергиянын көлөмдүк тыгыздыгын тапсак.

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \epsilon E^2 \quad \text{же} \quad \omega = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E \cdot E = \frac{1}{2} DE$$

Бул формулалар бир тектүү электр талаасы үчүн гана туура болот. Бул формулалар биринчи жолу Максвелл тарабынан чыгарылган. Максвеллдин формуласынын негизинде электр талаасынын бар экендиги реалдуу чындык, жана ал жалпы материянын бир түрү экендиги далилденген.

Фарадей менен Максвеллдин иштерине чейин электр талаасы деген түшүнүк тым эле заряддалган нерселердин касиеттерин түшүндүрүү үчүн ойлоп чыгарылган схема деп эсептеп, чындыгында объективдүү электр талаасы жок, электр энергиясы конденсатордун пластинкаларынын арасындагы мейкиндикте эмес ал пластинкалардын өзүндө гана болот деп эсептеп келишкен.

Ал эми Фарадей — Максвеллдин теориясы электр энергиясын кайсы жерде электр талаасы болсо ошол жерде экендигин далилдеди.

Б. а. эгерде $E \neq 0$ болсо $W \neq 0$ болот.

Тескерисинче $E = 0$ болсо, сезсүз $W = 0$ болот.

Электр талаасы болгон жерде чыңалыштын чоңдугу нөлгө барабар эмес, ошондуктан ошол жерде электр энергиясы нөлгө барабар болбойт.

§ 8. ЭЛЕКТР ТАЛААСЫНДАГЫ ДИЭЛЕКТРИКТЕР

Классикалык физиканын көз карашы боюнча температура өтө жогору болбогон жана сырттан күчтүү электр талаасы таасир этпеген учурда диэлектриктерде металлдардыкындай эркин элект-

рондор жок болот. Ошондуктан нормалдуу шартта алар электр тогун өткөрбөйт. Диэлектриктин ар бир молекуласында (же атомунда) оң заряддалган ядро жана чоңдугу жагынан ядронун зарядына барабар, бирок белгиси жагынан ага карама-каршы болгон зарядга ээ болгон электрондор бар. Ошондуктан жалпысынан алып караганда диэлектриктердин молекуласы (атому) нейтралдуу абалда турганы менен алар электрдик касиетке ээ эмес деп айтууга болбойт.

Белгилүү аралыкта турган жана ажырагыс болуп туташкан оң жана терс эки заряд диполь деп аталат. Ядронун жалпы зарядын $+q$ деп белгилесек ал заряд атомдун борборунда жайланышкан болот. Ал эми бардык терс заряддардын суммасын $-q$ менен белгилесек, бул заряд барлык терс заряддалган электрондордун оордук борбору болгон точкада жайланышкан деп айтууга болот.

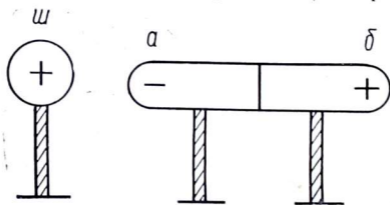
Мындай белгилөөлөрдү киргизгенден кийин диэлектриктин атомдорун $+q$ жана $-q$ заряддарынан турган диполь катарында кароого болот. Мындай диполь $P_e = qr$ ге барабар болгон электрдик момент менен мүнөздөлөт. Мында q ядронун заряды, r болсо ядро менен $-q$ заряды жайлашкан точканын аралыгы.

Кээ бир диэлектриктердин молекулаларында (мисалы H_2 , N_2 , углеводороддо) терс заряддалган электрондор ядронун тегерегинде симметриялуу жайланышкан болушат. Ошондуктан алардын оордук борбору молекуланын оордук борбору менен дал келип калат. Ушул себептен бул молекулаларда диполдук момент $P_e = 0$ болот.

Бул молекулалар полярдуулугу жок молекулалар деп аталат. Ал эми көпчүлүк диэлектриктердин молекулаларында электрондор ядрого салыштырмалуу симметриялуу жайланышпаган болот. Ошондуктан терс заряддардын оордук борбору менен ядронун оордук борбору бири-бирине дал келишпейт. Ушул себептен мындай молекулаларда дайыма диполдук момент нөлгө барабар эмес жана турактуу мааниге ээ болот.

Мындай молекулалар полярдуу молекулалар деп аталышат. Буларга H_2O , NH_3 , HCl ж. б. дын молекулалары кирет.

Эгерде кандайдыр бир терс заряд менен заряддалган металл шарын алып ага бири-бири менен тыгыз бириктирилген эки металл цилиндрди жакындатсак (7-сүрөттөгүдөй кылып) электростатикалык



7-сүрөт.

индукция кубулушунун натыйжасында «а» цилиндри оң, «b» цилиндри терс заряддалган болот.

Ушул учурда «а» цилиндри кыймылсыз калтырып «b» цилиндри оң жакка жылдырып кетсек, «а» цилиндри оң, ал эми «b» цилиндри терс заряддалган боюнча бөлүнүп кетишет. Б. а., ушул жөнөкөй жол менен металлдардагы оң жана терс заряддарды бири-биринен ажыратып алууга болот экен.

Ал эми диэлектриктерде болсо мындай жол менен оң жана терс заряддарды бири-биринен бөлүп алууга болбойт.

Себеби: диэлектриктерде оң жана терс заряддар бири-бири менен өтө күчтүү байланышкан болот. Ошондуктан заряддарды бири-биринен ажыратуу өтө татаал.

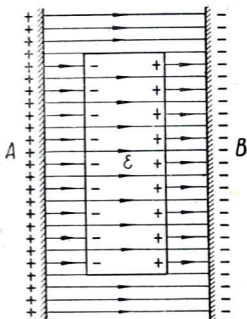
Эгерде диэлектриктердин атомдору күчтүү электр талаасында болсо оң заряд бир жакка терс заряд экинчи жакка жылып атомдор поляризацияланышат.

Диэлектрикти жалпак конденсатордун эки пластинкасынын ортосундагы электр талаага жайланыштырсак диэлектриктин молекулалары поляризацияланышып талаанын багыты боюнча өздөрүнчө катарга жайланышкан болот. Мындай жанаша бир катарда жаткан эки молекуланын биринчисинин оң заряддалган жагы экинчисинин терс заряддалган жагына жакын жайланышкан болот. Ошондуктан диэлектриктин ортосундагы бардык поляризацияланган молекулалардын электр талаалары эки-экиден бири-бири менен нейтралдашкан болушат.

Диэлектриктин сол кырындагы жана оң кырындагы заряддар нейтралдашпай калышат. Алар өзүнүн электр талааларын түзүшөт.

Диэлектриктин сол кырындагы терс заряддар өзүнүн электр талаасы менен *A* пластинкасындагы оң заряддын талаасын начарлатат. Ал эми диэлектриктин оң кырындагы оң заряддар өзүнүн электр талаасы менен *B* пластинкасындагы терс заряддардын талаасын начарлатат.

Ошентип жалпысынан алганда диэлектриктин болушунун натыйжасында *A* жана *B* пластинкаларынын ортосундагы электр талаасы начарлайт. Б. а., талааны мүнөздөй турган талаанын чыңалышы жана пластинкаларындагы талаанын потенциалынын чоңдуктары кичиреет. Электр талаасынын начарлашы ар түрдүү диэлектриктерде ар башка болот. Диэлектриктердин бул касиетин мүнөздөй турган чоңдук *E* диэлектриктик туруктуулук деп аталат. Ошондуктан



8-сүрөт.

белгилүү чөйрө үчүн электростатиканын формулалары төмөндөгүдөй жазылат:

$$F = \frac{1 \cdot q_1 \cdot q_2}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r^2}; \quad E = \frac{1 \cdot q}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r^2}; \quad V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r};$$

Жалпак конденсаторлордун пластинкаларынын ортосунда диэлектрик болгондо анын сыйымдуулугу чоңоёт. Мунун себеби, качан диэлектрик бар болгон учурда конденсатордун пластинкаларындагы заряддардын чоңдуктары өзгөрбөйт, бирок алардын потенциалдары азаят.

Ошондуктан $C = \frac{q}{V}$ формуласы боюнча конденсатордун сыйымдуулугу чоңоёт.

Жалпак конденсаторлордун пластинкаларынын арасында диэлектрик болгондо анын сыйымдуулугунун формуласы төмөндөгүдөй жазылат:

$$C = \frac{q}{V} = \frac{\sigma_0 \cdot S}{Ed} = \frac{\sigma \cdot S}{E_0 d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon \sigma \cdot S}{\sigma \cdot d} = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot \frac{S}{d}$$

§ 9. СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКТЕР

Кээ бир аралашмалардан турган заттар эң кызык диэлектриктик касиетке ээ экендиги байкалган. Бул касиеттер биринчи жолу сегнет тузунда экендиги далилденген. Ошондуктан андай касиетке ээ болгон заттар сегнетоэлектриктер деп аталып калган.

Сегнет тузунун диэлектриктик касиеттери 1930—1934 жылдарда академик И. В. Курчатовдун лабораториясында эң толук изилденген. Сегнет тузунун ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$) кристаллы ромбалык сингонияга кирет.

Сегнетоэлектриктердин башка диэлектриктерге салыштырганда төмөндөгүдөй айырмалыктары бар.

Биринчиден аларда анизотропия касиети эң көрүнүктүү байкалат. Кристаллдардын ар түрдүү кристаллографиялык багыттары боюнча физикалык жана техникалык касиеттеринин бирдей эмес, ар түрдүү болушу анизотропия деп аталат.

Кристаллдардын бул касиети анын ар түрдүү кристаллографиялык багыттары боюнча атомдорунун бири-биринен ар кандай аралыктарда жайланышкандыгы менен түшүндүрүлөт.

Экинчиден сегнетоэлектриктердин диэлектриктик туруктуулугунун чоңдугу кандайдыр белгилүү температуранын интервалында эң чоң мааниге жетет.

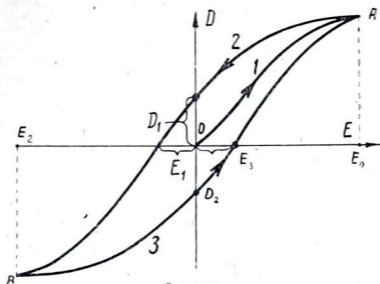
Кээ бир учурларда 10000 бирдикке жакындаган учурлар да болот. Үчүнчүдөн сегнетоэлектриктерде индукциянын вектору D нын электр талаасынын чыңалышынан болгон көз карандылыгы түз пропорциялаш болбой калат.

Б. а., $D = \epsilon_0 \cdot \epsilon E$ формуласынан диэлектриктик туруктуулук турактуу чоңдук болбостон, өзү талаанын чыңалышынан көз каранды

боло баштайт. Бул учурдагы D нын E ден болгон көз карандылыгын график түрүндө көрсөтсөк 9-сүрөттөгүдөй болот.

Сырткы электр талаанын чыңалышынын чоңоюшу менен индукция векторунун өзгөрүшү «1» ийри сызыгы менен көргөзүлгөн. Чыңалыштын мааниси E_0 дон ашса D өспөйт, б. а. каныгуу болот.

Эгерде акыркы точкага (А) жеткенден кийин кайрадан сырткы талаанын чыңалышын азайта баштасак D нын чоңдугу «2» ийри



9-сүрөт.

сызыгы боюнча кичиреет. Качан электр талаасы нөлгө барабар болгондо ($E=0$); $D=D_1$ болуп сегнетоэлектриктердин ичинде калтырылган поляризация бар экендиги көрүнүп турат. Ал эми бул калтырылган поляризацияны жоготуу үчүн мурдагы электр талаанын багытына карама-каршы багыттагы электр талаасын түзүү керек. Бул мурдагыга тескери багытталган жаңы талаанын чыңалышын акырындап чоңойтуп отурсак, чыңалуунун мааниси E , болгондо калтырылган поляризация нөлгө барабар болуп ($d=0$), андан ары сегнетоэлектриктерде кайрадан жаңы багыттагы поляризация пайда боло баштайт. Талаанын чыңалышын E_1 ден солго чоңойтуп отурсак E_2 ге жеткенде кайра каныгуу болот.

Талаанын чыңалышы E_2 ге жеткенде кайрадан талаанын чыңалышын азайта баштасак индукциянын вектору «3» ийри сызыгы боюнча кичиреет. Качан талаанын чыңалышы нөлгө барабар болгондо индукциянын вектору нөлгө барабар болбостон D_1 болуп қалат.

Бул калдыктуу поляризацияны жоготуу үчүн таасир этип жаткан электр талаасына карама-каршы (эң адегендеги талаанын багытындай багытта) багыттагы талааны кайрадан пайда кылуу керек. Чыңалыштын мааниси E_3 болгондо гана $D=0$ болот. Бул жаңы талаанын чыңалышын акырындап чоңойто берсек кайрадан D вектору чоңоё берет да эң мурдагы точкага барып кошулат. Бул туюк ийри сызыктар ГИСТЕРЕЗИСТИН тузагы деп аталат.

Сегнетоэлектриктердин касиеттери температуранын чоңдугунан көз каранды экендиги байкалган. Эгерде сегнетоэлектриктердин температурасы белгилүү бир температурадан жогору болсо жогоруда айтылган касиеттери жоголуп кадимки диэлектриктерге айланат. Бул температура **кюри температурасы** же **кюри точкасы** деп аталат да ар кандай сегнетоэлектриктер эки кюри температурасына ээ боло тургандыгы далилденген.

Мисалы. Сегнет тузу үчүн кюри температуралары ($+25,5^{\circ}\text{C}$ жана -15°C). Б. а. сегнет туздары үчүн сегнетоэлектриктик касиети ушул температуралардын арасында гана болот. Эгерде температурасы -15°C дан төмөн же $+25,5^{\circ}\text{C}$ дан жогору болсо алардын сегнетоэлектриктик касиеттери жоголот. Сегнет тузунан башка да калий фосфаты (KH_2PO_4) барийдин метатитанаты (BaTiO_3) сегнетоэлектриктик касиетке ээ. Барийдин метатитанаты үчүн Кюри точкасы -80°C , ал эми диэлектриктик туруктуулугу 6000—7000 бирдикке жетет.

Сегнетоэлектриктер сыйымдуулугу өтө чоң болгон конденсаторлорду жасоодо колдонулат. Ошондуктан булардын техникада өтө чоң мааниси бар.

Сегнетоэлектриктик касиеттердин пайда болушу—алардын ичинде (майда бөлүкчөлөрү бири-бири менен өтө күчтүү байланышкандыктан) атомдордун өз алдынча поляризацияланган айрым-айрым областтары (домендери) бар болушу менен түшүндүрүлөт.

Сырттан таасир этүүчү электр талаасы жок болгон учурда диэлектриктеги эң көп майда домендердин ар биринин ичинде атомдор (молекулалар) ар түрдүү багыттар боюнча поляризацияланган болгондуктан кристаллдын жалпы өзүн карасак поляризацияланбаган болот.

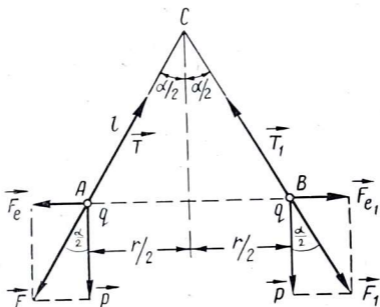
Эгерде сырттан күчтүү электр талаасы таасир этсе ар башка домендердин ичиндеги бардык поляризацияланган атомдор бир багытта жайлана башташат да сегнетоэлектриктик касиеттер эң ачык түрдө байкала баштайт.

Кээ бир кристаллдарды, мисалы, сегнет тузу, кварц, кант, барийдин метатитанаты сырттан электр талаасы таасир этпеген учурда эле механикалык жол менен деформацияласа, алардын грандарында поляризациядан пайда болгон заряддарга окшогон заряддар пайда боло тургандыгы байкалган.

Бул кубулуш Пьер жана Жак Кюри тарабынан 1880-жылы ачылып, кийинчерээк **пьезоэлектрдик эффект** деп аталып калган. Эгерде тескерисинче ал кристаллдарды конденсаторлордун пластинкаларына бекитип туруп күчтүү электр талаасын пайда кылса тааланы таасири натыйжасында ал кристаллдардын формасы өзгөрүп деформацияланганы байкалган. Бул пьезоэлектрдик эффектке карама-каршы эффект же болбосо электрострикция кубулушу деп аталган.

§ 10. ЭЛЕКТРОСТАТИКА БОЮНЧА МАСЕЛЕ ЧЫГАРУУГА МИСАЛДАР

1. Узундуктары 6 сантиметрден болгон эки жибек жибинин бир жак учтары бир точкага бекитилген. Экинчи учтарына салмактары $5 \cdot 10^{-5}$ н болгон шариктер илинген. Бул шариктерди чоңдуктары жана белгилери бирдей болгон q заряды менен заряддаганда эки жип бири-биринен 60° ка алыстаган. Шариктерге берилген заряддардын чоңдугун аныктагыла.



10-чйме.

Берилди:

$$P = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Н}$$

$$l = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{К}^2}{\text{нм}^2}$$

$$\epsilon = 1$$

$$\alpha = 60^\circ$$

$$q = ?$$

Чыгаруу

Эсептин шарты боюнча «А» шариги тең салмактуулук абалда туруш үчүн ага «В» шариги тарабынан таасир эткен F_e күчү менен шариктин салмагы P нын тең аракет этүүчү күчү F жиптин реакциясы T (тартуу күчү) менен чоңдугу жагынан барабар болушу керек. Ошондуктан F күчү l га карама-каршы багытта жиптин узундугу боюнча багытталган болуш керек.

Сүрөттөн

$$\frac{F_e}{P} = \text{tg} \frac{\alpha}{2} \quad \text{жана} \quad \frac{r}{2} = l \cdot \sin \frac{\alpha}{2}$$

Кулондун закону боюнча

$$F_e = \frac{1 \cdot q^2}{4\pi \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r^2} = \frac{q^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \epsilon \cdot 4l^2 \cdot \text{Sin}^2 \frac{\alpha}{2}}$$

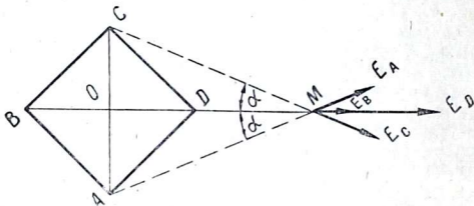
Биринчи формулага F_e нин маанисин коёлу:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot 4l^2 \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2} \cdot P}$$

мындан

$$q = 4l \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \sqrt{\pi\epsilon_0\epsilon \cdot P \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} = 4 \cdot 6 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \times \\ \times \sin 30^\circ \sqrt{3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\kappa^2}{\text{н} \cdot \text{м}^2} \cdot \sqrt{\operatorname{tg} 30^\circ \cdot 5 \cdot 10^{-5} \text{ н}}} = \\ = 24 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot 0,5 \sqrt{3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-5} \cdot 0,577 \frac{\kappa}{\text{м}}} = 3,4 \cdot 10^{-9} \kappa \\ q = 3,4 \cdot 10^{-9} \kappa$$

2. Жактарынын узундуктары « a » болгон квадраттын төрт бурчуна чоңдуктары барабар болгон бир тектүү оң заряддар (q) жайланышкан. Квадраттын борборунан диагоналдын уландысы боюнча $2a$ аралыгында турган точкадагы электр талаасынын чыңалышын тапкыла.



11-чийме.

Чыгаруу

BD — диагоналдын уландысына жайланышкан M точкасындагы ($OM=2a$) талаанын чыңалышын табуу үчүн талаанын чыңалышынын аныктамасы боюнча M точкасында оң бир заряд жайланышкан деп эсептеп ага квадраттын бурчтарында жайланышкан төрт заряддардын аракет эткен күчтөрүнүн суммасын табуу керек.

Сүрөттөгү E_A, E_B, E_C жана E_D векторлору ар бир точкадагы жайланышкан заряддардын M точкасындагы оң бир зарядка аракет эткен күчүнүн чоңдугун көргөзөт. Сүрөттөн

$$MA = CM = \sqrt{AO^2 + OM^2} = \frac{3}{\sqrt{2}} \cdot a$$

$$BM = BO + OM = BO + 2a$$

$$BO = \frac{BD}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{AB^2 + AD^2} = \frac{1}{2} \sqrt{a^2 + a^2} = \frac{1}{2} \sqrt{2a}$$

Ошондуктан

$$BM = 2a + \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot a$$

$$DM = 2a - \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot a$$

Ар бир заряддардын электр талаасынын M точкасындагы чыңалышын белгилүү формула боюнча табабыз. MA аралыгы CM аралыгына барабар болгондуктан

$$E_A = E_C = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \cdot CM^2};$$

$$CM^2 = \frac{9}{2a^2} \text{ болгондуктан } E_A = E_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \cdot 9a^2}$$

$$E_A = E_C = \frac{1 \cdot 2q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \cdot 9a^2}; \quad E_B = \frac{1 \cdot q}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon BM^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \left(2 + \frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2 \cdot a^2}$$

$$E_D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{q}{a^2 \left(2 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2}$$

E_A жаңа E_C векторлорунун чоңдуктары бирдей жана BM сызыгына симметриялуу жайланышкан. Ошондуктан алардын вектордук суммасы BM сызыгында жатат жана чоңдугу жагынан $2E_A \cdot \cos\alpha$ га барабар болгондуктан E_B жана E_D нын маанилерин кошсок талаанын M точкасындагы чыңалышын алабыз.

$$E = E_A + E_B + E_C + E_D = \left[\frac{2 \cdot 2q}{9a^2} \cos\alpha + \frac{q}{a^2 \left(2 + \frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2} + \frac{q}{a^2 \left(2 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2} \right] \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon}$$

Чиймеден

$$\cos\alpha = \frac{OM}{MA} = \frac{2\sqrt{2}}{3};$$

$\cos\alpha$ — нын маанисин коюп $\frac{q}{a^2}$ ты кашаанын сыртына чыгарып төмөнкүнү алабыз.

$$E = \left[\frac{4}{9} \frac{2\sqrt{2}}{3} + \frac{1}{\left(2 + \frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2} + \frac{1}{\left(2 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2} \right] \frac{q}{a^2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon};$$

скобкадагыны эсептеп чыксак $E = 1,15 \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon a^2}$ болот.

3. Заряды $2\text{ГГСЭ}(q)$ болгон элементардык бөлүкчө электр талаасынан өтүп бара жатып 10^7 э.в. барабар болгон кинетикалык энер-

гияга ээ болгон. Талаанын акыркы жана баштапкы точкаларындагы потенциалдардын айырмасын тапкыла. Элементардык бөлүкчөнүн баштапкы точкасындагы кинетикалык энергиясы нөлгө барабар болгон.

Берилди:

Чыгаруу.

$$q = 2 \text{ГСЭ} \cdot E(q) = \frac{2}{3} \cdot 10^{-9} \text{ К}$$

$$W_{\kappa_2} = 10^7 \text{ эВ}$$

$$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

$$W_{\kappa_2} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ Дж}$$

$$W_{\kappa_1} = 0$$

$$(V_1 - V_2) = ?$$

Маселенин шарты боюнча электр талаасынын элементардык бөлүкчөнү жылдырууга кеткен жумушу ал бөлүкчөнүн кинетикалык энергиясынын өзгөрүшүнө барабар.

$$K = W_{\kappa_2} - W_{\kappa_1}$$

Экинчи жактан

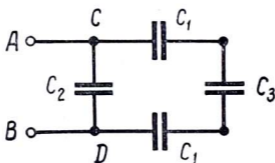
$$A = q(V_1 - V_2)$$

демек

$$V_1 - V_2 = \frac{W_{\kappa_2} - W_{\kappa_1}}{q} = \frac{1,60 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} \cdot 3}{2 \cdot 10^{-9} \cdot \text{К}} = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ В}$$

4. 12-сүрөттөгү көргөзүлгөн конденсаторлордун сыйымдуулуктары $C_1 = 2 \text{ мкф}$, $C_2 = 1 \text{ мкф}$, $C_3 = 1,6 \text{ мкф}$. А жана В точкаларына туташтырылган. Жалпы системанын сыйымдуулугун тапкыла

δ)



12-сүрөт.

Берилди:

Чыгаруу.

$$C_1 = 2 \text{ мкф} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ ф.}$$

$$C_2 = 1 \text{ мкф} = 10^{-6} \text{ ф.}$$

$$C_3 = 1,6 \text{ мкф} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ ф.}$$

$$C_{AB} = ?$$

Изделүүчү сыйымдуулукту C_{AB} менен белгилесек, ал удаалаш туташтырылган C_1 , C_2 , C_3 сыйымдуулуктары менен аларга жарыш туташтырылган C_2 сыйымдуулуктарынын суммасынан турат. C_1 , C_3 жана C_1 сыйымдуулук-

тары бири-бирине удаалаш туташтырылгандыктан алардын жалпы сыйымдуулугу C_4 төмөнкү формула менен аныкталат.

$$\frac{1}{C_4} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_1} = \frac{2}{C_1} + \frac{1}{C_3} = \frac{2C_3 + C_1}{C_1 \cdot C_3}$$

мындан

$$C_4 = \frac{C_1 \cdot C_3}{2C_3 + C_1}$$

C_4 — сыйымдуулугу менен C_2 жарыш туташтырылгандыктан алардын жалпы сыйымдуулугу

$$C_{AB} = C_2 + C_4 = C_2 + \frac{C_1 \cdot C_3}{2C_3 + C_1}$$

$$C_{AB} = 10^{-6} \phi + \frac{2 \cdot 10^{-6} \phi \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \phi}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \phi + 2 \cdot 10^{-6} \phi} = 1,62 \cdot 10^{-6} \phi.$$

5. Жалпак конденсаторлордун эки пластинкасынын ортосунда диэлектрик бар кезинде потенциалдардын айырмасы 1000 в болгон. Эгерде диэлектрикти алып койсо конденсатордун пластинкаларындагы потенциалдардын айырмасы 3000 в чейин көтөрүлөт. Диэлектриктин салыштырма диэлектриктик туруктуулугу канчага барабар?

Б е р и л д и:

$$\Delta V_1 = 1000 \text{ в} \quad \epsilon_2 = 1$$

$$\Delta V_2 = 3000 \text{ в} \quad \epsilon_1 = ?$$

Ч ы г а р у у. Жалпак конденсатордун пластинкаларындагы потенциалдардын айырмасы $\Delta V = \frac{q}{C}$. Конденсатордун пластинкаларынын арасында диэлектрик бар учурундагы потенциалдардын айырмасын ΔV_1 конденсатордун сыйымдуулугун C_1 менен белгилесек $V_1 = \frac{q}{C_1}$ болот. Ал эми диэлектрик жок учурундагы потенциалдардын айырмасын ΔV_2 конденсатордун сыйымдуулугун C_1 менен белгилесек

$$\Delta V_2 = \frac{q}{C_2}$$

Бул эки учурда тең конденсатордун пластинкаларындагы заряддардын чоңдуктары бирдей болгондуктан

$$\Delta V_1 \cdot C_1 = \Delta V_2 \cdot C_2$$

Мындан

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{\Delta V_2}{\Delta V_1} \quad \dots (1)$$

Жалпак конденсатордун сыйымдуулугунун формуласын колдонуп бул эки учур үчүн жазабыз.

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_1 \cdot S}{d}; \quad C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 \cdot S}{d}$$

Мындан

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (2)$$

(1) жана (2) формулаларынан

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\Delta V_2}{\Delta V_1}; \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 \frac{\Delta V_2}{\Delta V_1} = 1 \frac{3000 \text{ в}}{1000 \text{ в}} = 3$$

6. Пластинкаларынын беттеринин аянты 200 см болгон жалпак конденсатор 300 вольтко барабар болгон чыңалууга чейин заряддалган. Конденсатордун пластинкаларынын аралыгы 1 мм жана алардын арасындагы мейкиндикке айнектен жасалган диэлектрик коюлган. Эгерде пластинкалардын ортосундагы айнекти алып таштаса конденсатордун энергиясы канчага өзгөрөт?

Бул эсепти төмөнкү эки учур үчүн чыгаргыла.

а. Электроддогу чыңалуунун чоңдугу ток булагынын жардамы менен барлык учурда өзгөрүүсүз кармалып турат.

б. Пластинкалардын ортосундагы айнек пластинкасын алып коё электе эле электроддор ток булагынан ажыратылып коюлган.

Б е р и л д и:

Ч ы г а р у у.

$$S = 200 \text{ см}^2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$$

$$d = 1 \text{ мм} = 10^{-3} \text{ м}$$

$$V = 300 \text{ в}$$

$$\epsilon_1 = 7$$

$$\epsilon_2 = 1$$

$$\Delta W \text{ — ?} \quad \Delta W^1 \text{ — ?}$$

Конденсаторлордун пластинкаларынын арасында айнек диэлектриги бар кезиндеги энергиясын W_1 , сыйымдуулугун C_1 менен белгилейли

$$W^1 = \frac{1}{2} C_1 V^2 \dots (1)$$

$$\text{Сыйымдуулук } C_1 = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_1 \cdot S}{d}$$

Мында E_1 — айнек пластинкасынын диэлектриктик туруктуулугу C_1 — дин маанисин (1) формулага коёбуз

$$W_1 = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_1 \cdot S V^2}{2d} \dots (2)$$

а. Конденсатордун пластинкаларынын ортосунан айнек диэлектрикти алып салгандан кийин чыңалуу ток булагынын эсебинен өзгөрүлбөй кармалып тургандыктан конденсатордун энергиясы төмөнкү формула менен аныкталат.

$$W_2 = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_2 \cdot S \cdot V^2}{2d} \dots (3)$$

Мында E_2 — абанын диэлектриктик туруктуулугу ($\epsilon_2 = 1$). (2) жана (3) формулаларды пайдаланып айнек диэлектрикти алып салгандан кийинки конденсатордун энергиясынын өзгөрүшүн табабыз.

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \frac{\epsilon_0 (\epsilon_2 - \epsilon_1) S}{2d} \cdot V^2$$

$$\Delta W = \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{к}^2}{\text{н} \cdot \text{м}^2} (1-7) \cdot 2 \cdot 10^{-2} \cdot \text{м}^2}{2 \cdot 10^{-3} \text{ м}} \cdot 9 \cdot 10^4 \text{ в}^2 = 4,78 \cdot 10^{-5} \text{ Дж.}$$

Алуу белгиси энергиянын азайышын көргөзөт.

б) Эгерде конденсатордун пластинкаларынын ортосундагы айнек диэлектрикти алып коё электе эле конденсатордун пластинкалары ток булагынан ажыратылып коюлган болсо, айнек диэлектрикти алып койгондо конденсатордун пластинкаларындагы потенциалдардын айырмасы өзгөрөт.

Бирок потенциалдардын айырмасы өзгөргөнү менен андагы заряддардын чоңдугу өзгөрбөйт.

Пластинкадагы заряддардын чоңдугу $q=C_1U$ формуласы менен аныкталат. Мында C_1 — пластинкалардын ортосунда диэлектрик бар кезиндеги конденсатордун сыйымдуулугу

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_1 \cdot S}{d};$$

Диэлектрикти алып койгондон кийинки конденсатордун энергиясын W^1 менен, сыйымдуулугун C_2 менен белгилесек,

$$C_2 = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_2 \cdot S}{d}$$

болгондуктан конденсатордун энергиясын $W^1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{C_2}$ формуласы менен эсептеп чыгаруу ыңгайлуу.

$$W' = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_1^2 V^2 d}{\epsilon_0 \epsilon_2 S} = \frac{1}{2} \frac{V^2 d \cdot \epsilon_0^2 \cdot \epsilon_1^2 \cdot S^2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_2 \cdot S \cdot d^2} = \frac{1}{2} \frac{V^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_1^2 \cdot S}{\epsilon_2 \cdot d}$$

демек

$$W' = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_1^2 \cdot S}{\epsilon_2 \cdot d} \cdot V^2 \quad (4)$$

(4) формуладан (2) формуладагы энергиянын маанисин алып таштасак энергиянын өзгөрүшүн табабыз.

$$\Delta W' = W' - W = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1^2 S \cdot V^2}{2 \epsilon_2 \cdot d} - \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 V^2 \cdot S_1}{2d} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon (\epsilon_1 - \epsilon_2) \cdot S \cdot V^2}{\epsilon_2 \cdot d} =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{8,85 \cdot 10^{-12} \frac{К}{н \cdot м^2} \cdot 7(7-1) \cdot 2 \cdot 10^{-2} м^2 \cdot 9 \cdot 10^4 в^2}{1 \cdot 10^{-3} м}$$

$$\Delta W' = 3,34 \cdot 10^{-4} \text{ Дж.}$$

ТУРАКТУУ ЭЛЕКТР ТОГУ

§ 11. ТУРАКТУУ ЭЛЕКТР ТОГУ

Электр заряддарынын кыймылына байланыштуу болгон физикалык кубулуштар жана процесстер физиканын электродинамика деген бөлүгүндө окулат.

Эгерде ар кандай потенциалдарга чейин заряддалган эки нерсени өткөргүч аркылуу туташтыра турган болсок потенциалы чоң болгон нерседен потенциалы кичине болгон нерсени көздөй оң заряддардын багытталып жыла баштагандыгын байкайбыз.

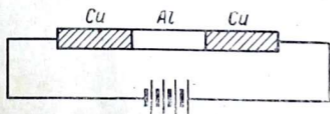
Ушундай электр заряддарынын белгилүү багыт боюнча жылышы (ошондой эле заряддар менен кошо электр талаасынын жылышы) электр тогу деп аталат.

Качан өткөргүчтүн эки учундагы потенциалдардын чондуктары бирдей болгондо заряддардын багытталган кыймылы токтолот да электр тогу жок болуп калат. Бул учурда өткөргүчтүн бардык точкаларында потенциалдар бирдей болуп (эквипотенциалдык бет), өткөргүчтүн бетинде жана ичинде электр талаасы нөлгө барабар болот ($E=0$).

Ошондуктан өткөргүчкө узак убакытка чейин электр тогу болсун үчүн андагы электр талаасынын энергиясы дайыма кандайдыр башка энергиянын эсебинен толукталынып турушу керек.

Энергиянын башка бир түрүн электр энергиясына айландырып, өткөргүчтө электр талаасын — потенциалдардын айырмасын пайда кылып турган система ток булагы деп аталат.

Металлдарда болсо электр тогу эркин электрондордун багытталган кыймылынан пайда болот. Электрон терс зарядга ээ болгондуктан алардын багытталган кыймылы потенциалы аз жактан потенциалы чоң жакты көздөй болот.



13-чийме.

Металлдарда электр тогу эркин электрондордун багытталган кыймылынан пайда боло тургандыгы эксперимент жолу менен ХХ кылымдын башында гана далилденген.

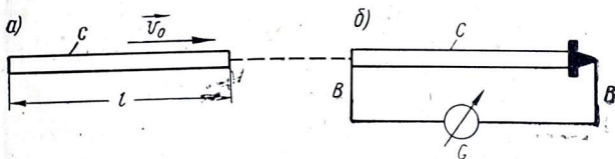
Бири-бирине удаалаш туташтырылган диаметрлери бирдей болгон үч металлдан жасалган цилиндрлер алынган (жезден, алюминийден жана жезден жасалган).

Бул удаалаш туташтырылган цилиндрлер аркалуу узак убакытка чейин (бир жылдан көбүрөөк) электр тогу өткөрүлүп турган. Бирок ушунча көп убакытка чейин ток өтүп турганы менен ал металлдардын (жездин же алюминийдин) бири-бирине өтүп калгандыгы байкалган эмес.

Демек металлдарда электр тогу нерселердин физикалык жана химиялык касиеттеринин айырмасына байланышпаган, бардык металлдар үчүн бирдей болгон майда бөлүкчөлөрдүн кыймылынан пайда боло тургандыгы далилденген.

Металлдардагы электр тогу кандай бөлүкчөлөрдүн кыймылынан пайда боло тургандыгын далилдеш үчүн төмөндөгүдөй тажрыйба жүргүзүлгөн.

Кандайдыр металлдан жасалган C стерженин алып V_0 ылдамдыгы менен кыймылга келтирген (14-а чийме). Металлдагы току пайда кылуучу бөлүкчөлөр кристаллдык решётка менен өз ара аракеттенишкендиктен алар да V_0 ылдамдыгы менен кристаллдык решётка менен кошо кыймылга келет. Бир учурда C стержени өтө тез токтотулуп, токтоор замат гальванометр менен улаштырылган кыймылсыз B өткөргүчүнө туташтырылып калсын дейли (14-б чиймени кара).



(14-а, б чийме).

C — стержени өтө тез токтотулганда андагы электр тогун пайда кылуучу майда бөлүкчөлөр кристаллдык решетка менен өтө бекем байланышпагандыктан алар инерция боюнча өзүлөрүнүн кыймылын уланта беришет. Качан решеткадагы иондордун каршылыгы жетиштүү болгондо ал бөлүкчөлөрдүн кыймылы токтойт. Ошентип сүрөттөгү туюк чынжырда ошол өтө кичине убакыттын ичинде электр тогу пайда болгондугун G гальванометри көргөзөт. Пайда болгон токтун багытын билип туруп, ал току пайда кылган заряддардын белгисин аныктоого болот.

1913-жылы Л. Н. Мандельштам, Н. Д. Папалекси жана 1916-жылы Ч. Стюарт, Т. Толмен тарабынан жүргүзүлгөн эксперименттер металлдардагы электр тогу терс заряддалган электрондордун кыймылынан пайда боло тургандыгын далилдешкен.

Ал эми кислоталардын, жегичтердин, туздардын эритмелеринде (электролиттерде) электр тогу оң жана терс заряддалган иондордун карама-каршы багытталган кыймылынын натыйжасында пайда болот.

Тарыхта биринчи жолу кабыл алынган шарт боюнча электр тогунун багыты үчүн оң заряддардын кыймылдаган (б. а. потенциалдын азаю) багыты кабыл алынган.

Эгерде өткөргүч аркылуу өтүп жаткан электр тогунун чоңдугу жана багыты өзгөрбөстөн турактуу болсо ал ток турактуу ток деп аталат.

Электр тогунун чоңдугун мүнөздөш үчүн «ток күчү» деген түшүнүк киргизилет.

Ток күчү өткөргүчтүн кесилиш аянты аркылуу убакыт бирдиги ичинде өткөн q электр санына барабар. Ошондуктан эгерде өткөргүчтүн кесилиш аянты аркалуу t убактысы ичинде q электр саны өтсө, токтун күчү $J = \frac{q}{t}$ катышы менен аныкталат.

Эгерде өткөргүчтүн аянты аркалуу 1 сек, убакыт ичинде заряддын бир абсолюттук электростатикалык бирдигине барабар болгон электр саны өтсө, бул учурдагы токтун күчү анын бир абсолюттук электростатикалык бирдиги үчүн кабыл алынат.

Ал эми практикалык бирдиктердин системасында ток күчүнүн бирдиги үчүн өткөргүчтүн кесилиш аянты аркылуу 1 сек убакыт ичинде 1 кулон электр саны өткөндөгү ток күчү кабыл алынат. Ток күчүнүн бул чоңдугу 1 ампер деп аталат. (XIX кылымдын 20-жылдарында биринчи болуп электродинамика илимин өркүндөткөн француз окумуштуусу Андрэ Ампердин урматына).

$$1 \text{ а} = 1 \frac{\kappa}{\text{сек}} = \frac{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}(q)}{1 \text{ сек}} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}(I).$$

Электролиттер аркылуу ток өткөндө ток күчүн табууда өткөргүчтүн кесилиш аянты аркалуу убакыт бирдиги ичинде өткөн оң жана терс иондордун арифметикалык суммасын эсепке алыш керек.

Электр тогунун пайда болуу процессин түшүнүү үчүн электр кыймылдаткыч күчү деген физикалык чоңдукту билүүбүз керек. Электр заряддарын багытталган кыймылга келтире турган себеп электрде кыймылдаткыч күч болот. Электр чынжырынын бардык узундугу боюнча заряддын бир бирдигин жылдырып (айландырып) чыгаруу үчүн кете турган энергиянын чоңдугу электр кыймылдаткыч күчү деп аталат.

Электр тогунун өткөргүчтүн кесилиш аянты боюнча бөлүштүрүлүшүн мүнөздөш үчүн токтун тыгыздыгы деген түшүнүк киргизилет.

Токтун тыгыздыгынын чоңдугу токтун багытына перпендикуляр коюлган өткөргүчтүн аянт бирдигине туура келген ток күчүнө барабар.

Токтун тыгыздыгы j вектордук чондук болуп эсептелет да, дайыма токту багытына туура келет:

$$j = \frac{dI}{dS} \dots (1)$$

Мында dj — болсо токту багытына перпендикуляр коюлган dS элементардык аянтчага туура келген ток күчү болуп эсептелет. j нин MKSA системасындагы бирдиги $1a/m^2$.

Жогорудагы (1) формуланы жалпы учур үчүн да жазууга болот. Эгерде токту тыгыздыгы j ге перпендикуляр болгон dS' аянтчасынан башка дагы каалагандай жайланышкан dS' элементардык аянтчасын карап, j менен dS' тин нормалынын ортосундагы бурчун α менен белгилейли. Анда dS' жана dS аянтчалары, бири-бири менен $dS' = dS \cdot \cos \alpha$ формуласы менен байланышат.

dS' тын маанисин (1) формулага койсок

$$j = \frac{dI}{dS} \cdot \frac{1}{\cos \alpha}; \quad j \cdot \cos \alpha = \frac{dI}{dS}$$

Мында $j \cos \alpha = j_n$ тамгасы менен белгиленет да токту тыгыздыгынын аянтчасынын нормалына карата болгон проекциясы болуп эсептелет.

Демек

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

Мындан

$$dI = j_n dS$$

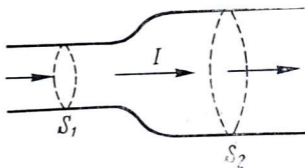
Бул формуланы жалпы S аянты боюнча интегралдасак $I = \int_S j_n dS'$ болот. Мындан ары дайыма токту багытына перпендикуляр болгон өткөргүчтүн кесилиш аянттары каралат, ошондуктан $dS = dS'$ жана $j_n = j$ болот.

Анда акыркы формула $I = \int_S j dS$ түрүндө жазылат.

Эгерде өткөргүч бир тектүү болсо өткөргүчтүн бардык кесилиш аянты боюнча (S — аянтынын барлык точкаларында) турактуу токту тыгыздыгынын чондуктары бирдей боло тургандыгы тажрыйбада далилденген. Ошондуктан $I = jS$ түрүндө жазууга болот.

Эгерде турактуу ток өтүп жаткан өткөргүчтүн кесилиш аянты ар түрлүү болсо токту тыгыздыгынын чондугу өткөргүчтүн ар кайсы кесилиш аянтында алардын аянттарынын чондуктарына тескери пропорциялаш. 15-сүрөттөгү S_1 жана S_2 кесилиш аянттары үчүн $I = j_1 S_1$ жана $I = j_2 S_2$

же $\frac{j_1}{j_2} = \frac{S_2}{S_1}$.



15-чийме.

§ 12. ОМДУН ЗАКОНДОРУ

1827-жылы окумуштуу Ом тарабынан көп сандаган тажрыйбалардын негизинде өткөргүчтөгү токтун күчүнүн анын учтарындагы потенциалдар айырмасынан болгон көз карандылыгы аныкталган.

Өткөргүч аркалуу өткөн ток күчүнүн чоңдугу өткөргүчтүн учтарындагы потенциалдардын айырмасына түз пропорциялаш экендиги далилденген.

$$I = K(V_1 - V_2)$$

K — берилген өткөргүч үчүн турактуу сан, бирок ар башка өткөргүчтөр үчүн ал ар кандай мааниге ээ болот.

K нын тескери чоңдугу R өткөргүчтүн каршылыгы деп аталат.

Демек өткөргүчтөгү токтун күчү анын учтарындагы потенциалдардын айырмасына түз, ал эми өткөргүчтүн каршылыгына тескери пропорциялаш.

(1) формуладан $V_1 - V_2 = IR_{\text{ди}}$ алабыз. $V_1 - V_2$ өткөргүчтүн I жана 2 кесилишинин ортосундагы потенциалдардын айырмасы же жөн эле чыңалуу деп аталат. Эгерде бул барабардыктардан өткөргүчтүн каршылыгын аныктасак

$$R = \frac{V_1 - V_2}{I};$$

Кандайдыр өткөргүчтүн учтарындагы потенциалдардын айырмасы 1 вольт болгондо ал аркалуу күчү 1 амперге барабар болгон ток агып өтсө ал өткөргүчтүн каршылыгы 1 омго барабар болот. Окумуштуу Ом өткөргүчтөрдүн каршылыгы алардын узундуктарына түз, ал эми туурасынан кесилиш аянтына тескери пропорциялаш экендигин аныктаган, б. а.

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

Мында l — өткөргүчтүн узундугу, S — туурасынан кесилиш аянты, ρ — берилген өткөргүчтүн салыштырма каршылыгы. Ар түрдүү өткөргүчтөр үчүн ρ ар кандай мааниге ээ. Анын тескери чоңдугу $j = \frac{1}{\rho}$ салыштырма электр өткөргүчтүүлүгү деп аталат.

Төмөнкү таблицада кээ бир заттардын комнаталык температурадагы салыштырма каршылыктарынын маанилери келтирилген.

Заттар	(ом. м)
күмүш	$(1,66 - 1,63) \cdot 10^{-8}$
платина	$11,0 \cdot 10^{-8}$
константан (60% Си, 40% №)	$49,0 \cdot 10^{-8}$
Нихром (67,5% Ni, 15% Сг, 16% Fl, 1,5% Mn)	$110 \cdot 10^{-8}$
Графит	$3 \cdot 10^{-5}$
Таза суу	10^6
Фарфор	10^{13}
Янтарь, кварц	10^{18}

Техникада салыштырма каршылык үчүн узундугу l метр, туурасынын кесилиш аянты 1 мм^2 болгон өткөргүчтүн каршылыгы кабыл алынат.

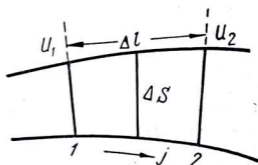
Өткөргүчтөрдүн салыштырма каршылыгы алардын жаратылышына гана көз каранды болбостон анын температурасына көз каранды.

Барлык металлдардын каршылыгы алардын температурасы көтөрүлүшү менен жогорулайт. Бирок тагыраак айтканда бул көз карандылык түз сызык боюнча б. а. түз пропорциялуу болбойт.

Тескерисинче электролиттердин каршылыгы алардын температурасы жогорулаганда төмөндөйт.

Омдун биринчи законунун (1) формула түрдө жазылышы качан гана ток өтүп жаткан өткөргүчтүн туурасынан кесилиш аянты барлык жерде бирдей (турактуу) болгон учурда гана туура. Ал эми кээ бир учурларда өткөргүчтүн туурасынан кесилиш аянты барлык жерде бирдей болбогон учур кездешет (м: сфералык конденсатор).

Мындай учурда токту чондугун (же анын тыгыздыгын) эсептеп чыгыш үчүн 16-чиймеге кайрылалы. 16-чиймеде көргөзүлгөндөй өткөргүчтүн туурасынан кесилиш аянты 1-ден 2-чиги карай барабарчоё берсин дейли. ΔS —болсо 1-кесилиш аянт менен 2-кесилиш аянттын так ортосуна туура келген кесилиш аянттын чоңдугу. Δl — болсо 1-жана 2-точкалардын аралыгы.



16-чийме.

Бул учур үчүн Омдун законун жазалы.

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}$$

$$R = \rho \frac{\Delta l}{\Delta S} \text{ болгондуктан } I = \frac{V_1 - V_2}{\rho \frac{\Delta l}{\Delta S}}$$

Мындан

$$\frac{I}{\Delta S} = \frac{1}{\rho} \frac{V_1 - V_2}{\Delta l} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{V_2 - V_1}{\Delta l} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\Delta V}{\Delta l}$$

Бул формуладан $\frac{I}{\Delta S} = j$; $\frac{1}{\rho} = \gamma$; $-\frac{\Delta V}{\Delta l} = E$ болгондуктан

$i = \gamma E$ (2). Бул формула Омдун Законунун дифференциалдык түрү деп аталат. Демек токту тыгыздыгы өткөргүчтүн ичиндеги электр талаанын чыңалышына пропорциялаш. Б. а. өткөргүчтө электр талаасы жок болсо электр тогу да болбойт.

Бул закондун дифференциалдык түрү деп аталышынын себеби (2) формула өткөргүчтүн белгилүү гана бөлүгүнө тиешелүү.

Омдун 2-закону электр тогунун толук (туяк) чынжырына тиешелүү.

Туяк чынжыр аркылуу ток агыш үчүн электр заряддары чынжырлардын сырткы бөлүгү жана чынжырдын ички бөлүгү (ток булагы) аркалуу агып өтүш керек. Омдун биринчи закону боюнча (2-формула) өткөргүчтүн белгилүү эки точкасына потенциалдардын айырмасын берсе анда электр талаасы пайда болот да ($E \neq 0$) металлдагы эркин заряддар багытталган кыймылга келип электр тогу пайда болот.

Өткөргүчтөрдө электрондордун жана оң заряддалган иондордон пайда болгон электростатикалык талаа бар. Кулондун закону боюнча ал заряддар бири-бирине таасир этишип өткөргүчтүн барлык точкаларында потенциалдарды бирдей кылып электр талаасын жоготот. Б. а. Кулон күчү өткөргүчтөрдөгү терс заряддалган электрондорду бир жакка, оң заряддалган иондорду экинчи жакты көздөй жылдырып багытталган кыймылын түзө албайт.

Ал гана эмес оң заряддалган иондорду өз орундарында калтырып эркин электрондорду белгилүү бир багытта болгон кыймылга келтире албайт. Тескерисинче Кулон күчү боюнча терс заряддалган электрондор оң заряддалган иондорго тартылып туруш керек. Ошондуктан Кулон күчү электр тогун дайыма турактуу чоңдукта пайда кылып турууга жарабайт.

Ошондуктан өткөргүчтө дайыма ток болуп туруш үчүн өткөргүчтөгү эркин заряддарга (электрондорго) Кулон күчүнөн башка дагы жаратылышы электростатикалык болбогон кандайдыр сырткы күч таасир этиши керек.

Эгерде Кулон күчү ар түрлүү заряддарды бириктирүүгө аракет кылып, өткөргүчтөгү потенциалдардын айырмасын (электр талаасын жоготсо) сырткы күчтүн таасиринин натыйжасында карама-каршы багыттагы заряддар бири-биринен ажыратылып өткөргүчтүн учтарында потенциалдардын айырмасы пайда болот. Чынжырдагы сырткы күчтүн натыйжасында пайда болгон кошумча электр талаасы ток булагы аркалуу түзүлгөн болот. Ток булактары болуп — гальваникалык элементтер, аккумуляторлор, электрдик генераторлор эсептелишет.

Салыштырып айтканда туяк гидравликалык системаларда суюктукту бүт туяк система боюнча айландырып турууга насос кандай керек болсо, туяк чынжырда турактуу ток дайыма болуп турушу үчүн сырткы күчтөрдүн булагы ошондой керек.

Мисалы үчүн 17-чиймеде көргөзүлгөн туяк гидравликалык системада А точкасынан В точкасына чейин суюктук Н насосунун таасири натыйжасында оордук күчүнүн таасир эткен багытына тескери көздөй агат.

Ал эми В точкасынан А точкасына чейин оордук күчүнүн таасири натыйжасында агып түшөт. (17-чийме).

Электр чынжырында болсо насостун кызматын ток булагы аткарат. Ток булагы тарабынан түзүлгөн сырткы күчтөрдүн талаасында электр заряддары ток булагынын ичинде электростатикалык талаанын күчүнө карама-каршы багытта кыймылга келишет.

Ток булагынын ичинде заряддарды белгилүү багытта кыймылга келтирүүдө сырткы күчтөр ток булагынын энергиясынын эсебинен жумуш аткарышат. Мисалы үчүн электромагниттик генераторлордо (динамомашиналарда) сырткы күчтөрдүн жумушу генератордун роторун айландырууга кеткен механикалык жумуштун эсебинен аткарылат.

Ал эми гальваникалык элементтерде болсо бул жумуш электроддордун молекулаларынын электролит менен химиялык реакцияга кирип электролитке бөлүнүп чыгышындагы процесстеги бөлүнүп чыккан энергиянын эсебинен аткарылат. Омдун экинчи законунун формуласын алуу үчүн Кулон күчүнүн талаасынын чыңалышын — E_k менен, ал эми сырткы күчтөрдүн талаасынын чыңалышын — E_c менен белгилейли.

Ошондуктан өткөргүчтүн каалаган точкасындагы жалпы талаанын чыңалышы — E жогорку эки чоңдуктун вектордук суммасына барабар болот.

$$E = E_k + E_c$$

Енин бул маанисин жогорудагы Омдун законуна — (2) формулага коёлу.

$$i = \gamma E = \frac{1}{\rho} (E_k + E_c)$$

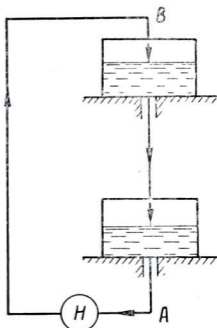
Бул барабардыктын эки жагын тең багыты токтуң тыгыздыгынын багытына туура келген dl чоңдугуна көбөйтөлү.

$$j dl = \frac{1}{\rho} [E_k \cdot dl + (E_c \cdot dl)]$$

Мында $j = \frac{I}{S}$ болгондуктан төмөндөгүдөй кылып жазабыз.

$$I \frac{\rho}{S} \cdot dl = (E_k \cdot dl) + (E_c \cdot dl)$$

Бул барабардыкты өткөргүчтүн узундугу боюнча 1-кесилиш аянтынан 2-кесилиш аянтына чейинки узундукта интегралдайбыз. Турактуу токтуң чоңдугу өткөргүчтүн барлык кесилиш аян-



17-сүрөт.

тында турактуу болгондуктан J ди интегралдын алдына чыгарып жазабыз.

$$I \int_1^2 \rho \frac{dl}{S} = \int_1^2 (E_K \cdot dl) + \int_1^2 (E_C \cdot dl). \dots \quad (3)$$

Бул теңдеменин ар бир мүчөсүнүн физикалык маанисин талкуулап чыгалы.

1) $\int_1^2 (E_K \cdot dl)$ — интегралы сан жагынан өткөргүчтүн биринчи точ-

касынан экинчи точкасына чейин оң бир зарядды жылдырып баруудагы Кулондун күчүнүн аткарган жумушуна барабар. Электростатикада $E = -\frac{dv}{dl}$; $-dv = Edl$ экендиги көргөзүлгөн. Ошондуктан

$$\int_1^2 (E_K \cdot dl) = -\int_1^2 dV = -(V_2 - V_1) = V_1 - V_2.$$

Мында V_1 жана V_2 өткөргүчтүн биринчи жана экинчи точкала-рындагы потенциалдардын чоңдуктары.

2) $\int_1^2 (E_C \cdot dl) = \varepsilon_{21}$ менен белгиленет да, электр кыймылдаткыч күчү

деп аталат. Бул учурда ε_{21} дин сан мааниси өткөргүчтүн 1-точкасынан 2-точкасына чейин оң бир зарядды жылдырып баруудагы сырткы күчтөрдүн аткарган жумушуна барабар. Бул жумуш ток булагындагы сарп кылынып жаткан энергиянын эсебинен аткарылат. Ошондуктан ε_{21} ди ток булагынын электр кыймылдаткыч

күчү деп да айтууга болот. 3) $\int_1^2 \rho \frac{dl}{S} = R_{21}$ менен белгиленет да өт-

көргүчтүн 1-жана 2-кесилишинин ортосундагы бөлүгүнүн каршылыгы болуп эсептелет. Ошентип (3) формуланы төмөнкүдөй жазабыз.

$$IR_{21} = (V_1 - V_2) + \varepsilon_{21}. \dots \quad (4)$$

Эгерде эми чынжырдын кандайдыр бөлүгүн эмес толугу менен туюк чынжырды карасак 1-жана 2-точкалар бир-бирине дал келишет. Демек анда $V_1 = V_2$; $V_1 - V_2 = 0$ каршылык R_{21} болсо өткөргүчтүн жалпы каршылыгына барабар болот. Жалпы каршылык R ток булагынан ички жана сырткы өткөргүчтүн каршылыктарынан турат. $R = r + R_1$. Ал эми $\varepsilon_{21} = \varepsilon$ болуп, бул чынжырдагы барлык

ток булактарынын Э. К. К. нын алгебралык суммасына барабар. Туюк (толук) чынжыр учурундагы шарттарды эске алып (4) формуланы төмөндөгүдөй жазабыз.

$$I(r+R_1)=\varepsilon \text{ же } I=\frac{\varepsilon}{r+R_1}$$

Бул формула Омдун толук чынжыр үчүн законунун математикалык түрдө жазылышы болуп эсептелет да ток күчүнүн ток булагынын электр кыймылдаткыч күчүнө түз, ал эми чынжырдагы ички жана тышкы каршылыктардын суммасына тескери пропорциялаш экендигин көргөзөт.

Омдун бул закону электр чынжырларындагы энергиялардын сакталуу закону болуп эсептелет. Эгерде өткөргүчтүн бир жери үзүлүп (ажыратылып) коюлган болсо, чынжырда ток жок ($I=0$) болот. Анда (4) формула боюнча $\varepsilon_{21}=V_2-V_1$ болот. Б. а. туюкталбаган чынжырда ток булагынын электр кыймылдаткыч күчү анын клеммаларындагы потенциалдардын айырмасына барабар. Бирдиктерди эске ала турган болсок Э. К. К. жана чыңалуу да вольт менен өлчөлөт.

Бирок алардын айырмасы төмөндөгүчө. Өткөргүчтө I кулон зарядды жылдырууда сырткы күчтөр тарабынан I джоуль жумуш аткарылса андагы электр кыймылдаткыч күчү I вольтко барабар болот.

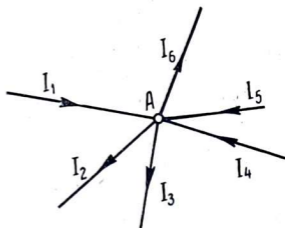
Эгерде өткөргүчтүн бир точкасынан экинчи точкасына чейин I кулон зарядды жылдырууда кулон күчү жана сырткы күчтөр тарабынан аткарылган жумуштардын суммасы I джоуль болсо ал точкалардын арасындагы чыңалуу I вольтко барабар болот.

§ 13. КИРХГОФТУН ЗАКОНДУРУ

Жогорудагы учурларда бир гана туюк чынжырдан турган жөнөкөй схемаларды (чиймелерди) карап келдик. Азыр бир эле туюк чынжырдан эмес тармакталган татаал чынжырлардагы электр тогунун закон ченемдүүлүктөрдүн карайбыз.

Тармакталган татаал чынжырларда электр тогунун закондорун үйрөнүш үчүн 1847-жылы ачылган Кирхгофтун эки законун колдонушубуз керек.

Ар түрдүү багыттардагы электр токтору бириккен жана ар башка багыттар боюнча тарап кете турган точкалар тармакталуунун түйүнү деп аталат. Тармакталуу точкасына



18-чийме.

келген токторду оң белги менен, ал эми ал точкадан чыга турган токторду терс белги менен алабыз.

Кирхгофтун биринчи закону боюнча электр чынжырындагы тармакталуу точкаларындагы токтордун алгебралык суммасы нөлгө барабар.

$$I_1 - I_2 - I_3 + I_4 + I_5 - I_6 = 0$$

Кирхгофтун бул закону электр санынын сакталуу законун көргөзөт. Б. а. электр чынжырынын тармакталуу точкаларына убакыт бирдиги ичинде канча электр саны келген болсо ошол эле убакыт ичинде ошончо электр саны агып чыгат.

Кирхгофтун экинчи закону тармакталган өз-өзүнчө бөлүктөрдөн турган туюк чынжыр үчүн колдонулат да Омдун законунун жалпыланган учуру болуп эсептелет.

Сүрөттөгү туюк чынжырдын ар бир бөлүгү үчүн Омдун законун колдонуубуз.

Омдун законун колдонуудан мурда чынжырдын ар бир бөлүгүндөгү ток күчүн жана андагы электр кыймылдаткыч күчүн кандай белги менен ала тургандыкты шарттуу түрдө макулдашып алуубуз керек. Туюк электр чынжырында кандайдыр бир багыт менен айланууну оң деп, тескерисинче болгон багытты терс деп алабыз.

Туюк электр чынжырынын ар бир бөлүгүндө электр тогунун багыты кабыл алынган багытка туура келсе оң белги менен, тескерисинче болсо терс белги менен алабыз. Электр чынжырынын ар бир бөлүгүндө потенциалдын азаюу багыты кабыл алынган багытка туура келсе электр кыймылдаткыч күчүнүн багыты оң белги менен эгерде карама-каршы болсо терс белги менен алынат. 19-сүрөттөгү электр чынжырынын ар бир бөлүгүнө Омдун законун колдонуп ар бир эки точкадагы потенциалдардын айырмасын табабыз.

$$V_1 - V_2 = I_1 R_1 + \varepsilon_1$$

$$V_2 - V_3 = I_2 R_2 + \varepsilon_2$$

$$V_3 - V_1 = -I_3 R_3 - \varepsilon_3$$

Бул барабардыктарды бири-бирине оң жагын оң жагына, сол жагын сол жагына кошсок

$$0 = I_1 R_1 + \varepsilon_1 + I_2 R_2 + \varepsilon_2 - I_3 R_3 - \varepsilon_3$$

же

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3$$

$$\sum_{\kappa} I_{\kappa} R_{\kappa} = \sum_{\kappa} \varepsilon_{\kappa}$$

Демек тармакталган точкалары бар электр чынжырында каалаган туюк контурдагы ток күчүнүн чоңдугу менен өткөргүчтүн каршылыгынын көбөйтүндүсүнүн алгебралык суммасы ошол туюк контурдагы ток булактарынын электр кыймылдаткыч күчтөрүнүн алгебралык суммасына барбар.

Кирхгофтун 2-закону Омдун законунун негизинде чыгарылды жана формуланы чыгарууда ток күчүнүн турактуу же өзгөрмөлүү болушу жөнүндө эч кандай талап коюлган жок. Ошондуктан Кирхгофтун экинчи закону өзгөрмөлүү ток үчүн да туура. Жалгыз гана акыркы формуладагы ом каршылыгынын ордуна толук (эффективдүү) каршылыкты алуу керек болот.

§ 14. ДЖОУЛЬ-ЛЕНЦ ЗАКОНУ

Өткөргүчтөр аркалуу электр тогу өткөндө өткөргүчтүн температурасы жогорулагандыгын байкайбыз. Бул учурдагы жылуулуктун бөлүнүп чыгышы өткөргүч аркылуу заряддарды жылдыруу үчүн аткарылган жумуш менен байланыштуу.

Эгерде чынжыр кыймылсыз абалда жана биринчи класстагы өткөргүчтөрдөн болсо, ал аркылуу ток өткөндө эч кандай химиялык өзгөрүүлөр болбойт.

Ошондуктан заряддарды өткөргүч боюнча жылдырууга кеткен энергия жылуулук түрүндө гана бөлүнүп чыгат. Өткөргүч аркылуу потенциалы V_1 болгон точкадан потенциалы V_2 болгон точкага q заряды жылсын дейли.

Бул учурда кандайдыр A жумушу аткарылат.

$$A = q(V_1 - V_2) = qV.$$

$I = \frac{q}{t}$ формуласынын $q = It$ болгондуктан $A = IVt$. Убакыт бирдигинде аткарылган жумуш токту кубаттуулугу деп аталат.

$$P = \frac{A}{t} = \frac{IVt}{t} = IV.$$

$I = \frac{V}{R}$ экенин эске алып $P = \frac{V^2}{R} = I^2 R \dots$ (2)
деп жазууга болот.

Эгерде ток күчү ампер, потенциалдардын айырмасы вольт менен өлчөнсө, анда токту жумушу джоуль, кубаты ватт менен ченелет.

Энергиянын сакталуу закону боюнча (1) формула менен аныкталуучу жумуштун чоңдугу өткөргүчтө бөлүнүп чыккан жылуулук санына барабар.

$$A = Q = IVt (\text{дж}) \dots$$
 (3)

Бул формулада I — ампер, V — вольт, t — сек менен өлчөнсө Q — джоуль менен алынат.

Бул чондукту жылуулук бирдиги болгон «калория» менен алуу үчүн молекулярдык физикадагы жылуулуктун механикалык эквивалентин пайдаланабыз.

Ал боюнча $1 \text{ ккал} = 427 \text{ кгм же } 10^3 \text{ кал} \cdot \cong 427 \cdot 10^6; 10^2 \text{ дн. см} \cong 427 \cdot 10^8 \text{ эрг.}$ Демек $1 \text{ кал.} = 427 \cdot 10^5 \text{ эрг} = 4,27 \cdot 10^7 \text{ эрг.} = 4,27 \text{ дж.}$

Мындан $1 \text{ дж} = 0,24 \text{ кал.}$

Анда (3) формула төмөндөгүдөй жазылат.

$$Q = IVt \text{ дж} = 0,24 IVt \text{ кал} = 0,24 I^2 R t \text{ кал.}$$

Демек өткөргүч аркалуу ток өткөндө бөлүнүп чыккан жылуулук саны ток күчүнүн квадратына, өткөргүчтүн каршылыгына ток өткөн убакытка түз пропорциялаш. Бул кубулуш биринчи жолу тажрыйбада 1843-жылы Джоуль тарабынан байкалган. Ал эми ошол эле жылы жогорку тактыкта өткөрүлгөн эксперименттердин натыйжасында Петербургдук академик Э. Х. Ленц тарабынан закон түрүндө аныкталган.

1852-жылы Клаузиус энергиянын сакталуу законун пайдаланып бул законду теориялык жагынан негиздеген.

Джоуль-Ленц законун үйрөнүүдө — «өткөргүчтө бөлүнүп чыгуучу жылуулук толугу менен өткөргүчтүн өзүн ысытууга кетеби» — деген суроо туулат. Чындыгында бөлүнүп чыккан бардык жылуулук өткөргүчтү ысытуу үчүн кетпейт. Ал жылуулуктун бир бөлүгү жылуулук өткөргүчтүүлүк касиети боюнча айлана-чөйрөгө таралат. Экинчи бөлүгү болсо нур түрүндө чыгарылат. Ошондуктан ток өтө баштагандан тартып эле дайыма өткөргүчтүн температурасы жогорулай бербейт. Себеби: температура канчалык жогору болсо айлана чөйрөгө берилип турган жана нур түрүндө чыгарыла турган энергиялар да ошончолук көбөйөт. Ушул себептен өткөргүчтүн температурасы белгилүү чондукка жеткенде убакыт бирдиги ичиндеги электр энергиясынан пайда болгон жылуулук энергиясы ошол эле убакыт ичинде айлана чөйрөгө жана нур түрүндө чыгарыла турган энергиялардын суммасына барабар болуп калат.

Б. а. канчалык энергия бөлүнүп чыкса, ошончолук энергия жоголуп турат.

Ошондуктан өткөргүчтүн температурасы андан ары жогорулабай турактуу бойдон калат. Электр тогунун өткөргүчтөрдө жылуулук бөлүп чыгаруу касиети техникада ар түрдүү максатта колдонулат. Мисалы үчүн электр лампалары, ысытуу, жылытуу үчүн колдонулуучу куралдар, электрдик ширетүү ж. б. Электр чынжырынын каалаган жеринде жылуулук көп бөлүнүп чыксын үчүн чынжырдын ошол жеринде каршылык өтө чоң болушу керек.

Өткөргүчтөр удаалаш кошулган учурда токтуң күчү бардык жеринде бирдей болот, ошондуктан Джоуль-Ленцтин закону ($Q = 0,24 I^2 R t$) боюнча электр чынжырынын ар бир бөлүгүндөгү бөлүнүп чыккан жылуулук саны каршылыкка гана көз каранды болуп калат.

Мисалы: Электр лампаларды жасоодо ток өткөрүүчү зымдар жезден жасалат, ал эми лампанын ичиндеги спиралы каршылыгы чоң болгон металлдардан жасалат.

Ошондуктан ток өткөн учурда каршылыгы чоң болгон спиралдардын температуралары өтө жогору көтөрүлүп нур чыгарып жарык бере баштайт, ал эми каршылыгы аз болгон жез зымынын температурасы өтө деле жогору болбойт. Электр тогунун ушул эле касиети жылытуу үчүн пайдалануучу куралдарда да колдонулат.

Ал эми өткөргүчтөрдү жарыш туташтырганда алар аркылуу өтүүчү токтордун күчтөрү ар башка болот, бирок алар үчүн чыналуунун чоңдугу бирдей болгондуктан $Q = 0,24 \frac{V^2}{R} t$ формула боюнча өткөргүчтөрдө бөлүнүп чыгуучу жылуулуктун саны каршылыкка тескери пропорциялаш.

Б. а. бул учурда өткөргүчтөрдү удаалаш туташтырганга караганда карама-каршы болот.

Ошондуктан электр чынжырына лампочкалар жарыш кошулган болсо (практикада дайыма жарыш кошулат) каршылыгы аз болгон лампочкаларда каршылыгы чоң болгондорго караганда жылуулук көп бөлүнүп чыгат.

Омдун законундай эле Джоуль-Ленцтин законун дифференциалдык түрдө жазууга болот. Туурасынан кесилиш аянты ΔS узундугу Δl болгон өткөргүчтүн бөлүгүнөн I тогу өтүп жатты дейли. Бул өткөргүчтүн Δl бөлүгүнүн учтарындагы потенциалдын айырмасын ΔU деп белгилесек, электр чынжырынын ушул бөлүгүндө бир секундда бөлүнүп чыккан энергиянын чоңдугу (кубаты) $\frac{\Delta V^2}{R}$ болот.

Эгерде ΔQ жана $\frac{\Delta V^2}{R}$ энергиянын бир бирдигинде өлчөнгөн болсо $\Delta Q^1 = \frac{\Delta Q}{t} = \frac{\Delta V^2}{R}$ деп жазууга болот. Электростатикадагы талаанын чыңалышы менен потенциалдын өзгөрүшүн байланыштырган формуланы $(E = \frac{\Delta V}{\Delta l})$ пайдаланабыз.

Бул катыштан $\Delta V = E \Delta l$ жана $R = \rho \frac{\Delta L}{\Delta S}$ болгондуктан

$$Q' = \frac{1}{\rho \frac{\Delta L}{\Delta S}} \cdot E^2 (\Delta l)^2 = \gamma \cdot E^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta l$$

Мындан

$$Q'' = \frac{Q'}{\Delta S \cdot \Delta l} = \gamma E^2; \text{ б.а. } Q'' = \gamma E^2$$

же

$$Q'' = \gamma \cdot E \cdot E = iE \quad Q'' = iE$$

Бул формула Джоуль-Ленц законунун дифференциалдык түрү деп аталат.

Демек электр тогунан бир секундада бөлүнүп чыккан жылуулук энергиясынын көлөмдүк тыгыздыгынын чоңдугу токтуң тыгыздыгына жана талаанын чыңалышына пропорциялаш. Б. а. белгилүү чоңдуктагы жылуулук саны бөлүнүп чыгыш үчүн жалгыз гана электр талаасынын болушу ($E \neq 0$) жетишсиз, ал үчүн өткөргүч аркалуу белгилүү тыгыздыктагы ток өтүш керек.

§ 15. МЕТАЛЛДАРДАГЫ ЭЛЕКТР ТОГУ

Бардык металлдар электр тогун эң жакшы өткөрүшөт да өткөргүчтөрдүн биринчи классын түзүшөт. Металлдардын бардыгына салыштырганда күмүштүн өткөргүчтүүлүгү эң чон. Жездин салыштырма өткөргүчтүүлүгү күмүштүкүнө караганда 10 процентке гана кичине.

Бирок өндүрүштө күмүшкө караганда жезди алуу бир нече эсе арзан, ошондуктан өнөр жайындагы өткөргүчкө зымдардын көпчүлүгү жезден жасалат.

Алыска созулган телеграфтык жана жогорку вольттуу зымдар үчүн жездин ордуна темирден жасалган зымдар колдонулат.

Себеби: өндүрүштө жез зымдарга караганда темир зымдары арзан алынат жана экинчи жагынан алып караганда темир зымдары өтө бекем болот. Жездикине салыштырганда темирдин салыштырма каршылыгы 6 эсе чоң болуп эсептелет.

Химиялык жагынан таза болгон металлдардын салыштырма каршылыгы температуранын жогорулашы менен жогору көтөрүлөт.

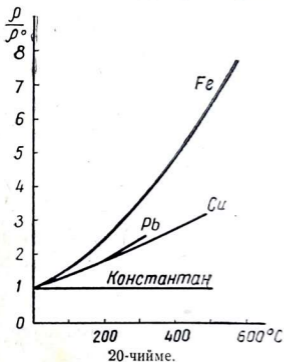
Көпчүлүк таза металлдар үчүн алардын температуралары жогору болгон учурларда каршылыктарынын температурадан болгон көз карандылыктарын төмөнкүдөй формула менен жазууга болот.

$$R = R_0(1 + at)$$

Мында a — каршылыктын температуралык коэффициенти деп аталат.

Көпчүлүк металлдар үчүн $a = 0,00367 = \frac{1}{273}$. Ал металлдар үчүн $R \cong R_0 \frac{T}{T_0}$ деп жазууга болот.

Практикада тескерисинче температура өзгөрсө да каршылыктары эң эле аз өзгөрө турган эритмелер кездешет. Буга мисал болуп Константан (составында 58,8% Cu , 40% Ni , 1,2% Mn)



жана манганин (составы 85% *Cu*, 12% *Mn* жана 3% *Ni*) кирет. Мисалы манганиндин температурасын $T=273^{\circ}\text{K}$ дан 56°K га чейин беш эсе төмөндөтсө, анын каршылыгы 5% ке гана төмөндөйт.

20-чиймеде темирдин температурасын 0°C дан 600°C чейин ысытканда анын каршылыгы 8 эсе көтөрүлгөндүгү, жезди 500°C — чейин ысытканда анын каршылыгы 3 эсеге чоңойгондугу көрүнүп турат. Ал эми Констандандын каршылыгы такыр эле өзгөрбөгөндүгүн байкайбыз.

Көпчүлүк металлдарды эриткенде алардын салыштырма каршылыгы (*M*: *Cu*, *Ag*, *Zn*, *Pb*, ж. б.) (болжолдогондо 2 эсе жогорулайт. Ал эми висмутту эриткенде анын салыштырма каршылыгы мурдагыга караганда 2 эседен көбүрөөк кичиреет. Мындай болушунун себеби суюк висмут катуу кезиндегиге караганда тыгызыраак болот (сууга окшош)

Металлдардын составында башка металлдардын аралашмасы болсо алардын салыштырма каршылыгы өтө бат өзгөрөт.

21-чиймедеги графикте көрүнүп тургандай эгерде жездин составында анын ондон бир процентине барабар болгон темирдин аралашмасы болсо анын электр өткөргүчтүүлүгү 10% ке төмөндөйт.



21-чийме.

Ал эми жездин составында миңден бир процентке барабар фосфор болсо электр өткөргүчтүүлүгү ошондой эле 10% ке төмөндөйт.

Таза никель темирге караганда токту жакшы өткөрөт, бирок темирдин составына 2% никель кошсок темирдин электр каршылыгы 15 эсе өсөт.

Таза жездин электр өткөргүчтүүлүгү цинктикине караганда 3 эсе чоң. Бирок цинктин составына 2% жез кошсок, ал цинктын

электр өткөргүчтүүлүгүн жогорулатмак турсун, тес керисинче 20% ке төмөндөтөт.

Андан да кызык, эгерде жездин процентин акырындап андан ары көбөйтө берсек, белгилүү проценттен кийин жездин кошулушу цинктын электр өткөргүчтүүлүгүнө таасир этпей кала тургандыгы далилденген. Бул касиеттер классикалык физикада эмес кванттык физикада түшүндүрүлөт.

§ 16. МЕТАЛЛДАРДЫН ЭЛЕКТР ӨТКӨРГҮЧТҮҮЛҮГҮНҮН ТЕОРИЯСЫ. ВИДЕМАН-ФРАНЦ ЗАКОНУ

Металлдарда электр тогу электрондордун кыймылынан пайда болот. Металлдардын электр өткөргүчтүүлүгүнүн классикалык теориясына окумуштуулар Друде жана Лоренц негиз салышкан.

Металлдардын кристаллдык решеткаларынын түйүндөрүндө алардын оң заряддалган иондору жайланышкан. Ал эми алардын араларында болсо Друде жана Лоренцтин болжолдоолору боюнча көп сандаган эркин электрондор бар.

Металлдардын электр тогун жана жылуулукту жакшы өткөрө тургандыгы Друде — Лоренцтин ою боюнча ошол көп сандаган эркин электрондордун болушу менен түшүндүрүлөт деп эсептешкен.

Эркин электрондор оң иондордун араларындагы мейкиндикте баш аламан, тартипсиз, жылуулук кыймылында болушат деп болжолдонгон.

Эгерде металлга электр талаасы таасир эте турган болсо (потенциалдардын айырмасы пайда болсо) мурдагы тартипсиз баш аламан жылуулук кыймылындагы эркин электрондор белгилүү багытталган кыймылга келишет да электр тогун пайда кылышат.

Бул кубулушту Друде — Лоренц абадагы шамалдын пайда болушуна окшоштурушкан. Баш аламан тартипсиз жылуулук кыймылында турган аба молекулалары качан гана абада басымдын айырмасы пайда болгондо басымдын азаюу багытын көздөй белгилүү багытта жылышат (шамал пайда болот). Электр тогунун пайда болушу мына ушуга салыштырып түшүндүрүлгөн.

1853-жылы окумуштуулар Видеман жана Франц металлдардын электр жана жылуулук өткөргүчтүүлүктөрүнүн ортосундагы байланышын көргөзүп төмөндөгүдөй законду чыгарышкан.

Металлдардын жылуулук өткөргүчтүүлүк коэффициентинин анын салыштырма электр өткөргүчтүүлүгүнө болгон катышы абсалюттук температурага түз пропорциялаш.

$$\frac{\eta}{\sigma} = at$$

Бул законду Друде — Лоренц көз карашынын негизинде математикалык жактан далилдөөгө болот.

Металлдарга электр талаасы таасир этсе андагы эркин электрондор белгилүү багыт боюнча ылдамдатылган кыймылга келишет.

Эгерде кристаллдык решеткалардын ар бир түйүндөрүндөгү оң иондор болбосо ал электрондордун кыймылы дайыма ылдамдатыла бермек да убакыттын өтүшү менен ток күчүнүн мааниси чоңоё берет эле.

Бирок тажрыйбада металлга белгилүү чоңдуктагы потенциалдардын айырмасы берилгенде анда пайда болгон токтун күчү дайыма турактуу болот.

Себеби эркин электрондор металлдын бир учунан экинчи учуна чейин ылдамдатылган кыймылда болбостон алар өзүлөрүнүн жолдорундагы түйүндөрдө жайланышкан иондорго урунушат да багытталган кыймылынын ылдамдыгы нөлгө айланат. Андан кийин кайрадан таасир этип жаткан электр талаасы ал электрондорду мурдагы багыт боюнча кайрадан кыймылга келтирет. Бул кыймыл экинчи (кийинки) ионго жеткенге чейин кайрадан ылдамдатылган кыймыл болот. Электрон кийинки ионго урунганда кайрадан багытталган кыймылынын ылдамдыгы нөлгө айланат. Андан ары ушул айткандай болуп электрондордун кыймылы улана берет.

Электрон бир ионго урунгандан кийин экинчи катарда турган ионго урунганга чейин кандайдыр эркин жол өтөт.

Бул жолдун узундугу электрондордун эркин жол узундугу деп аталат да λ менен белгиленет.

Электр талаасы тарабынан ар бир электронго $F = qE = eE$ күчү таасир этет. Мында $q = e$ электрондун заряды. Ньютондун II закону боюнча $F = ma$. Ошондуктан $ma = eE$ же $a = \frac{eE}{m}$.

Мында a — электрондун ылдамдануусу. Эркин жол узундугун өтүүгө кеткен убакытты τ менен белгилесек, электрондордун решеткадагы иондорго урунаарынын алдындагы эң чоң ылдамдыгын U_{max} менен белгилесек

$$U_{max} = 0 + a\tau = \frac{eE}{m}\tau \text{ болот.}$$

Эгерде электрондун орточо ылдамдыгын алсак

$$\bar{U} = \frac{U_{max}}{2} = \frac{eE}{2m}\tau \dots \quad (1)$$

Экинчи жактан электрондор решеткада баш аламан тартипсиз жылуулук кыймыл абалында болот деп эсептеп, эркин жол узундугун, электрондун жылуулук кыймылынын ылдамдыгын жана убакытын бири-бири менен байланыштыралы.

Жылуулук кыймылындагы электрондордун эркин жол узундугу менен электрондордун электр тогун пайда кылуудагы кыймылынын эркин жол узундуктарын бирдей деп болжолдоого болот.

Бир секунда ичинде электрондун өткөн жолунун узундугу чоңдугу жагынан анын ылдамдыгына барабар. Ошондуктан бир се-

кундадагы электрондордун иондор менен болгон урууну саны $n = \frac{\bar{v}}{\lambda}$ болот.

Ал эми эркин жол узундугун өтүүгө кеткен убакыт

$$\tau = \frac{1 \text{ сек}}{n} = \frac{\bar{\lambda}}{v}; \dots \quad (2)$$

Бул τ нун маанисин (1) формулага коёбуз

$$\bar{U} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\bar{\lambda}}{v} E; \dots \quad (3)$$

Электрондун багытталган кыймылынын орточо ылдамдыгы ушул формула менен аныкталат. Бул чоңдукту ток күчү жана токтун тыгыздыгынын чоңдугу менен байланыштыралы.

Эгерде n_0 аркылуу металлдын 1 см^3 көлөмүндөгү электрондордун санын белгилесек, өткөргүчтүн туурасынан кесилиш аянты S болсо, ток күчүнүн чоңдугу $I = n_0 V \cdot e$ болот.

Көлөм $V = \bar{S} \bar{U}$. Анда $I = n_0 e \bar{u} S = n_0 e \frac{e \bar{\lambda}}{2m v} \cdot e S$ же

$$i = \frac{I}{S} = \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda} \cdot E}{2m \cdot v}; \quad i = \frac{n_0 e^2 \cdot \bar{\lambda}}{2m \cdot v} \cdot E.$$

Мында

$$\sigma = \frac{n_0 I^2 \cdot \bar{\lambda}}{2m \cdot v} \dots \quad (4)$$

ар бир металл үчүн турактуу сан.

Ошондуктан

$$\lambda = \sigma E \dots \quad (5)$$

(4) — формула боюнча металлдардын салыштырма электр өткөргүчтүүлүгү аныкталат.

Друде — Лоренцтин теориясы боюнча металлдардагы электрондор кадимки газ молекулаларындай каралгандыктан металлдардагы электрондук газдын жылуулук өткөргүчтүүлүк коэффициенти (4) үчүн молекулярдык физикада аныкталган газ молекулаларынын жылуулук өткөрүүчүлүк коэффициентинин формуласын колдонууга болот

$$G = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \rho C_v \quad (6)$$

Мында ρC_v — көбөйтүндүсү электрондордун көлөм бирдигиндеги жылуулук сыйымдуулугун берет. Көлөм бирдигиндеги электрондун саны n_0 . Ар бир электрон кадимки газ молекулаларындай эсептелгендиктен ал $3/2$ кТ энергияга ээ. Анда $3/2$ КТ n_0 — болсо көлөм бирдигиндеги бардык n_0 молекуланын энергиясын берет.

Демек электрондордун көлөм бирдигиндеги жылуулук сыйымдуулугу

$$\rho C_v = \frac{3}{2} k n_0 (T + 1^0) - \frac{3}{2} k n_0 T = \frac{3}{2} n_0 k \dots \quad (7)$$

(6) жана (7) формулалардан

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v} \cdot \frac{3}{2} \cdot n_0 k; \text{ же } \eta = \frac{1}{2} n_0 k \bar{\lambda} \bar{v} \dots \quad (8)$$

(4) жана (8) формулалардан η менен σ нын бири-бирине катышын алабыз.

$$\frac{\eta}{\sigma} = k \frac{m \bar{v}^2}{l^2} \dots \quad (9)$$

Молекулярдык физикада газ молекулаларынын орточо кинетикалык энергиясы $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ экендиги белгилүү.

Бул формулада орточо квадраттык ылдамдыктын квадраты (\bar{v}^2) кирет, ал эми (9) формулада орточо арифметикалык ылдамдыктын квадраты (\bar{v}) турат. Бирок Друде жана Лоренц өзүлөрүнүн теориясында орточо арифметикалык ылдамдык менен орточо квадраттык ылдамдыктын айырмасын эсепке алышкан эмес, ошондуктан

$$\frac{m \bar{v}^2}{2} = \frac{m \bar{v}^2}{2} \text{ деп эсептешкен.}$$

Ушул себептен (9) формулага $m\bar{v}^2$ тын ордуна $m\bar{U}^2$ тын мааниси $3kT$ ны коёбуз

$$\frac{\eta}{\sigma} = \frac{3k^2}{l^2} \cdot T = 3 \left(\frac{k}{l} \right)^2 \cdot T$$

Мында

$$C = 3 \left(\frac{k}{l} \right)^2 = 3 \left(\frac{1,38 \cdot 10^{-16}}{1,60 \cdot 10^{-19}} \right)^2 \cdot 2,23 \cdot 10^6$$

Демек

$$\frac{\eta}{\sigma} = CT \quad (10)$$

Ошентип Видеман-Франц законун алдык.

Өз учурунда бул закондун ачылышы менен металлдардын бир топ касиеттери түшүндүрүлгөн жана анын өзү классикалык теорияда эң чоң жетишкендик болгон.

Бирок ошондой болсо да бул закондо бир топ кемчиликтер жана ички карама-каршылыктар бар.

Видеман — Франц закону нормалдуу температурада жана температура өтө жогору болгон учурда туура болот, ал эми температураны өтө төмөндөтсөк бул закон туура болбой калат.

Экинчиден Друде жана Лоренц теориясындагы металлдарда көп сандаган эркин электрон бар, алар жылуулук кыймылына катышышат деген жыйынтык туура эмес.

Друде — Лоренц болжолдоосу негизинен металлдардын жылуулук сыйымдуулугу жөнүндө туура эмес түшүнүккө алып келет.

Чындыгында эле эгерде металлдардын жылуулукту жакшы өткөрө тургандыгы эркин электрондун кыймылы менен түшүндүрүлсө, решеткада эркин электрондор өтө көп (эң кур дегенде ар бир атомго бирден эркин электрон туура келет) деп эсептеш керек.

Демек мындай болгон учурда металлдардын жылуулук сыйымдуулугу кристаллдык решетканын жана андагы эркин электрондордун (электрондук газдын) жылуулук сыйымдуулуктарынын суммасынан туруш керек. Ал эми Дюлонг — Птинин закону боюнча металлдардын молярдык жылуулук сыйымдуулугу сан жагынан 6 кал/град моль. го барабар.

Друде — Лоренц теориясы боюнча решеткадагы эркин электрондор бир атомдуу газдар катары эсептелгендиктен алардын молярдык жылуулук сыйымдуулугу өзүнчө 3 кал/град. моль болуш керек.

Демек, анда металлдын жалпы град-моль жылуулук сыйымдуулугу сан жагынан $(6+3=9)$ — болуш керек.

Бирок жогорку тактыкта өткөрүлгөн эксперименттер металлдардын молярдык жылуулук сыйымдуулугу сан жагынан 9 эмес 6 экендигин көргөзөт. Ал эми чындыгында болсо металлдардагы электрондорду решеткадагы иондор менен такыр эле байланышпаган эркин жүргөн бөлүкчөлөр деп кароого болбойт. «Эркин» деп аталган электрондор бир эле учурда, бир эмес бир нече иондорго тиешелүү болушу мүмкүн жана алар Друде-Лоренц эсептегендей өтө көп эмес экендигин советтик окумуштуу Я. И. Френкель көргөзгөн. Ошондуктан металлдардагы электрондорду эч качан газ молекулаларындай деп кароого болбойт. Металлдардын жылуулук өткөргүчтүүлүгүнө кадимки температурада андагы электрондордун эч кандай тиешеси жок.

Үчүнчүдөн металлдагы электрондор газ молекулаларындай Максвелл менен Больцман статистикасына баш ийбестен Ферми-Дирактын кванттык статистикасына баш ийишет. Мисалы кванттык физикада электрондун орточо кинетикалык энергиясы $\frac{3}{2}KT$ формуласы менен аныкталбастан, андан татаал формула менен аныкталат. Температура өтө төмөндөтүлсө электрондун орточо энергиясы температурадан көз каранды болбой калат. Демек ал учурда жылуулук сыйымдуулуктун түшүнүгү маанисин жоготуп нөлгө барабар болот.

Төртүнчүдөн классикалык физикада электрондордун өз ара аракеттениши эске алынбайт. Электрондордун бири-бирине карата болгон өз ара аракеттениши кванттык физикада окутулат.

§ 17. ЖАРЫМ ӨТКӨРГҮЧТӨРДӨГҮ ЭЛЕКТР ТОГУ

Салыштырма каршылыгы 10^{-6} ом см ден 10^{-4} ом см ге чейин болгон металлдар менен салыштырма каршылыгы 10^{10} ом см ден 10^{15} ом см ге чейин болгон диэлектриктердин ортосунда жарым

өткөргүчтөр бар. Жарым өткөргүчтөрдүн салыштырма каршылыгы 10^{-3} ом см ден 10 ом см ге чейин болот.

Д. И. Менделеевдин таблицасында жарым өткөргүчтөр бири-бирине жакын жайланышкан. Бул элементтердин группасы 22-сүрөттө көрсөтүлгөн

Менделеевдин таблицасында бул схемадагы жарым өткөргүчтөрдүн сол жагына жана төмөн жагына металлдар, ал эми элемент-

5 B (1,1)	6 C (5,2)		
	14 Si (1,1)	15 P (1,5)	16 S (2,5)
	32 Ge (0,72)	33 As (1,2)	34 Se (1,7)
	50 Sn (0,1)	51 Sb (0,12)	52 Te (0,36)
			53 I (1,25)

22-сүрөт.

тердин жогорку жана оң жагына диэлектриктер жайланышкан. Жарым өткөргүчтөр аркылуу электр тогу өткөн учурда эч кандай химиялык өзгөрүүлөр болбойт. Демек аларда электр тогу иондордун кыймылынан эмес электрондун кыймылынан пайда болот. Ошондуктан жарым өткөргүчтөр I-класстагы өткөргүчтөргө кирет.

Металлдарда эркин электрондордун концентрациясы температурадан көз каранды эмес. Металлдардын температурасы өтө төмөн болгон учурда деле аларда эркин электрондор көп боло тургандыгы тажрыйбада далилденген.

Демек, металлдардагы электр тогун пайда кылуучу эркин электрондорду пайда кылыш үчүн жылуулук кыймылы негизги ролду ойнобойт. Металлдардын ар бир атомдорунда ядро менен начар байланышкан бир же бир нече электрондор болот. Металлдын атомдору бири-бирине жакындап суюк абалдан катуу (кристаллдык) абалга өткөндө жакын жайланышкан атомдордун өз ара тартуу күчтөрүнүн натыйжасында ядро менен начар байланышкан электрондор өздөрүнүн атомдоруна ажырап кетишет да кандайдыр белгилүү атомго тиешелүү болбостон, жалпы металлга тиешелүү болуп калат. Бул эркин электрондор иондор менен калган электрондордон пайда болгон жалпы электр талаанын таасири боюнча кыймылдап жүрүшөт. Ушул эркин электрондор металлдарда электр тогун пайда кылат.

Ал эми жарым өткөргүчтөрдө болсо нормалдуу шартта эркин электрондордун саны өтө аз болот. Ошондуктан алар температура-

сы өтө төмөн болгон учурда электр тогун өткөрбөстөн диэлектрик катарында турат.

Жарым өткөргүчтүн негизги өкүлдөрү болуп германий, кремний, теллур эсептелет. Жарым өткөргүчтөргө Cu_2O (жез кычкылы), PbS (күкүрттүү коргошун) жана башка ушу сыяктуу химиялык аралашмалар да кирет.

Эгерде бул заттардын температурасын жогорулата бере турган болсок алардын салыштырма каршылыгы бат эле азая баштагандыгы байкалат да температурасы өтө жогору болгон учурда салыштырма каршылыгы өтө кичине болуп электр тогун жакшы өткөрө баштагандыгы байкалат.

Мисалы таза кремнийде комнаталык температура учурунда эркин электрондордун концентрациясы $10^{17} м^{-3}$, салыштырма каршылыгы $10^3 ом м$ дон чоң боло турган болсо, ал эми анын температурасы $700^\circ C$ га жеткенде эркин электрондордун концентрациясы $10^{24} м^{-3}$ га салыштырма каршылыгы $0,001 ом м$ ге чейин өзгөрөт.

Жарым өткөргүчтөрдөгү эркин электрондордун концентрациясынын температурадан өтө күчтүү көз карандылыгы алардагы электр тогун өткөрүүчү эркин электрондордун болушу жылуулук кыймылынын негизинде пайда болот дегенди көргөзөт.

Жарым өткөргүчтөгү атомдордун сырткы электрондору ядролордон ажырап кетиши үчүн жакын жайланышкан атомдордун өз ара аракет эткен күчтөрү жетишсиздик кылат. Ошондуктан жарым өткөргүчтөрдөгү ядролор менен начарыраак байланышкан электрондорду эркин электрондорго айландыруу үчүн аларга кандайдыр кошумча энергия бериш керек. Жарым өткөргүчтөрдүн температурасын жогорулатканда ядро менен начар байланышкан электрондор ал энергияны жылуулук энергиянын эсебинен алышат да эркин электрондорго айланып кетишет.

Ядро менен начар байланышкан электрондорду атомдон ажыратып эркин электрондорго айландырып жиберүү үчүн керек болгон кошумча энергиянын чоңдугу ионизация энергиясы деп аталат. Ал энергиянын чоңдугу ар түрдүү элементтер үчүн ар башка чоңдукта болот.

Мисалы: кремний үчүн $W=1,1 эв$ германий үчүн $W=0,72 эв$ теллур үчүн $W=0,36 эв$ ж. б.

Жарым өткөргүчтөгү электр тогунун жүрүшүн түшүнүш үчүн алардын негизги өкүлдөрүнүн бири болгон кремнийдеги эркин электрондордун пайда болуу жолдорун карап көрөлү.

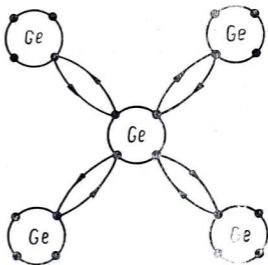
Кремний Менделеевдин таблицасында он төртүнчү орунда турат ($Z=14$). Ошондуктан кремнийдин ядросунун заряды $+14e$. Ал ядронун тегерегинде 14 электрон айланып жүрөт.

Бул 14 электрондун экөө биринчи, сегизи экинчи электрондук катмарларда жайланышкан. Ал эми калган 4 электрон болсо сырткы үчүнчү катмарда жайланышкан да, ядро менен начар байланышкан болот.

Ушул 4 электрон химиялык реакцияларга катышып валенттүү электрондор болуп эсептелет. Ошондуктан кремний төрт валенттүү.

Ошондой эле германийди алып карасак ал Менделеевдин таблицасынын IV периодунан жана IV группасындагы 32-номерден орун алган. Германийдин 28 электрону 1—3 катмарлардан орун алган. Калган 4 электрону болсо сырткы төртүнчү катмарда жайланышкан.

Кремний жана германийдин решеткаларында ар бир атом эң жакын бирдей аралыкта жайланышкан төрт атом менен курчалып турат. Бир-бирине жакын жайланышкан ар бир эки атомдун бирден электрондору алар үчүн жалпы болуп химиялык же коваленттик байланышты түзөт. Ошондуктан булардын сырткы катмарларында жайланышкан 4 электрондору «эркин электрондор» катары жүрбөстөн решеткадагы атомдорду валенттүү байланыштар менен бириктирип турат. Ушул себептен германий, кремний таза түрүндө нормалдуу температура кезинде эң жакшы изолятор болуп эсептелишет. Бул байланыш 23-сүрөттө көргөзүлгөн.



23-сүрөт.

У Эгерде бул кристаллдардын температурасын жогорулата турган болсо валенттүү байланышта турган кээ бир электрондор ал байланыштардан чыгып «эркин электрондорго» айланып кетишет. Кристаллдарга потенциалдардын айырмасы берилип электр талаасы пайда боло турган болсо бул пайда болгон «эркин электрондор» талаанын багытына карама-каршы багытта кыймылга келип электр тогун пайда кылышат. Бул каралган учур жарым өткөргүчтөгү электр тогун пайда кылуунун бир жолу болуп эсептелет.

Жарым өткөргүчтөр аркылуу электр тогунун өтүшүнүн жогоркудан башка дагы экинчи механизмдин карап көрөлү.

Эгерде кристаллдын решеткаларынын кандайдыр бир жеринде валенттүү байланыш бузулуп ал жердеги электрон башка жакка которулса (мисалы кристаллды ысытканда решеткадагы майда бөлүкчөлөрдүн жылуулук кыймылынын амплитудасынын чоңоюшунан) электрон кеткен жерде «боштук» («дырка») пайда болот. Электрон кеткен жерде терс заряд азайып оң заряддын чоңдугу көбүрөөк (артыгыраак) болуп калат, ошондуктан ал «боштукту» — «оң заряддалган боштук» деп аташат.

Решеткада мындай «боштук» (көндөй) бар болсо анын тегерегиндеги валенттүү байланышта турган электрондордун ал «боштукка» которулуп келиши мүмкүн.

Бул электрондун которулушу менен мурдагы «боштук» турган жердеги валенттүү байланыш кайра ордуна келет, бирок кийинки электрон кеткен жерде кайра «боштук» пайда болот. Бул жаңы пайда болгон «боштукка» экинчи бир электрон которулуп келиши мүмкүн. Ал жерде кайрадан валенттүү байланыш пайда болот, экинчи электрон которулган жерде кайрадан «боштук» пайда болот.

Ошентип ушул процесс улана берет. Эгерде кристаллга электр талаасы берилсе электрондордун которулушу (жылышы) талаанын багытына карама-каршы багытта болот. Башкача айтканда электрондор талаанын багытына карама-каршы жылса, «боштук» («дырка») оң заряддалган бөлүкчөлөрдөй болуп, талаанын багыты боюнча жылат.

Жарым өткөргүчтөрдөгү мындай жол менен пайда болгон электр тогун өткөргүчтүүлүк «боштуктун» жылуу жолу менен пайда болгон өткөргүчтүүлүк деп аталат (дырочная проводимость)

Эгерде бул процессти үстүртөн караса бул учурда деле электр тогу электрондордун кыймылынан пайда болгондой болуп көрүнөт. Экинчиден «боштуктун» жылышынан электр тогу пайда болот деп айталы десек «боштук» электр зарядына ээ эмес, ошондуктан эмне үчүн «боштуктун» жылуусунан пайда болгон электр өткөргүчтүүлүк деп айтабыз деген суроо туулушу мүмкүн.

Бирок бул каралган процесстин механизмин тереңирээк карасак «боштуктун» («дырка») электр жана магниттик талаалардагы кыймылы электрондун кыймылындай болбостон кандайдыр массасы бар (электрондун массасына барабар эмес), заряды $+e$ болгон оң заряддалган бөлүкчөнүн кыймылындай боло тургандыгы далилденген.

Ошондуктан бул учурдагы электр өткөргүчтүүлүктү электрондордун алга умтулуу кыймылынан пайда болгон деп карабастан «оң заряддалган боштуктун» жылышынан пайда болгон өткөргүчтүүлүк деп аташат.

Жарым өткөргүчтөр аркылуу электр тогу өтүүнүн үчүнчү механизмин карап көрөлү.

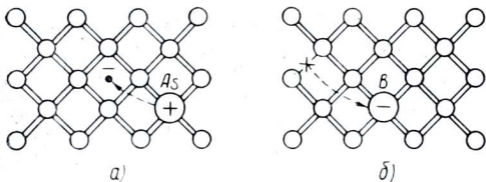
Жарым өткөргүчтөрдүн решеткаларынын составында башка элементтердин атомдору бар болсо алардын электр өткөргүчтүүлүгү өтө тез өзгөрө тургандыгы тажрыйбада далилденген.

Мисалы: эгерде комнаттык температурадагы кремнийдин составына болгону 0,001 атомдук процентке барабар болгон фосфор аралашма түрүндө кошула турган болсо анын салыштырма каршылыгы 0,006 *ом* болуп кремнийдин таза кристаллына караганда салыштырма каршылыгы 100 000 эсе кичирее тургандыгы далилденген. Бул кубулушту түшүнүш үчүн кайрадан кремний кристаллын алып карайлы. Кремнийдин решеткасындагы бир атомунун ордун бешинчи группадагы элемент мышьяктын атому ээлеп турсун дейли.

Мышьяк элементи бешинчи группада тургандыктан анын сырткы электрондук катмарында валенттүү беш электрон жайлашкан. Ал эми биз жогоруда карап өткөндөн белгилүү — кремнийдин решет-

касында эки-электрондук (парно-электронных) байланышты камсыз кылыш үчүн болгону валенттүү төрт эле электрон жетиштүү болот. Ошондуктан мышьяктын бешинчи электрону калган төрт электронуна караганда ядро менен өтө начар байланышкан болот да жылуулук кыймылынын натыйжасында эле атомдон бөлүнүп кетиши мүмкүн (себеби бешинчи электрон эки электрондук байланышка катышпай ашык болуп калат).

Демек мышьяктын атому бир электронун жоготуп оң ионго, ал эми бөлүнүп кеткен электрон электр тогун пайда кылуучу «эркин» электронго айланат. Бул процесс схема түрүндө 24 «а» сүрөтүндө көргөзүлгөн.



24 а, б-сүрөт.

Экинчи мисал катарында кремнийдин решеткасында үчүнчү группадагы элементтердин бирөөнүн атому орун алган учурун карайлы.

Мисалы кремнийдин решеткасында анын атомун алмаштырган үчүнчү группада турган бор элементинин атому болсун дейли.

Бордун атомунун сырткы электрондук катмарында болгону үч электрон бар, ал эми кремнийдин решеткасында эки электрондук валенттүү байланышты камсыз кылыш үчүн ар бир атомдун сырткы катмарында төрттөн валенттүү электрон болушу керек.

Ошондуктан бордун сырткы катмарында жетпеген төртүнчү электрон анын тегерегиндеги решеткадагы электрондордон тартылып алынат. Ал эми электрон которулуп кеткен жерде «боштук» («дырка») пайда болот.

Бордун атому анын сырткы электрондук катмарына төртүнчү электрон кошулгандыктан терс ионго айланат. Ошентип кремнийдин решеткасында анын атомунун ордун үчүнчү группадагы элемент бордун атому ээлеп турган учурда электр тогу электрондордун кыймылынан пайда болбостон, «боштуктардын» жылышынан пайда болот.

Жалпысынан алып айтканда эгерде жарым өткөргүчтөрдө «боштуктардын» концентрациясына караганда «эркин» электрондордун концентрациясы өтө көп болсо жарым өткөргүчтөрдө электр тогу

электрондордун кыймылынан пайда болот. Эгерде тескерисинче «боштуктардын» концентрациясы «эркин» электрондордун концентрациясынан өтө көп болсо жарым өткөргүчтөрдө электр тогу «боштуктардын» которулуштарынын натыйжасында пайда болот.

§ 18. СУЮКТУКТАРДАГЫ ЭЛЕКТР ТОГУ

Электр тогун өткөрүү боюнча биринчи класстагы өткөргүчтөрдөн башка дагы экинчи класстагы өткөргүчтөр бар. Экинчи класстагы өткөргүчтөр аркылуу электр тогу өткөндө алардын түзүлүшүндө химиялык өзгөрүүлөр байкалат. Составында оң жана терс иондор болгон мындай эритмелер электролиттер деп аталышат. Бул класстагы өткөргүчтөргө кислоталардын, туздардын, жегичтердин суудагы эритмелери кирет. Ал эми суюктуктарды (М: таза суу, керосин, минералдык майлар ж. б.) аралашмасы жок таза түрүндө алсак алар электр тогун өткөрбөйт.

Туздарды, жегичтерди ж. б. суюктукта эриткен учурда эритилген заттын молекулалары химиялык күчтөрдүн таасири астында оң жана терс заряддалган бөлүкчөлөргө (иондорго) ажырашат. Ушул молекулалардын оң жана терс иондорго ажыроо процесси диссоциация кубулушу деп аталат. Ал эми бул эритмелерге (электролиттерге) эки пластинкаларды (буларды электроддор деп коюшат) матырып ток булагы менен туташтырсак эритмеде ток жүрөт. Оң полюс менен туташкан пластинка **анод**, терс менен туташканы **катод** деп аталат. Оң иондор катодду, терс иондор анодду көздөй багытталган кыймылга келип электр тогун пайда кылышат. Ушул ток жүргөн процессте электроддордо зат бөлүнүп чыкса ал кубулуш **электролиз** деп аталат.

Жогоруда келтирилген мисалдардан I класстагы өткөргүчтөр дээрлик катуу нерселер, ал эми II класстагы өткөргүчтөр (электролиттер) эритилген суюк абалдагы заттардан турат деп туура эмес жыйынтыкка келүүгө болбойт.

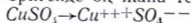
М: Эритилген жез суюк абалында деле I класстагы өткөргүч болуп эсептелет, б. а. ал аркылуу ток өткөндө анда эч кандай химиялык өзгөрүүлөр болбойт. Ошондой эле суюк амиактагы натрийдин эритмеси да I класстагы өткөргүч болуп эсептелет.

Тескерисинче катуу абалда турган кээ бир туздарды ысыта баштаса электр тогун электролит катарында өткөрөт, б. а. электр тогу өткөндө аларда химиялык өзгөрүүлөр байкалат.

Электролиттер аркылуу ток өткөндөгү ар кайсы учурларын карап көрөлү.

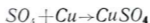
а) Идишке жез купоросунун (CuSO_4) суудагы эритмеси куюлган болсун. Эритмеге көмүрдөн жасалган катод пластинкасы жезден жасалган анод пластинкасы салынсын дейли.

Диссоциация кубулушунун натыйжасында жез купоросунун молекулалары сууда эригенде оң жана терс иондорго ажырашат.



Диссоциация учурундагы металлдын атомдору жана водород дайыма оң иондорго ээ болушат. Эгерде электроддорду ток булагы менен туташтырсак жездин оң иондору терс заряддалган көмүр пластинкасына тартылышат да заряддарын берип анын бетине металл түрүндөгү жез бөлүнүп чыгат.

Ал эми SO_4^{--} калдыгы болсо анод пластинкасына тартылып ага зарядын берет. Андан кийин заряддалбаган (нейтралдуу) SO_4 металл түрүндөгү жез пластинкасы менен химиялык реакцияга кирет.



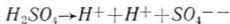
Демек электролиз учурунда оң жана терс иондорго ажыраган жез купоросунун молекуласы электролиттен электроддорго тартылып кеткен болсо, ошол эле убакытта химиялык реакциянын натыйжасында кайрадан эритмеде жез купоросунун бир молекуласы пайда болот.

Бул пайда болгон жаңы молекула $CuSO_4$ кайра сууда диссоциация процессинин натыйжасында оң жана терс иондорго ажырашат.

Б. а. убакыт бирдиги ичинде электр тогу өтүүгө байланыштуу канча ион эритмеде (электролитте) азайган болсо, ошол эле убакыттын ичинде электролитке химиялык реакциянын натыйжасында ошончолук жаңы иондор пайда болуп эритмедеги иондордун саны турактуу кармалып турат.

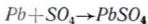
Ошондуктан мындай эритмелерде электр тогу практика жүзүндө жез аноду жемирилип бүткөнгө чейин өтө бериши мүмкүн.

б). Идишке күкүрт кислотасынын (H_2SO_4) суудагы эритмеси куюлган болсун. Бул учурда диссоциация кубулушу төмөндөгүдөй болот.



Бул электролитке коргошун пластинкаларынан турган электроддорду салалы.

Электролиз учурунда водороддун иондору катодко тартылат да зарядын берип водород газ түрүндө бөлүнүп чыгат. Ал эми SO_4^{--} калдыгы болсо анодко тартылып зарядын берет. Зарядын бергенден кийин SO_4 коргошун пластинкасы менен реакцияга кирип коргошундун сульфатынын молекуласын пайда кылат.



Бул пайда болгон молекула $PbSO_4$ сууда эрибейт, ошондуктан идиштин түбүнө чөгөт.

Ушул себептен убакыт өткөн сайын эритмедеги күкүрт кислотасынын иондорунун саны азая берет да, белгилүү убакыт өткөндөн кийин иондор түгөнүп электр тогу токтоп калат.

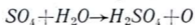
Электр тогун өткөрүш үчүн кайрадан идиштеги сууга жаңыдан күкүрт кислотасын кошуу керек.

в). Азыр эле каралган идиштеги күкүрт кислотасынын эритмеси-не коргошун электроддорунун ордуна платинадан жасалган элект-

роддор салынган болсун. Водород иондору болсо мурдагыдай эле катодго заярддарын берип газ түрүндө бөлүнүп чыгат.

Ал эми SO_4^{2-} калдыгы болсо анодго тартылып зарядын берет, бирок платина менен химиялык реакцияга кирбейт.

Платина менен реакцияга кирбегенден кийин SO_4 калдыгы идиштеги суунун өзү менен химиялык реакцияга кирет.



Б. а. бул реакциянын натыйжасында кайрадан күкүрт кислота-сынын молекуласы пайда болот.

H_2SO_4 — молекуласы кайрадан жогорудагыдай болуп жаңы иондорго ажырайт.

Электролиз учурунда электролиттен жоголгон иондор кайрадан толукталып турат. Суунун проценттик саны азая баштайт. Ошондуктан суу толукталса мындай эритмеде электр тогу практика жүзүндө дайыма жүрүп тура алат.

§ 19. ФАРАДЕЙДИН ЗАКОНДОРУ

1833-жылы атактуу окумуштуу Фарадей электролиз кубулушундагы эки законду ачкан.

I. Электролиз кезинде электродго бөлүнүп чыккан заттын массасы электролит аркылуу өткөн заряддын чоңдугуна түз пропорциялаш.

$$M = kq \dots \quad (1)$$

$q = It$ болгондуктан $M = kIt$ болот.

Мында k — заттын электрохимиялык эквиваленти. Эгерде $q = 1$ болсо $M = k$ болот.

Демек заттардын электрохимиялык эквиваленти сан жагынан электролит аркылуу бир бирдикке барабар болгон электр саны өткөндөгү электродго бөлүнүп чыккан заттын массасына барабар.

II. Фарадейдин экинчи закону болсо заттардын электрохимиялык эквиваленти менен химиялык эквивалентин байланыштырат.

Заттардын электрохимиялык эквиваленти алардын химиялык эквивалентине түз пропорциялаш.

$$k = cx \dots \quad (2)$$

C — турактуу коэффициент, $x = \frac{A}{n}$ заттын химиялык эквиваленти, бирдиксиз чоңдук болуп эсептелет. A — атомдук салмак, n — валенттүүлүк.

Эгерде химиялык эквивалентти грамм менен туюнтсак грамм-эквивалентти алабыз.

Коэффициент C нын тескери чоңдугу $F = \frac{1}{c}$ Фарадей саны деп аталат.

Бул чоңдуктардын маанилерин (1) формулага койсок Фарадейдин бирикме закону келип чыгат.

$$M = \frac{1}{F} \left(\frac{A}{n} \right) \cdot q \dots \quad (3)$$

Электродго белгилүү убакыттын ичинде 1 грамм-эквивалент зат бөлүнүп чыксын дейли.

Анда $M = \frac{A}{n}$ М-дин маанисин (3) формулага коюп Фарадей санынын чоңдугун табабыз.

$$\left(\frac{A}{n} \right) = \frac{1}{F} \left(\frac{A}{n} \right) \cdot q \quad \text{Мындан } F = q$$

Демек Фарадей саны чоңдугу жагынан электродго 1 грамм-эквивалент зат бөлүнүп чыкканда электролит аркылуу өткөн электр заряддарынын чоңдугуна барабар

Бул чоңдуктун бардык химиялык элементтер үчүн бирдей экендиги далилденген.

$$F = 96500 \frac{\text{кулон}}{\text{гр-экв.}}$$

Эгерде валенттүүлүк $n=1$ болсо $\left(\frac{A}{n} \right)_{\text{гр.}} = A \text{ гр.}$ болот. Б. а. бир валенттүү элементтер үчүн грамм-эквивалент менен грамм атом деген түшүнүктөрдүн айрымасы жок. Бир валенттүү элементтер үчүн электродго 1 грамм-атом элемент бөлүнүп чыкса анда Авогадро закону боюнча $N=6.023 \cdot 10^{23}$ атом бар.

Демек 96500 кулон заряды $6.023 \cdot 10^{23}$ кө барабар болгон майда бөлүкчөлөргө туура келет.

Ошондуктан Фарадей санын Авогадро санына бөлсөк заттын ар бир майда бөлүкчөсү алып жүрө турган элементардык заряддын чоңдугу келип чыгат.

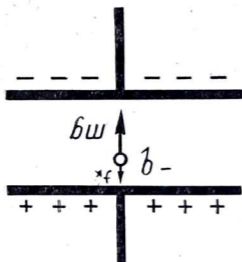
$$e = \frac{F}{N} = \frac{96500 \text{ к}}{6.023 \cdot 10^{23}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \quad k = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$$

Заряддын бул чоңдугу электрондун заряды болуп эсептелет.

Эгерде бир валенттүү эмес n валенттүү иондорду карасак алардын заряддарынын чоңдугу $q = ne = n \frac{F}{N}$ түрүндө аныкталат. Б. а.

ар бир ионго белгилүү чоңдуктагы электр заряды туура келет, бирок заряддарынын чоңдуктары бир валенттүү иондордун зарядына караганда бир нече эселенгендиги менен айырмаланат. Эки валенттүү иондордун заряды бир валенттүү иондордукуна караганда эки, үч валенттүү иондордуку — үч эсе чоң болот, ж. б. у. с.

Электр заряддары үзгүлтүксүз мааниге ээ болбостон элементардык заряддын эселенген маанисине ээ боло тургандыгы 1912-жылы жүргүзүлгөн А. Ф. Иоффенин экспериментинде далилденген.



25-чйме.

Тажрыйбада терс заряддалган металлдын кыпыны жалпак конденсатордун пластинкаларынын арасына жайланыштырылган. Конденсатор аралыгындагы талаанын чыңалышы темир кыпыны тең салмактуулук абалда тургандай кылып алынган б. а.

$$mg = eE$$

Конденсатордун пластинкаларынын арасында тең салмактуулук абалда турган металл кыпынына ультрафиолет нурун жибергенде фотоэффект кубулушунун натыйжасында убакыт өткөн сайын металл

кыпынынын терс заряды азая баштаган. Ал эми кыпындын тең салмактуулук абалын сакташ үчүн ошого жараша талаанын чыңалышын өзгөртүп турууга туура келген.

Б. а. төмөндөгүдөй барабардыктар орун алат: $mg = qE = q_1E_1 = q_2E_2$ мындан $q : q_1 : q_2 = \frac{1}{E} : \frac{1}{E_1} : \frac{1}{E_2}$ келип чыгат.

Демек темир кыпынынын заряды үзгүлтүксүз мааниге ээ болбостон бири-биринен белгилүү сандагы элементардык заряддын чоңдугуна айырмаланган заряддарга ээ боло тургандыгы далилденген. Элементардык терс заряддын чоңдугу (электрондун заряды) Р. А. Милликен тарабынан (1909—1914 ж. ж.) аныкталган.

Милликендин тажрыйбасы жалпысынан Иоффенин тажрыйбасына окшош.

Милликендин тажрыйбасында электр талаасында кыймылда болгон май тамчасынын ылдамдыгы аркилуу анын зарядынын чоңдугу эсептеп чыгарылган.

Илешкектүү суюктуктарда төмөн түшүп келе жаткан шар түрүндөгү (радиусу r) майда бөлүкчө чоңдугу турактуу болгон V ылдамдыгына ээ болсун дейли. Анда ал майда бөлүкчөлөрдүн кыймылынын теңдемеси Стокстун закону боюнча төмөндөгүдөй жазылат.

$$P - F_{\text{АРХ}} = 6\pi\eta r v$$

Мында P — тамчынын салмагы, $F_{\text{АРХ}}$ — архимеддин күчү, η — суюктуктун илешкектүүлүк коэффициентин $P = mg$, $F_{\text{АРХ}} = m_1g$ болгондуктан $mg - m_1g = 6\pi\eta r v$ болот.

Тамчынын тыгыздыгын ρ менен, суюктуктукун ρ_1 менен белгилесен

$$m = \rho \frac{4}{3}\pi r^3; \quad m_1 = \rho_1 \frac{4}{3}\pi r^3$$

$$\text{Маанилерин койсок } \frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho - \rho_1) = 6\pi\eta r v.$$

Мындан $r = \sqrt{\frac{rv}{2g(\rho - \rho_1)}}$. Бул формула боюнча ылдамдык v ны тажрыйбадан аныктап туруп тамчынын радиусун эсептеп чыккан. Тажрыйба абада жүргүзүлгөндүктөн, көпчүлүк учурда ρ_1 — аба-нын тыгыздыгы.

Эгерде ошол эле тамчыны заряддап туруп электр талаасында төмөн көздөй түшүрсө анын түшүү ылдамдыгы мурдагыдан кичине болот. Бул учурдагы заряддалган тамчынын түшүү кыймылынын теңдемеси төмөндөгүдөй жазылат.

$$\frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_1) - qE = 6\pi\eta r V_1$$

Мындан v_1 ылдамдыгын тажрыйбадан аныктап, бул формуладан тамчынын заряды аныкталган.

Милликен бул экспериментти бир нече учур үчүн жүргүзүп барлык учурда тең тамчынын зарядынын чоңдугу кандайдыр элементардык заряд e нин эселенген маанисине барабар экендигин далилдеген.

$$\text{б. а. } q = ne$$

Милликендин тажрыйбасы боюнча $e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ CGS } E$ болгон. Кийинчерээк e нин мааниси өтө жогорку тактыкта өлчөнүп аныкталган.

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGS } \text{Э} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ кулон.}$$

§ 20. ЭЛЕКТРОЛИТТИК ӨТКӨРГҮЧТҮҮЛҮКТҮН ТЕОРИЯСЫ

Электролиттер аркылуу токту өтүшү эритмеде диссоциация кубулушунун натыйжасында оң жана терс иондордун пайда болушунун негизинде түшүндүрүлөт.

Эритменин көлөм бирдигине туура келген эритилген заттын молекулаларынын санын n_0 менен белгилейли. Ал молекулалардын ичинен n_0' молекулалары диссоциацияланган болсун дейли, Диссоциацияланган молекулалардын саны n_0' жалпы молекулалардын n_0 санына пропорциялаш болот.

$$n_0' = \alpha n_0$$

Мында α — диссоциациянын коэффициенти деп аталат. Ал эми диссоциациялана элек молекулалардын саны

$$n_0'' = n_0 - n_0' = n_0(1 - \alpha) \text{ болот.}$$

Эгерде $\alpha = 1$ болсо бардык эритилген молекулалар диссоциацияланган болот. Эгерде $\alpha = 0$ болсо диссоциация кубулушу жок экендигин көргөзөт.

Диссоциация кубулушунун натыйжасында бир секундада 1 см^3 көлөмүндө пайда боло турган оң жана терс иондордун саны Δn_0

эритмедеги иондорго ажырабай молекула түрүндө турган бөлүкчөлөрдүн санына пропорциялаш болот.

$$\Delta n_0' = An_0'' = A(1-a) \cdot n_0$$

A — турактуу коэффициент.

Диссоциация кубулушу менен бирге тескерисинче оң жана терс иондордун биригип нейтралдуу — заряддалбаган молекулаларды пайда кылуу процесси жүрөт. Бул процесс **молизация** деп аталат.

Молизация процессинин натыйжасында пайда болгон молекулалардын саны $\Delta n_0''$ эритмедеги оң иондордун жана ошондой эле терс иондордун сандарына пропорциялаш болот.

Көлөм бирдигиндеги оң жана терс иондордун саны бири-бирине барабар болгондуктан

$$\Delta n_0'' = Bn_0'n_0' = B(a \cdot n_0)^2$$

Мында B — турактуу коэффициент.

Эгерде эритмедеги ионизация жана молизация процессинин ортосундагы тең салмактык абал болсо $\Delta n_0' = \Delta n_0''$ болот.

Бул чондуктардын маанилерин койсок

$$A(1-a) \cdot n_0 = Ba^2 \cdot n_0^2$$

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{A}{B} \cdot \frac{1}{n_0}$$

Бул формула Оствальддын закону деп аталат да диссоциация коэффициенти α нын эритменин концентрациясы n_0 дон болгон көз карандылыгын көргөзөт.

Бул формуладан n_0 дун чондугу канча кичине болсо α ошончолук бирге жакын мааниге ээ боло тургандыгы көрүнүп турат.

Б. а. $n_0 \rightarrow 0$ болсо, $\alpha \rightarrow 1$ болот.

Себеби

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} \rightarrow \frac{A}{0} = \infty \quad 1-\alpha \rightarrow \frac{\alpha^2}{\infty} = 0 \quad \alpha = 1.$$

Эритмеде сырттан таасир эткен электр талаасы жок болсо, андагы иондор баш аламан тартипсиз кыймылда болот.

Эгерде эритмеде тыштан электр талаасын түзсөк оң жана терс иондор карама-каршы багыттагы кыймылга келишет.

Иондордун багытталган кыймылдарынын ылдамдыктарын U_+ жана U_- белгилери менен белгилейли. Металлдардагы электрондордун кыймылынан айырмасы—бул учурда иондордун багытталган кыймылына чөйрөнүн (электролиттин) көрсөткөн каршылыгы эсепке алынат (иондордун массасы электрондордун массасынан көп эсе чоң болгондуктан).

Иондорго электр талаасы тарабынан qE күчү таасир этет. Бул күчкө карама-каршы багытта чөйрөнүн каршылык күчү багытталган болот. Чөйрөнүн каршылык күчү иондордун багытталган кыймылынын ылдамдыгына пропорциялаш. Бул күчтөр оң иондор үчүн $K_+ U_+$ жана терс иондор үчүн $K_- U_-$ болот.

Адегенде оң иондордун кыймылынын теңдемесин жазалы.

$$mW = qE - K_+ U_+$$

Иондордун ылдамдыгы чоңойгон сайын сүрүлүү күчүнүн чоңдугу ($K_+ U_+$) чоңоёт да U_+ дун кандайдыр бир маанисинде $W=0$ болуп, $qE = K_+ U_+$ болот.

Мындан $U_+ = \frac{qE}{K_+}$. Ошондой эле терс иондор үчүн $U_- = \frac{qE}{K_-}$.

Иондордун багытталган кыймылынын ылдамдыктарын токтун күчү жана тыгыздыгы менен байланыштырабыз.

Электролиттин S аянтчасы аркылуу t убактысы ичинде q электр саны өтсүн. Анда токтун күчү $I = \frac{q}{t}$ болот. Заряд $q = qn_0^1 V$; Көлөм

$V = SUt$; q_0 — бир иондун заряды. $I = n_0^1 S U q_0 n_0^1$ — см^3 көлөмдөгү иондор саны. Мындан

$j_+ = \frac{I}{S} = n_0^1 q_0 U_+$ же $j_+ = q_0 dn_0 U$ терс иондор үчүн.

Ал эми электролиттеги ток оң жана терс иондордун карама-каршы кыймылынан пайда болгондуктан жалпы токтун тыгыздыгы

$$j = j_+ + j_- = q dn_0 (U_+ + U_-)$$

N' — тамгасы менен I грамм эквивалент заттын ичиндеги молекулалардын санын белгилейли. Акыркы формуланы N^1 ка көбөйтөбүз жана бөлөбүз.

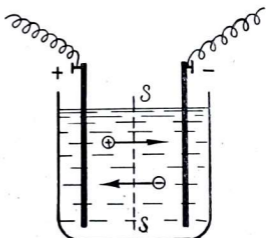
$$j = N' q \alpha \frac{n_0}{N} \cdot (U_+ + U_-)$$

Мында $\frac{n_0}{N'} = \eta$ эритменин көлөм бирдигиндеги эритилген заттын канча грамм эквиваленти бар экендигин көргөзөт да эквиваленттик концентрация деп аталат.

qN' — көбөйтүндүсү болсо Фарадей санына барабар $qN' = F$. Акыркы формулага U_+ жана U_- дун да маанилерин коёбуз. Демек

$$j = \eta F \alpha \left(\frac{qE}{K_+} + \frac{qE}{K_-} \right) = \eta F \alpha \left(\frac{q}{K_+} + \frac{q}{K_-} \right) E$$

$\frac{q}{K_+} = U_+^0$ — менен белгиленет да оң жана $\frac{q}{K_-} = U_-^0$ — терс иондордун тездиги деп аталышат. $\eta F \alpha (U_+^0 + U_-^0) = \sigma$ — берилген электролит үчүн турактуу сан.



26-сүрөт.

Демек $j = \sigma E$. Бул формула электролиттер үчүн Омдун законун дифференциалдык түрү болуп эсептелет.

Бул законду металлдар үчүн чыгарылган закон менен салыштырсак бир топ чоңдуктар кирген татаал көз карандылык менен аныктала тургандыгын көрөбүз.

§ 21. ГАЗДАРДАГЫ ЭЛЕКТР ТОГУ

Сырткы басымдын чоңдугу атмосфера басымына жакын болгон учурларда газ электр тогун өткөзбөйт. Бирок газдарга кандайдыр сырткы таасирлер аракет этсе алар жакшы өткөргүч болуп калат. Бул сырткы таасирлер ионизаторлор деп аталат. Ионизаторлордун таасири астында газ молекулалары оң жана терс белгидеги иондорго ажырап электр тогун пайда кылууга шарт түзүлөт.

Эң жакшы ионизаторлор болуп рентген, ультрофиолет, радиоактивдүү нурлар жана эң жогорку температура эсептелет.

Ар кандай газдардын молекулаларын иондоштуруш үчүн ар түрдүү чоңдуктагы энергия керек болот. Бул энергиянын чоңдугу **ионизация энергиясы** деп аталат.

Газ молекулаларында ионизация жүргөн учурда электролиттердеги диссоциация кубулушу учурундагыдай эле молизация процесси да жүрөт. Оң жана терс иондордун молизация процессинин негизинде биригишип жөнөкөй молекулаларды пайда кылышы **рекомбинация** деп аталат.

Эгерде сырттан таасир эткен ионизаторлордун таасири токтоулбаса газ ээлеген мейкиндикте дайыма иондор бар болот, ал эми ионизатордун таасирин токтотуп койсо ошол эле замат ал мейкиндиктеги оң жана терс иондор рекомбинация процессинин негизинде биригишип секунданын кандайдыр бөлүгү ичинде эле нейтралдуу молекулаларга айланып кетишет. Газ ээлеген мейкиндикте иондор жок болгондуктан электр тогу өтпөйт.

Кандайдыр эки пластинканын ортосундагы газга турактуу ионизатор таасир этип турат дейли. Демек көлөм бирдигинде ар бир секундда турактуу сандагы эки белгидеги иондор пайда болуп турат. Эгерде ал эки пластинкага потенциалдардын айырмасын берип анан чыңалуунун маанисин акырындатып чоңойто берсек чынжырга улаштырылган амперметр адегенде ток күчүнүн түз сызык боюнча жогорулагандыгын көргөзөт (чиймедеги a а' бөлүгү).

Чыңалууну V' мааниден өйдө арттырсак ток күчү менен чыңалуунун ортосундагы байланыш татаал болот. Жалпысынан алганда түз пропорциялык закону бузулат (V' V_1 аралыгы). Потенциалдардын айырмасы (чыңалуу) V_1 ден чоң болгондон тартып ток күчү мурдагыдай чоңоё бербестен турактуу калгандыгы байкалат. (Ийри сызыктын bc бөлүгү). Бул учурдагы ток каныккан ток деп аталат.

Чыңалуу V_2 ден чоң боло баштаганда ток күчү кайрадан чоңоё баштайт (Ийри сызыктын cd бөлүгү).

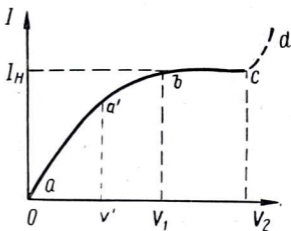
Ийри сызыктын ab бөлүгү чыңалуунун жогорулашы менен ток күчүнүн түз сызык боюнча чоңоё тургандыгын көргөзөт. Б. а. бул учур Омдун законуна туура келет. Мындай болуштун себеби төмөндөгүчө. Турактуу ионизатордун таасиринин натыйжасында эки пластинканын арасындагы көлөмдө ар бир секундада белгилүү сандагы оң жана терс иондор пайда болуп турат. Адегенде потенциалдардын айырмасы нөлдөн тартып чоңоё баштаганда пластинкалар ар секунда ичинде белгилүү аз сандагы иондорду тартып ала алышат (ар секундада пластинкаларга тартылып алынган иондордун саны ток күчүн көргөзөт). Акырындап потенциалдардын айырмасы чоңоё бергенде эки пластинканын арасындагы электр талаасы да чоңоёт да ар бир секундада мурдагыга караганда пластинкалар көбүрөөк иондорду тартып ала алышат. Б. а. мурдагы учурга караганда токтун күчү чоң болот.

Бул процесс (Омдун законунун орундальшы) потенциалдардын айырмасы V_1 ге жеткенге чейин уланат. Потенциалдардын айырмасы V_1 ден чоң боло баштаганда пластинкалардын арасындагы талаанын чоңдугу ар бир секундада ионизатор аркылуу канча оң жана терс иондор пайда болсо ошол эле секундада аларды пластинкалар толугу менен өздөрүнө тартып алууга жетиштүү болуп калат.

Б. а. ар бир секундада ионизатор канча ионду пайда кылса ошол секундада алар пластинкаларга тартылып алынып жок болуп турат. Потенциалдардын айырмасы чоңоюп отуруп V_2 ге жеткенче ток күчү өзгөрбөй турактуу калгандыгы байкалат.

Потенциалдардын айырмасы V_1 ден V_2 ге чейин чоңойгондо пластинканын арасындагы электр талаасы да чоңоё берет, бирок турактуу ионизатор аракет эткендиктен ар бир секундада белгилүү сандагы гана иондор пайда болот. Ошондуктан пластинкалардын иондорду тартып алуу мүмкүнчүлүгү чоңойгону менен тартылып алына турган иондордун саны турактуу болгондуктан пластинкалардын ар бир секундада тартып алган иондордун саны (ток күчү) турактуу калат. Ушул себептен чыңалуу чоңойсо да токтун күчү чоңойбой кала берет.

Качан гана потенциалдардын айырмасы V_2 ге жеткенде пластинкалардын арасындагы терс заряддалган электрондордун ылдамдыгы (кинетикалык энергиясы) өтө чоң боло баштайт. Ошондуктан ал электрондор өзүнүн жолунда жолуккан молекулалар менен кагылышып алардын сырткы электрондорун атомдон ажыратып ал молекулаларды иондоштурат.



27-чийме.

Ушул себептен ал көлөмдө ионизатордун таасиринен башка кошумча иондор пайда боло баштайт. Демек пластинкалар тарабынан ар секунда ичинде тартылып алынуучу иондордун саны көбөйөт, б. а. мурдагыга караганда токтун күчү чоңоёт. Чыңалуу андан ары чоңойгон сайын кагылышуудан кошумча пайда болгон иондордун саны да көбөйөт. Ошондуктан бара бара токтун күчү да чоңоё берет.

Эгерде чыңалуунун чоңдугу ушул чоңдукка жеткенде сырткы ионизатордун таасирин токтотуп койсок жалгыз гана электрондордун молекулалар менен кагылышуусунан пайда болгон иондор токтун өтүп турушун камсыз кылып тура албай калат (мындай иондордун саны аз болгондуктан).

Экинчи жактан, эки пластинканын чыңалуусунун чоңдугу өтө чоң болгон учурда электрондордон башка да иондордун кинетикалык энергиялары өтө жогору мааниге жетип, алар да кагылышуудан нейтралдуу молекулаларды иондоштурууга жөндөмдүү болуп калат.

Бирок бул иондор өз жолунда жолуккан молекулаларды ионизациялаганга караганда алар металлдан жасалган катоддун бетине барып урунганда көп электрондорду бөлүп чыгара тургандыгы далилденген.

Ошондуктан оң иондордун катоддон бөлүп чыккан электрондордун санына караганда алардын нейтралдуу молекулаларга кагылышуусунан пайда болгон иондордун саны өтө аз болгондуктан аларды эсепке албай коюуга болот.

Б. а. бул учурда бир жактан электрондор нейтралдуу молекулаларды иондоштуруп, экинчи жактан оң иондор катодго барып урунганда электрондорду бөлүп чыккандыктан жалпы электрондордун жана иондордун саны өтө көп да аларга салыштырганда сырткы ионизатордун пайда кылган иондорунун саны эч кандай мааниге ээ болбой калат.

Ушул учурга жеткенде сырткы ионизатордун таасирин токтотуп койсо деле жогоруда айтылган процесстер улантыла берип, газ аркылуу электр тогу жүрө берет. Ошондуктан ушул учурдагы газдарда электр тогунун жүрүү процесси **өзүнчө разряд** деп аталат.

Демек, газдарда өзүнчө разрядды жүргүзүү үчүн адегенде бир нече сандагы заряддалган бөлүкчөлөрдүн болушу зарыл. Андан кийин жогоруда түшүндүрүлгөндөгүдөй өзүнчө разряд жүрө берет. Бирок адегендеги бир топ заряддалган бөлүкчөлөрдү пайда кылыш үчүн атайлап сырттан ионизатор колдонуп отуруунун деле кереги жок, себеби дайыма газ космостук жана радиоактивдүү нурлардын таасиринде болгондуктан газда дайыма иондошуу процесси жүрүп турат да каалаган көлөмдө белгилүү сандагы заряддалган бөлүкчөлөр бар болот.

§ 22. ГАЗДАРДЫН ЭЛЕКТР ӨТКӨРГҮЧТҮҮЛҮГҮ

Берилген газдын көлөм бирдигинде n_0 оң жана терс иондор бар болсун деп эсептейли.

Ионизатордун таасири астында газдын 1 см^3 көлөмүндө ар бир секундада Δn_0 го барабар болгон оң жана терс иондор пайда болуп турсун. Иондошуу процесси менен катар карама-каршы молизация (рекомбинация) процесси да жүрөт.

Рекомбинация процессинин натыйжасында пайда боло турган нейтралдуу молекулалардын саны көлөм бирдигиндеги оң жана ошондой эле терс иондордун санына пропорциялаш болот. Ошондуктан рекомбинациянын натыйжасында биригишүүдөн 1 см^3 көлөмдө 1 секунда ичинде пайда болгон нейтралдуу молекулалардын саны $\Delta n_0' = \gamma n_0^2$ болот.

Ал эми молизация процесси менен ионизация процессинин ортосундагы тең салмактуулук абал качан гана $\Delta n_0 = \Delta n_0'$ болгондо пайда болот.

Ушул иондоштурулган газ молекулалары потенциалдардын айырмасы берилген эки пластинканын арасында болсун дейли. Бул учурда эки пластинканын арасындагы иондор бир жагынан молизация кубулушунун натыйжасында азайып турса, экинчи жагынан электр тогун өткөрүүгө катышкандыктан да жоголот.

Электроддордун арасындагы электр тогунун күчү I болсо, t — убактысында электрод аркалуу өткөн заряддын чоңдугу $Q = It$ болот.

Ал эми бул зарядды алып өткөн бир белгидеги иондордун саны $\frac{It}{q}$ болот. Бир секундада электродго келген иондордун санын табыш үчүн бул чоңдукту дагы t га бөлөбүз.

$$\frac{It}{q \cdot t} = \frac{I}{q} \text{ болот.}$$

Пластинкалардын ортосундагы көлөм Sd (S — пластинканын аянты, d — экөөнүн аралыгы)

Эми 1 секунда ичинде 1 см^3 көлөмдөн токту пайда кылууда жок болгон иондордун санын табуу үчүн жогорку чоңдукту дагы sd көлөмүнө бөлүүбүз керек, б. а.

$$\Delta n_0'' = \frac{I}{q \cdot Sd} = \frac{j}{qd}$$

Мында $\Delta n_0''$ — көлөм бирдигинде 1 секундада токту пайда кылууда жок боло турган иондордун саны.

Демек пластинкалардын арасында электр тогу болгон учурда жалпы пайда боло турган иондор менен жок болуп турган иондордун ортосундагы тең салмактуулук абал төмөндөгүдөй жазылат.

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 + \frac{j}{qd} \dots (A)$$

Бул формуланын эки учурун карайлы.

а). Токтун тыгыздыгы өтө кичине болгондуктан $\frac{j}{qd} \ll \gamma n_0^2$ болсун дейли, б. а. токтун пайда кылуу үчүн жок болуп жаткан иондордун саны молизация кубулуш натыйжасында жок болуп жаткан иондордун санына караганда өтө аз болсун.

Бул учурда токтун күчү электролит учурундагыдай эле оң жана терс иондордун тездиктери аркалуу аныкталат.

$$I = qn_0(U_+ + U_-)S = qn_0(U_+^0 + U_-^0)ES$$

Мындан

$$j = \frac{I}{S} = qn_0(U_+^0 + U_-^0)E;$$

Берилген газ үчүн $\sigma = qn_0(U_+^0 + U_-^0)$ турактуу сан болуп эсептелет да салыштырма өткөргүчтүүлүк деп аталат. Демек $j = \sigma E$; Бул формула газдар үчүн Омдун законунун дифференциалдык түрү болуп эсептелет.

Омдун закону туура болгондуктан бул караган учур жогорудагы ийри сызыктын ab бөлүгүнө туура келет.

б) $j n_0^2 \ll \frac{j}{qd}$ болсун дейли. Анда (А) формуласы төмөндөгүчө жазылат.

$$\Delta n_0 = \frac{j}{qd}; \quad j = \Delta n_0 qd.$$

Бул формуладан токтун тыгыздыгы (демек токтун күчү) электр талаанын чыңалышынан (потенциалдардын айырмасынан) көз карандысыз деген жыйынтык келип чыгат.

Бул учур ийри сызыктагы bc бөлүгүнө каныккан ток пайда болгон учурга туура келет.

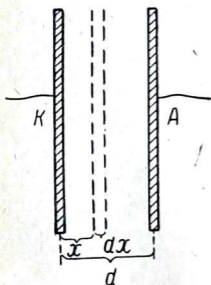
Каныккан токтун күчү ушул формула менен аныкталат

$$d_k = \Delta n_0 qd.$$

Эми газдардагы ток күчү менен потенциалдар айырмасынын ортосундагы көз карандылыкты көргөзүүчү акыркы cd — бөлүгүнө токтололу. cd — сызыгы газдардын өзүнчө өткөргүчтүүлүгүн көргөзгөн сызык болуп эсептелет.

Бул процесстин түшүндүрүү үчүн электрондор ысытылган катоддон алынат деп жөнөкөйлөтүп болжолдойлу.

Катоддун бетинен убакыт бирдигинде бөлүнүп чыккан электрондордун санын n_0 менен белгилейли. dx — катмарына



28-сүрөт.

коромжусуз учуп жеткен электрондордун санын n менен белгилейли. Бул n электрондор dx — катмарындагы газ молекулалары менен урунушуп dn ге барабар оң жана терс иондорду пайда кылат.

$$dn = dn \cdot dx$$

α — иондоштуруунун коэффициенти ал эми ушул электрондордун газ молекулалары менен кагылышуусу аркасында X аралыгында пайда боло турган оң жана терс иондордун саны интегралдоо жолу менен табылат.

$$\int \frac{dn}{n} = \alpha \int dx. \text{ Мындан } \ln n = \alpha x + c.$$

Турактуу сан C ны табуу үчүн алгачкы шарттарды пайдаланышыбыз керек. $x=0$ болгондо $n=n_0$ болот. Демек $\ln n_0 = c$. C нын маанисин (1) формулага коёбуз.

$$\ln n - \ln n_0 = \alpha x \quad \ln \frac{n}{n_0} = \alpha x$$

же $n = n_0 e^{\alpha x}$. Эгерде $x = a$ болсо, $n_d = n_0 e^{\alpha a}$ болот.

Демек бул формуладан n_0 га караганда n_d чоң экендиги көрүнүп турат, б. а. катоддон чыккан электрондордун санына караганда анодго жеткен электрондордун саны көп.

Эгерде кагылышуунун натыйжасында иондошуу процесси болбосо, катоддон чыккан электрондор жолдон коромжуга учурабаса анодго n_0 электрон келип жетээр эле.

Анда $I = n_0 q = I_k$ тогу пайда болмок.

Ал эми электрондордун газ молекулалары менен кагылышууларынын натыйжасында анодго убакыт бирдиги ичинде n_0 эмес n_d электрон жетет.

Демек бул учурда $I = n_d \cdot q = q n_0 e^{\alpha a} = I_k e^{\alpha a}$ тогу пайда болот. Б. а. бул учурдагы токтуң күчү I_k ден $e^{\alpha a}$ эсе чоң экендиги көрүнүп турат. Ушул себеп менен ийри сызыктын cd бөлүгү түшүндүрүлөт.

§ 23. ТУРАКТУУ ЭЛЕКТР ТОГУ БОЮНЧА МАСЕЛЕ ЧЫГАРУУГА МИСАЛДАР

1. Гальваникалык элементтин эки учун каршылыгы $0,6$ ом болгон өткөргүч менен туташтырсак ал аркылуу $0,9$ амперге барабар ток өтөт. Эгерде ошол эле элементти каршылыгы $1,2$ болгон өткөргүчкө туташтырсак токтуң күчү $0,6$ ампер болот. Гальваникалык элементтин электр кыймылдаткыч күчүн жана анын ички каршылыгын аныктагыла.

Берилди:

$$R_1 = 0,6 \text{ ом}$$

$$I_1 = 0,9 \text{ а}$$

$$R_2 = 1,2 \text{ ом}$$

$$I_2 = 0,6 \text{ а}$$

$$\varepsilon = ?$$

$$r = ?$$

Чыгаруу

Маселенин шартындагы эки учур үчүн тең Омдун Законун жазалы.

$$I_1 = \frac{\varepsilon}{R_1 + r}; \quad I_2 = \frac{\varepsilon}{R_2 + r}.$$

Мындан $\varepsilon = I_1(R_1 + r)$ жана $\varepsilon = I_2(R_2 + r)$

Бул эки барабардыктын сол жактары бири-бирине барабар болгондуктан оң жактары да бири-бирине барабар.

$$I_1(R_1+r) = I_r(R_2+r)$$

Мындан

$$r = \frac{I_2 R_2 - I_1 R_1}{I_1 - I_2}$$

Ички каршылык r дин бул маанисин жогорку формулага коёбуз

$$\varepsilon = I_1 \left(R_1 + \frac{I_r R_2 - I_1 R_1}{I_1 - I_2} \right) = I_1 \left(\frac{I_1 R_1 - I_2 R_1 + I_2 R_2 - I_1 R_1}{I_1 - I_2} \right)$$

$$\varepsilon = I_1 I_2 \left(\frac{R_2 - R_1}{I_1 - I_2} \right)$$

$$\varepsilon = 0,9 \text{ а} \cdot 0,6 \text{ а} \left(\frac{1,2 \text{ ом} - 0,6 \text{ ом}}{0,9 \text{ а} - 0,6 \text{ а}} \right) = 1,08 \text{ в}$$

$$r = \frac{I_2 R_2 - I_1 R_1}{I_1 - I_2} = \frac{0,6 \text{ а} \cdot 1,2 \text{ ом} - 0,9 \text{ а} \cdot 0,6 \text{ ом}}{0,9 \text{ а} - 0,6 \text{ а}} = 0,6 \text{ ом.}$$

2. Узундугу 30 м, кесилиш аянты 0,5 мм болгон темир өткөргүчү электр чынжырына улаштырылган. Бул өткөргүчтүн эки учундагы потенциалдардын айырмасы 16 секунда ичинде 12 вольттон 60 вольтко чейин чоңойгон. Ушул убакыт ичинде темир өткөргүчү аркалуу өткөн электр заряддарынын чоңдугун тапкыла.

Берилди:

$$l = 30 \text{ м}$$

$$d = 0,5 \text{ мм} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$$

$$V_0 = 12 \text{ в}$$

Чыгаруу

$$V_1 = 60 \text{ в}$$

$$t_1 = 16 \text{ сек}$$

$$\rho = 12 \cdot 10^{-6} \text{ ом} \cdot \text{см}$$

$$q = ?$$

Өткөргүчтүн учтарындагы потенциалдардын айырмасы өзгөрүп тургандыктан $I = \frac{dq}{dt}$. Мындан

$$q = \int_0^{t_1} I dt = \frac{1}{R} \int_0^{t_1} V dt \dots \quad (1)$$

каршылык $R = \rho \frac{l}{S}$ $S = \pi r^2 = \frac{1}{4} \pi d^2$ болгондуктан

$$R = \frac{4\rho l}{\pi d^2} \dots \quad (2)$$

Маселедеги берилген шарт боюнча чыңалуунун убакыттан болгон көз карандылыгы төмөнкү теңдеме түрүндө жазылат.

$$V = V_0 + kt \dots \quad (3)$$

Мындагы К турактуулугун убакыт $t=t_1$ болгондо чыңалуу $U=U_1$ боло тургандыгын эске алып эсептеп чыгууга болот.

$$V_1 = V_0 - kt_1 \text{ же } K = \frac{V_1 - V_0}{t_1} \dots \quad (4).$$

(1), (2), (3), жана (4) формулаларын эске алып

$$q = \frac{v_0}{R} \int_0^{t_1} dt + \frac{k}{R} \int_0^{t_1} t dt = \frac{V_0 t_1}{R} + \frac{k t_1^2}{R \cdot 2} =$$

$$= \frac{v_0 t_1 + \frac{v_1 - v_0}{t_1} \cdot \frac{1}{2} \cdot t_1^2}{R} = \frac{2v_0 t_1 + v_1 t_1 - v_0 t_1}{2R} = \frac{v_0 t_1 + v_1 t_1}{2R} = \frac{(v_0 + v_1) \cdot t_1 \cdot \pi d^2}{2 \cdot 4 \rho l} =$$

$$= \frac{\pi d^2 (v_0 + v_1) \cdot t_1}{8 \rho l}$$

Маанилерин коёбуз

$$q = \frac{3,14 \cdot (5 \cdot 10^{-1})^2 \cdot \text{м}^2 \cdot (12+60) \cdot \text{в} \cdot 16 \text{ сек}}{8 \cdot 12 \cdot 10^{-8} \text{ ом} \cdot \text{м} \cdot 30 \text{ м}} = 31,4 \text{ а} \cdot \text{сек}$$

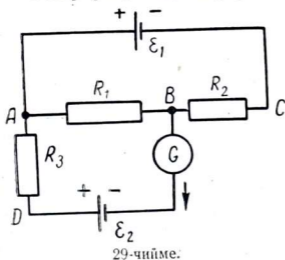
$$q = 31,4 \text{ мк}$$

3. 29-схемадагы $R_1=1000 \text{ ом}$; $R_2=500 \text{ ом}$, $R_3=200 \text{ ом}$. А жана С точкаларына туташтырылган гальваникалык элементтин электр кыймылдаткыч күчү $E_1=1,8 \text{ в}$. Схемада көргөзүлгөндөй туташтырылган гальванометр чынжырдагы токтун күчү $0,5 \text{ ма}$ экендигин көргөзөт. Гальваникалык элементтердин жана гальванометрдин каршылыктарын эсепке албай туруп экинчи элементтин электр кыймылдаткыч күчүн аныктагыла.

Б е р и л д и:

$R_1=1000 \text{ ом}$	$I_3=0,5 \text{ ма}=5 \cdot 10^{-4} \text{ а}$
$R_2=500 \text{ ом}$	$\frac{\varepsilon_1=1,8 \text{ в}}$
$R_3=200 \text{ ом}$	$\frac{\varepsilon_2=?}$

Өткөргүчтүн АД бөлүгү гальванометрге удаалаш улаштырыл-



гандыктан ток D дан A ны көздөй агат. Өткөргүчтүн калган бөлүктөрүндө ток A дан B га (I_1) жана B дан C га (I_2) агат деп болжолдоп AE_1CBA жана ABE_2DA туюк контурларына карата Кирхгофтун экинчи законун колдонобуз.

Туюк контурларды айланып өтүүчү багыт үчүн саат стрелкасынын айлануу багытын алалы

$$\left. \begin{aligned} -\varepsilon_1 &= -I_2 R_2 - I_1 R_1 \\ \varepsilon_2 &= I_3 R_3 + I_1 R_1 \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

Мында I_3 — гальванометр көргөзгөн ток күчү.

Бул эки барабардыкты бири-бирине кошуп төмөнкүнү алабыз

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = I_3 R_3 - I_2 R_2$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + I_3 R_3 - I_2 R_2$$

J_2 -нин маанисин табуу үчүн В точкасы үчүн Кирхгофтун биринчи законун колдонобуз

$$I_1 - I_2 - I_3 = 0 \text{ мындан } I_1 = I_2 + I_3$$

J_1 нин бул маанисин (1) системанын биринчи барабардыгына коюп J_2 нин маанисин табабыз.

$$\varepsilon_1 = I_2 R_2 + (I_2 + I_3) R_1 = I_2 R_2 + I_1 R_1 + I_3 R_1$$

$$\varepsilon_1 = I_2 (R_1 + R_2) + I_3 R_1 \text{ же } I_2 = \frac{\varepsilon_1 - I_3 R_1}{R_1 + R_2}$$

J_2 нин бул маанисин (2) формулага коёбуз.

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + I_3 R_3 - \frac{\varepsilon_1 - I_3 R_1}{R_1 + R_2} R_2 = 1,8 \text{ в} + 5 \cdot 10^{-4} \text{ а} \cdot 200 \text{ ом} -$$

$$- \frac{1,8 \text{ в} - 5 \cdot 10^{-4} \text{ а} \cdot 100 \text{ ом}}{(1000 + 500) \text{ ом}} \cdot 500 \text{ ом} = 1,47 \text{ в.}$$

4. Жасалган идиштин бетин никель менен жаркыратыш үчүн электролиз жолу колдонулган (гальваностегия). Идиштин бетине жабышкан никельдин калыңдыгы 0,05 мм болгончо 2,5 саат убакыт өткөн. Электролит аркалуу өткөн токтун орточо тыгыздыгын тапкыла.

Б е р и л д и:

$$h = 0,05 \text{ мм} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$$

$$t = 2,5 \text{ саат} = 9 \cdot 10^3 \text{ сек}$$

$$\rho = 8,8 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$$

$$j = ?$$

Ч ы г а р у у

$$A = 58,7 \frac{\text{г}}{\text{атом}}; n = 2$$

$$F = 96500 \frac{\text{к}}{\text{гр.-экв.}}$$

Фарадейдин бирикме закону боюнча

$$M = \frac{1}{F} \left(\frac{A}{n} \right) \cdot I \cdot t$$

$$I = \frac{M F \cdot n}{A \cdot t} = \frac{M \cdot F \cdot n \cdot h}{A \cdot t \cdot h}$$

$$j = \frac{I}{S} = \frac{M \cdot E \cdot n \cdot h}{S \cdot h \cdot A \cdot t} = \frac{\rho \cdot F \cdot n \cdot h}{A \cdot t}$$

$$j = \frac{8,8 \cdot 96500 \cdot 2 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{58,7 \cdot 9 \cdot 10^3} \frac{\text{а}}{\text{см}^2} = 0,016 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$$

5. Электролиз учурунда эритмеден бир саат ичинде 4,77 гр. жездин купоросу иондорго ажыраган.

Ар бир секундада катод пластинкасына барып заряддарын берген жездин иондорунун санын аныктагыла.

Берилди:

$$m = 4,77 \text{ гр.}$$

$$t = 1 \text{ саат} = 3600 \text{ сек}$$

$$N_0 = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$$

$N = ?$

Чыгаруу:

$$A_1 = 63,57 \frac{\text{гр.}}{\text{гр.-атом}}$$

$$A_2 = 32,06 \frac{\text{гр.}}{\text{гр.-атом}}$$

$$A_3 = 16 \frac{\text{гр.}}{\text{гр.-атом}}$$

Адегенде иондорго ажыраган 4,77 гр жез купоросу канча грамм-молекулага туура келе тургандыгын аныкташ керек. Себеби, ошондой эле сандагы жездин грамм-атому катодко бөлүнүп чыгат. $V = \frac{m}{\mu}$

Мында μ — жез купоросунун молекулярдык салмагы. Анын чоңдугу жездин (A_1) күкүрттүн (A_2) жана кислороддун (A_3) атомдук салмактары менен аныкталат.

$$\mu = A_1 + A_2 + 4A_3$$

3600 сек. убакыты ичинде катод пластинкасына заряддарын берген жездин иондорунун саны $N_1 = V \cdot N_0$ болот.

Ал эми бир секунда ичинде катодко заряддарын берген жез иондорунун саны

$$N = \frac{N_1}{t} = \frac{N \cdot N_0}{t} = \frac{N_0 \cdot m}{t \cdot \mu} = \frac{m \cdot N_0}{(A_1 + A_2 + 4A_3) \cdot t}$$

$$N = \frac{4,77 \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{(63,57 + 32,06 + 4 \cdot 16) \cdot 3600} \cdot \frac{1}{\text{сек}} = 0,5 \cdot 10^{19} \cdot \frac{1}{\text{сек}}$$

6. Жалпак конденсатордун пластинкаларынын бетинин аянты 250 см². Пластинкалардын арасынын калыңдыгы 1,5 см болгон водороддун катмары менен толтурулган. Газ аркылуу 2 мка болгон ток күчү өтсүн үчүн конденсаторго кандай чыңалуу бериш керек (2 мка каныккан токтун күчүнүн чоңдугунан өтө кичине). Электроддордун арасындагы электр талаасы бир түрдүү. Иондордун концентрациясы $5,3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ (водород үчүн

$$U_+^0 = 5,91 \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}} \quad U_-^0 = 8,26 \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

Берилди:

$$S = 250 \text{ см}^2$$

$$d = 1,5 \text{ см}$$

$$I = 2 \text{ мка} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot \text{а}$$

$$n_0 = 5,3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$$

Чыгаруу:

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$$

$$U_+^0 = 5,91 \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

$$U_-^0 = 8,26 \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

$V = ?$

Маселенин шартындагы токтуң күчү каныккан токтуң күчүнөн кичине болгондуктан токтуң тыгыздыгы Омдун закону боюнча аныкталат. $j = qn_0(U_+^0 + U_-^0)E$. Мындан

$$E = \frac{j}{qn_0(U_+^0 + U_-^0)}; \quad E = \frac{V}{d};$$

$$V = Ed = \frac{j \cdot d}{q \cdot n_0(U_+^0 + U_-^0)}$$

$$U = \frac{Id}{Sq n_0(U_+^0 + U_-^0)} = \frac{2 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5}{250 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5,3 \cdot 10^7 (5,91 + 8,26)} \text{ в} = 100 \text{ в};$$

7. Эки электроддун ортосунда абанын бир валенттүү иондору бар. Электр талаасынын чыңалышы $E = 20 \frac{\text{в}}{\text{м}}$ токтуң тыгыздыгы

$j = 6,58 \cdot 10^{-6} \frac{\text{а}}{\text{м}^2}$. Иондор үчүн

$$U_+^0 = 1,38 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}} \cdot U_-^0 = 1,91 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

Абанын иондорунун концентрациясын тапкыла.

Б е р и л д и.

$$E = 20 \frac{\text{в}}{\text{м}}$$

$$U_-^0 = 1,91 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

$$j = 6,58 \cdot 10^{-6} \frac{\text{а}}{\text{м}^2}$$

$$q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ К}$$

$$U_+^0 = 1,38 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

$$n_0 = ?$$

Негизги формула боюнча $j = qn_0(U_+^0 + U_-^0)E$

Мындан

$$n_0 = \frac{j}{q(U_+^0 + U_-^0)E}$$

$$n_0 = \frac{6,58 \cdot 10^{-6}}{1,602 \cdot 10^{-19} (1,38 + 1,91) \cdot 10^{-4} \cdot 20} \cdot \frac{1}{\text{м}^3} = 6,25 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{м}^3};$$

МАГНИТ ТАЛААСЫ

§ 24. МАГНИТ ТАЛААСЫ

Тынч турган электр зарядынын айланасында электр талаасы пайда болгондой ток өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн айланасында да магнит талаасы пайда болот.

Б. а. электростатикалык заряддардын (кыймылсыз тынч абалда турган заряддардын) айланасында магнит талаасы пайда болбогону менен кыймылда болгон заряддардын (электр тогунун) айланасында дайыма магнит талаасы пайда болот. Магнит талаасы ошондой эле электролиттердеги токтун жана газдардагы электр разряддарынын айланасында да пайда болот.

Демек, магнит талаасы электр заряды, же аны менен байланышкан электр талаасы кыймылга келип бир жакка жылганда пайда болот экен. Ошондой эле электр талаасынын чыңалышы өзгөрүлгөндө да магнит талаасы пайда болот. Магнит талаасы да материянын өзгөчө бир түрү болуп эсептелет.

Магнит талаасынын жаратылышы электр талаасыныкына караганда татаал болгону менен тарыхта заттардын магниттик касиеттери электрдик касиетине караганда көп мурда белгилүү болгон.

Мындай болгон себеби жаратылышта кездешкен кендердин арасынан кээ бир заттар (мисалы, магнетит — FeO , Fe_2O_3) магниттик касиетке ээ экендигин байыркы коомдо жашаган адамдар да байкашкан.

Биздин өлкөдө магниттик касиетке ээ болгон кендердин запасы Уралда (Магнитогорскиде), Курск областында, Днепропетровск областында да (Кривой Рогдо) ж. б. жерлерде кездешет.

Эгерде магниттин же магниттешип калган болоттун таякчасын алып, алардын оордук борбору аркылуу өтүүчү ок боюнча илип койсо, алар дайыма болжол менен жердин меридиан сызыктарына туура келип жайланыша тургандыгы байкалган.

Сууда сүзүү өөрчүгөн коомдо мындай стрелкалар — магниттик компастар бардык жерде колдонула баштаган.

Магниттердин өз ара аракет этүүчү закону тагыраак түрүндө 1785-жылы Кулон тарабынан ачылган.

Ток өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн айланасында магнит талаасы пайда боло тургандыгын 1820-жылы Эрстед байкаган. Ошол эле

жылы француз окумуштуусу Ампер тарабынан магнитизмдин жаратылышы гипотеза түрүндө түшүндүрүлгөн. Ампердин гипотезасы боюнча магниттердин касиети ошол заттарда эң кичинекей айланма токтордун бар экендиги менен түшүндүрүлөт. Эгерде бул микротоктор заттарда тартипсиз, башаламан түрүндө жайланышкан болсо, ал затта магниттик касиет байкалбайт.

Ал эми бул микротоктордун тегиздиктери бирдей болуп жайланышкан болсо ал заттар магниттик касиетке ээ болот.

Илгерки окумуштуулар «электр заряды» деген түшүнүккө окшоштуруп «магниттик заряд», «магниттик масса» деген түшүнүктөрдү киргизишкен. Бирок илгертен эле «магниттик массалар» (түндүк жана түштүк уюлдар) оң жана терс электр заряддарындай эч качан өзүнчө эки башка бөлүккө бөлүнбөстүгү белгилүү.

Эгерде магнитти сындырып экиге бөлсөк анын ар бир бөлүгү өзүнчө түндүк жана түштүк уюлдары бар магниттерден болуп калат. Магнит стрелкасынын түндүккө караган учу түндүк уюл, түштүккө туура келгени — түштүк уюл деп аталат.

Магниттик уюлдарынын бирдигин динамикалык таасир этишүүнүн негизинде аныктайт. Эгерде 1 см аралыгында турган чоңдуктары бирдей болгон эки магниттик уюл 1 дина күч менен аракет этишсе ошолордун бирөөнүн чоңдугу магниттик уюлдардын бирдиги үчүн кабыл алынат.

Эки магниттик уюлдун өз ара аракет эткен күчү алардын чоңдуктарына түз пропорциялаш жана алардын аралыгынын квадратына тескери пропорциялаш (Кулондун закону)

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$$

Эгерде магниттик уюлдар кандайдыр чөйрөдө жайланыштырылган болсо, алардын өз ара аракет эткен күчү ал чөйрөнүн касиеттеринен көз каранды болот. Чөйрөнүн таасири магниттик туруктуулук (μ) деген чоңдук менен мүнөздөлөт.

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{\mu r^2}$$

Бул формуладан μ — чөйрөдөгү магнит талаасы абсолюттук боштуктагы талаага караганда канча эсе күчтүү экендигин көрсөтүүчү чоңдук. $\mu > 1$ болгон заттар парамагниттик (алюминий, хром, кислород, аба, темир тузунун эритмелери ж. б.), ал эми $\mu < 1$ болгон заттар диамагниттик (жез, коргошун, күмүш, суу, инерттүү газдар, бардык органикалык заттар киришет) заттар деп аталышат.

Көп заттардын ичинен темир, никель, кобальт жана кээде алардын ферромагниттик эмес заттар менен болгон (темирдин углерод менен болгон) аралашмалары үчүн μ бирден жүздөгөн жана миңдеген эсе чоң мааниге ээ боло тургандыгы далилденген. Бул элементтердин тобу ферромагниттик заттар деп аталат. Бул термин алардын эң негизги өкүлү болгон темирдин (феррум) атынан алынган.

§ 25. МАГНИТИЗМДИН ЭЛЕКТРОНДУК ТЕОРИЯСЫ

Ампердин эч кандай «магниттик заряддар» жок, заттардын магниттик касиети алардагы молекулярдык айланма токтордун негизинде түшүндүрүлөт деген гипотезасы айтылгандан жүз жыл чамасында өткөндөн кийин Ампердин бул гипотезасы туура экендиги ачык далилденди.

Магнетизмдин жаратылышы жөнүндөгү суроо магнитомеханикалык деп аталган кубулуштарды изилдөө жүргүзүлгөн тажрыйбалардын негизинде чечилген.

Бул тажрыйбаны жүргүзүү методу жана теориялык эсептөөлөрү Резерфорд (1911) менен Бордун (1913) атом жөнүндөгү гипотезасынын негизинде жүргүзүлгөн.

Резерфорд радиоактивдүүлүк кубулушун изилдеп атомдогу электрондор ядронун тегерегинде айланма кыймылда болоорлугун далилдеген.

Бор (1913) спектрлердин теориясынын негизинде электрондор ядронун айланасындагы каалагандай орбиталар менен айланып жүрбөстөн кээ бир гана стационардык деп аталган орбиталар аркалуу айлана ала тургандыгын көргөзгөн. Ал эми 1925-жылы дагы эле спектрлердин анализдеринин негизинде электрондор жалгыз эле ядронун тегерегинде айланбастан ал өзүнүн огунун айланасында дагы айлана тургандыгы далилденген.

Бул электрондун орбиталык кыймылын жана өз огу айланасында айланышын микроскопикалык айланма токтор катары кароого болот. Ампердин гипотезасына туура келген айланма токтор мына ушулар болуп эсептелет. Демек, заттардагы магниттик касиет же электрондун орбиталык кыймылы менен, же анын өзүнүн огунун айланасындагы кыймылы менен (спин) түшүндүрүлө тургандыгы ачык болуп калды.

Бул суроону чечүү үчүн электрондун айланма кыймылындагы токтун магниттик моментинин орбиталык момент анын кыймыл санынын механикалык моментине болгон катышын аныктоого туура келген.

Барлык токтун күчүнүн чоңдугу өткөргүчтүн кесилиш аянты аркалуу убакыт бирдиги ичинде өткөн электр санына барабар болгондуктан, электрондун ядронун айланасында айланып жүргөндөгү микротоктун күчү анын зарядын убакыт бирдиги ичиндеги айлануу санына көбөйткөнүнө барабар.

$$i = \frac{q}{t} = \frac{e}{T} = en$$

Мында бир мезгилде $t=T$ өткөн заряд ($q=e$) электрондун заряды. Эгерде v — электрондун ылдамдыгы (убакыт бирдигиндеги өткөн жолу) болсо, аны айлананын узундугу $2\pi r$ ге бөлсөк айлануу санын алабыз.

$$n = \frac{v}{2\pi r}$$

Анда $i = \frac{ev}{2\pi r}$; Бул формулада ток i электростатикалык бирдикте алынат. Ал эми электромагниттик бирдикте алыш үчүн жарык ылдамдыгы c га бөлүш керек.

$$i = \frac{ev}{c \cdot 2\pi r}$$

Бул учурдагы пайда болгон магниттик момент токтун күчүн ошол айлананын аянтына көбөйткөндөгүсүнө барабар.

$$M_m = i\pi r^2 = \frac{evr}{2c}$$

Ал эми электрондун кыймыл санынын механикалык моменти

$$L = mvr$$

Бул эки чоңдуктун катышын алсак

$$\frac{M_m}{L} = \frac{e}{2cm} \dots (A);$$

Электрондун өз огу айланасында айланышы да электрондун өзүнө кандайдыр магниттик моментти берет. Бул учур үчүн жогорку катышты эсептеп чыкса $\frac{M'_m}{L^1} = \frac{e}{cm} \dots (B)$ экендиги далилденген.

Б. а. бул учур үчүн магниттик моменттин кыймыл санынын моментине болгон катышы эки эсе чоң экендиги келип чыгат.

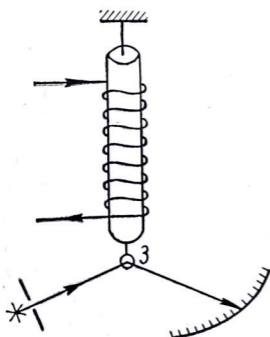
Бул эки формуланын кайсынысы экспериментке туура келе тургандыгын далилдеш үчүн окумуштуулар ар кандай тажрыйбаларды жүргүзүшкөн.

1915-жылы Эйнштейн жана де Гааз соленоиддин ичинде илинип коюлган темир таякчасын алып, соленоид аркалуу ток өткөргөн.

Бул учурда темир стержени магниттешип өз огунун айланасында кандайдыр бурчка бурулгандыгы байкалган. Бул кубулушту Эйнштейн жана де Гааз төмөндөгүдөй түшүндүрүшкөн.

Темир стержени магниттешкенде андагы элементардык магниттер — «электрондук чимириктер» сырткы магнит талаасынын багыты боюнча жайланыша башташат.

Электр тогун өткөрө электе темир стержендеги — «электрондук



30-сүрөт.

чимириктердин» айлануу импульстарынын геометриялык суммасы нөлгө барабар болгон болот. Ал эми соленоид аркалуу ток өтүп темир стержени магниттешкенден кийин ал «электрондук чимириктердин» айлануу импульстарынын геометриялык суммасы нөлгө барабар болбой калат. Ошондуктан айлануу импульсунун (кыймыл санынын) моментинин сакталуу закону боюнча тынч турган темир стержени жалпысынан айлануу импульска ээ болот.

Жалпы темир стерженинин айлануу импульсу «электрондук чимириктердин» айлануу импульстарынын геометриялык суммасына чоңдугу жагынан барабар жана багыты жагынан карама-каршы болот.

Окумуштуу Барнет болсо Эйнштейн менен де Гааздын тажрыйбасына карама-каршы тажрыйба жүргүзгөн, б. а. темир стерженин алып өз огунун айланасында тез айландырууга келтиргенде анын магниттешкенин байкаган.

А. Ф. Иоффе менен П. Л. Капица (1917) жипке илинип коюлган темир стерженин магниттеген. Анан өтө тез ысытып температура-сын Кюри точкасынан жогоруга жеткирген.

Бул учурда мурда магниттешкенде бардыгы тартиптештирилип бир жакка карап жайлашкан «электрондук чимириктердин» окторунун тартиби бузулуп баш аламан, тартипсиз жайланыша башташат. Ошондуктан алардын айлануу импульсунун геометриялык суммасы нөлгө жакын болуп калат. Айлануунун импульсунун (кыймыл санынын моментинин) сакталуу закону боюнча темир стержени өзү кандайдыр бурчка бурулат.

Бул эксперименттердеги жана кийинки учурдагы такталып жүргүзүлгөн тажрыйбалардын жыйынтыгы заттардын магниттик касиетин аныктоого (Б) формуласынын салымы көп экендигин далилдеген.

Ошентип заттардын магниттик касиети электрондун орбиталык магнит momenti жана негизинен электрондун өзүнүн огунун айланасында айлануусунан (спин) пайда болгон магнит momenti менен түшүндүрүлөт. Англисче «спин» деген сөз кыргызча «чимирик» дегенди түшүндүрөт.

§ 26. БИО-САВАР-ЛАПЛАС ЗАКОНУ

Кандайдыр бир узун түз өткөргүч аркылуу ток жиберсек, анын тегерегинде магнит талаасынын пайда болорун айланасында жайлаштырылган магнит стрелкасы аркылуу билебиз. Горизонталдык тегиздикке тик өткөн өткөргүч аркылуу ток жиберсек, тегиздикке жайлашышкан магнит стрелкасы белгилүү бир багыт менен жайланышат. Өткөргүчтү тегерете магнит стрелкасын жылдырсак магнит стрелкасы дайыма айлананын радиусуна тик болуп, берилген точкада мурдагы багытын алмаштырбайт. Айлананы жарым тегереккенде магнит стрелкасынын багыты карама-каршыга өзгөрүлөт.

Магнит стрелкасы магнит талаасында гана кыймылдары белгилүү, демек өткөргүчтөн ток өткөндө анын айланасындагы мейкиндикте магнит талаасы түзүлөт экен. Эгер токтун багытын өзгөртсөк, магнит стрелкасы мурдагы багытына карама-каршы жайланышат. Мындан биз, токтун магнит талаасы токтун багыты менен бир маанилүү байланышкан багытка ээ болорун билебиз. Эгер магнит стрелкасын токтон алыстата баштасак, магнит стрелкасынын тегерениши жайыраак боло баштайт, б. а. магнит стрелкасын айландыруучу момент азая баштайт. Ийиндин чоңдугу (стрелканын узундугу) турактуу болгондуктан алыстаганда магниттин уюлдарына карама-каршы аракет эткен күчтүн чоңдугу азая баштайт. Демек, магнит талаасынын сандык жана багыттык мүнөздөмөсү бар. Мындай чоңдуктар вектордук чоңдуктар экендиги белгилүү. Электр талаасын анын чыңалышы, күч сызыктары менен мүнөздөгөндөй магнит талаасын да анын чыңалышы жана күч сызыктары менен мүнөздөөгө мүмкүн. Бирок электр талаасы оң заряддан башталып терс заряддан бүтсө, магнит талаасынын баш аягын көрсөтүүгө мүмкүн эмес. Ал ар кандай кыймылга келген заряддын айланасында анын кыймылына тик болгон тегиздикте пайда болот. Кыймылдагы оң жана терс заряддардын магнит талаалары карама-каршы болот. Жогоруда айтылган тажрыйбанын негизинде магнит талаасынын чыңалышы ток күчү жана өткөргүчтөн турган аралык менен белгилүү байланышта болуу керек деген ойго келебиз.

Ток өтүп жаткан өткөргүчтүн айланасындагы мейкиндиктеги каалаган точкада пайда болгон магнит талаасынын элементардык чыңалышы ток өтүп жаткан өткөргүчтүн формасынан, токтун күчүнөн жана ал точканын өткөргүчкө карата жайланышынан көз каранды экендиги тажрыйба жүзүндө далилденген.

Ток өтүп жаткан өткөргүчтүн ар бир кичине бөлүгү бардык точкаларда өзүнүн чыңалышын түзөт.

Эксперимент жолу менен токтун ар бир кичине бөлүгү берилген точкада кандай чыңалышты пайда кыла тургандыгын аныктоо мүмкүн эмес.

Тажрыйбада берилген точкада токтун барлык үлүштөрүнөн пайда болгон чыңалыштардын суммасын аныктоого болот. Био жана Савардын тажрыйбаларын жалпылап Лаплас ток өткөн өткөргүчтүн айланасындагы мейкиндиктеги точкада пайда боло турган магнит талаасынын элементардык чыңалышынын чоңдугун аныктай турган формуланы тапкан.

$$\Delta H = k \frac{I \Delta l \cdot \sin \alpha}{r^2} \dots \quad (1)$$

Бул формула Био-Савар-Лапластын закону деп аталат.

Мында I — токтун күчү, Δl — элементардык чыңалышты пайда кылган өткөргүчтүн бөлүгү, r токтун элементи Δl менен точканын аралыгы x — болсо ток багыты жана r дин арасындагы бурч.

А точкасындагы ΔH магнит талаасынын чыңалышынын багыты бурама-нын эрежеси менен аныкталат.

Ток өткөн өткөргүчтүн барлык бөлүктөрүнөн пайда болгон чыңалыштардын вектордук суммасы А точкасындагы магнит талаасынын чыңалышын берет;

$$H = \Sigma \Delta H = \Sigma K \frac{I \Delta l \cdot \text{Sin} \alpha}{r^2} \dots (2).$$

31-сүрөттөн $AB = r \Delta \alpha$ жана

$$\frac{AB}{CA} = \text{Sin} \alpha \text{ же } r \frac{\Delta \alpha}{\Delta l} = \text{Sin} \alpha.$$

Мындан $\Delta l = \frac{r \cdot \Delta \alpha}{\text{Sin} \alpha}$. Бул формуланы r^2 ка бөлөбүз.

Сүрөттөн $r \cdot \text{Sin} \alpha = r_0$. Булардын маанилерин (2) формулага коёбуз:

$$\Delta H = \Sigma K \frac{I \cdot \text{Sin} \alpha \Delta \alpha}{r_0}$$

Мындан $\Delta \alpha$ жана Δl дин чоңдуктарын өтө кичине деп эсептеп сумманы интеграл менен алмаштырабыз.

$$H = \int k \cdot I \cdot \text{Sin} \alpha \frac{d\alpha}{r_0} \dots (3)$$

Эгерде ток өтүп жаткан өткөргүч белгилүү узундукта болсо a бурчу a_1 ден a_2 ге чейин өзгөрөт.

Б. а.

$$H = \frac{KI}{r_0} \int \text{Sin} \alpha d\alpha = K \frac{I}{r_0} (-\text{Cos} \alpha_2 + \text{Cos} \alpha_1);$$

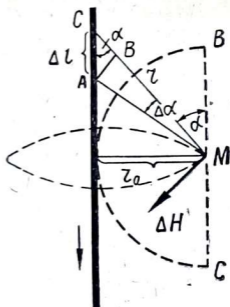
же

$$H = k \frac{I}{r_0} (\text{Cos} \alpha_1 - \text{Cos} \alpha_2) \dots (4)$$

Эгерде өткөргүч чексиз узундукта болсо a бурчу 0 дөн π ге чейин өзгөрөт. Анда $H = k \frac{I}{r_0} (+\text{Cos} 0^\circ - \text{Cos} \pi)$ Б. а. $H = k \frac{2I}{r_0}$ болот. (5)

Электротехникада электромагнетизмдин теңдемелери рационализацияланган түрдө колдонулат.

Бул системада магниттик туруктуулуктун (μ) чен бирдиги 4π эсе кичине болуп алынат. Башкача айтканда магниттик туруктуулуктун мааниси 4π эсе чоң болуп алынат $k = \frac{1}{4\pi}$



31-сүрөт.

Демек рационализацияланган системада

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{I}{4\pi r_0} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2) \\ B &= \frac{\mu_0 \mu \cdot I}{4\pi \cdot r_0} (\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2) \end{aligned} \right\} \dots \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} H &= \frac{2I}{4\pi r_0} \\ B &= \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I}{r_0} \end{aligned} \right\} \dots \quad (7)$$

§ 27. АЙЛАНМА ТОК ЖАНА СОЛЕНОИДДИН МАГНИТ ТАЛААСЫ

Био-Савар-Лаплас законун пайдаланып кээ бир мисалдарды карап көрөлү:

а) Айланма токтуун борборундагы магнит талаасынын чыңалышы. Радиусу R болгон тегерек зым (өткөргүч) боюнча электр тогу өтсүн. Токтуун багыты сүрөттө көргөзүлгөндөй стрелканын багыты боюнча болсун дейли. Мында $r=R$ болот. Айланадан Δl элементин бөлүп аламы.

α бурчу 90° болгондуктан $\sin\alpha=1$

Бул учур үчүн Био-Савар-Лапластын закону төмөндөгүдөй жазылат.

$$H = k \frac{I \Delta l}{R^2}$$

«О» — точкасындагы магнит талаасынын багыты бураманын эрежеси боюнча аныкталат. Бураманын кармагычынын айлануу багыты токтуун багытын көргөзсө, анын өзүнүн илгери жылган багыты ΔH магнит талаасынын чыңалышынын багытын көргөзөт. Демек «О» точкасындагы ΔH магнит талаасынын багыты сүрөттөгү айланадагы тегеректин тегиздигине перпендикуляр болуп ары көздөй багытталган.

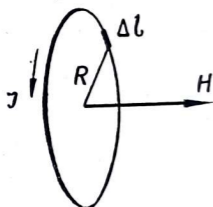
«О» точкасындагы айланма токтуун бардык бөлүктөрүнөн пайда болгон магнит талаасынын чыңалышы жогорку формуланы суммалоо менен аныкталат.

$$H = \Sigma \Delta H = k \frac{I}{R^2} \Sigma \Delta l = k \frac{I}{R^2} \cdot 2\pi R = k \frac{2\pi \cdot I}{R};$$

Демек

$$H = K \frac{2\pi \cdot I}{R};$$

б) Айланма токтуун огунагы магнит талаасынын чыңалышы.



32-сүрөт.

Айланма токтуң борбору аркылуу өтүп анын тегерегинин тегиздигине перпендикуляр болгон түз сызык анын огу деп аталат.

Айланма токтуң тегиздигинен ок боюнча d аралыгында турган A точкасындагы магнит талаасынын чыналышын табуубуз керек. Тегеректин радиусун R менен белгилейбиз. Айланма токтуң карама-каршы жагынан Δl_1 жана Δl_2 элементтерин карайлы. Ал элементтерден A точкасына чейинки аралыктарды r_1 ана r_2 менен белгилейбиз.

Δl_1 жана Δl_2 токтуң бөлүктөрүнүн A точкасындагы пайда кылган магнит талааларынын чыналыштары ΔH_1 жана ΔH_2 Био-Савар-Лаплас закону менен аныкталат. Сүрөттө көрүнгөндөй Δl_1 жана Δl_2 менен r_1 жана r_2 нин арасындагы бурч $\alpha = \pi/r$ болгондуктан

$$\Delta H = K \frac{I \Delta l_1}{r^2}; \quad \Delta H_2 = K \frac{I \Delta l_2}{r^2}$$

Эгерде $\Delta l_1 = \Delta l_2$; $r_1 = r_2 = r$ деп алсак бул учурда

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = K \frac{I \Delta l}{r^2}$$

болот.

Мында $\Delta H \perp r_1$ жана $\Delta H_2 \perp r_2$.

A точкасындагы айланма токтуң барлык бөлүктөрүнөн пайда болгон магнит талаасынын чыңалышын табуу үчүн бардык ΔH векторлорунун суммасын табыш керек.

Барлык ΔH векторлорунун суммасы A точкасы аркылуу өткөн ок боюнча багытталган болот.

$$\Delta H = (\Delta H_1)_{np} + (\Delta H_2)_{np} = \Delta H_1 \cdot \sin \beta + \Delta H_2 \cdot \sin \beta;$$

Сүрөттөн

$$\sin \beta = \frac{R}{r} \quad \Delta H_1 = \Delta H_2 = \Delta H = K \frac{I \Delta l}{r^2}$$

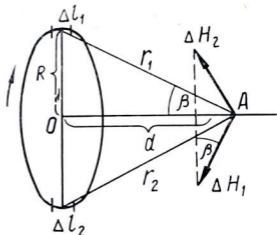
болгондуктан

$$\Delta H = k \cdot 2 \frac{I \Delta l}{r^2} \cdot \frac{R}{r} = k^2 \frac{I \Delta l \cdot R}{r^3}$$

Айланма токтуң A точкасындагы магнит талаасынын чыналышы H ты бардык ΔH векторлорунун алгебралык суммасы менен аныктайбыз.

$$H = \sum k \frac{2I \Delta l \cdot R}{r^3} = k \frac{IR}{r^3} \cdot 2 \sum \Delta l = k \frac{IR}{r^3} \cdot 2\pi R = k \frac{2\pi R^2 \cdot I}{r^3};$$

$$\text{Сүрөттөн } r^2 = R^2 + d^2; \quad r = (R^2 + d^2)^{\frac{1}{2}}$$



33-сүрөт.

Демек

$$H = K \frac{2\pi R^2 \cdot I}{(R^2 + d^2) \cdot \frac{3}{2}} \dots \quad (8)$$

А точкасынан H векторунун багыты боюнча караганда токтун багыты саат стрелкасынын багытына туура келгендей болуп багытталган болот.

Айланма токтун борбору үчүн $d=0$ болгондуктан

$$H = K \frac{2\pi R^2 \cdot I}{(R^2) \cdot \frac{3}{2}} = K \frac{2\pi R^2 \cdot I}{R^3} = K \frac{2\pi \cdot I}{R}$$

Демек, өткөн параграфтагы формула өзүнөн өзү келип чыгат.

Эгерде $d \gg R$ болсо R дин маанисин α нын чоңдугуна караганда эсепке албай коюуга болот. Анда жогорку формула төмөндөгүдөй түргө келет.

$$H = K \frac{2\pi R^2 \cdot I}{d^3}$$

в). Соленоиддин огундагы магнит талаасынын чыңалышы.

Цилиндрлик бетке жыш кылып оролгон өткөргүч зым соленоид деп аталат. Эгерде зымдын оромолору жыш болсо аларды огу жалпы болгон жарыш айланма токтор катары кароого болот.

Демек соленоиддин огундагы кандайдыр бир A точкасында магнит талаасынын чыңалышын табуу үчүн ар бир айланма токтун ошол точкадагы пайда кылган магнит талаасынын чыңалыштарын суммалаш керек.

Соленоиддин узунунан al бөлүгүн бөлүп карайлы. al — бөлүгүнө ndl ге барабар болгон оромо саны туура келет.

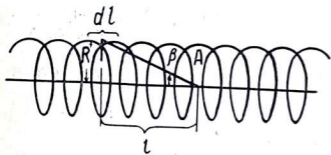
n — соленоиддин узундугунун бир сантиметрине туура келген оромо саны.

Соленоиддин dl бөлүгүнөн пайда болгон магнит талаасынын чыңалышынан эсе чоң болот. Жогорудагы (8) формуланы эске алсак

$$dH = K \frac{2\pi \cdot I \cdot R^2}{(R^2 + d^2) \cdot \frac{3}{2}} \cdot ndl;$$

Чиймеде d нын ордунда l турат.

Сүрөттөн $\frac{R}{r} = \sin\beta$; $\frac{l}{r} = \cos\beta$. Бул экөөнү бириктирсек $l = R \frac{\cos\beta}{\sin\beta}$



34-сүрөт.

болот. Анда $dl = Rd \left(\frac{\cos\beta}{\sin\beta} \right) = -R \frac{d\beta}{\sin^2\beta}$. Мындан башка дагы $R^2 + l^2 = r^2$. Булардын маанилерин койсок

$$dH = -k2\pi IR^2 \cdot n \cdot R \frac{d\beta}{\sin^2\beta} \cdot \frac{1}{(r^2)^{3/2}} = -K \cdot \frac{2\pi I}{\sin^2\beta} \left(\frac{R^3}{r^3} \right) \cdot n \cdot d\beta$$

$\frac{R}{r} = \sin\beta$ экендиги белгилүү.

Ошондуктан

$$dH = -K \frac{2\pi I}{\sin^2\beta} \cdot \sin^3\beta \cdot n d\beta = -k2\pi n \cdot \sin\beta d\beta$$

Ал эми берилген точкадагы соленоиддин бардык бөлүктөрүнөн пайда болгон магнит талаасынын чыңалышын табуу үчүн бул формуланы β нын бардык маанилери боюнча интегралдайбыз.

$$H = -k2\pi n I \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin\beta \cdot d\beta = k2\pi n \cdot I \cdot (\cos\beta_1 - \cos\beta_2);$$

Мында β_1 жана β_2 магнит талаасынын чыңалышы аныкталып жаткан точканы соленоиддин эки учуна туташтырган сызыктар менен соленоиддин огунун ортосундагы бурчтар.

Эгерде соленоиддин узундугу чексиз болсо $\beta_1 = 0$; $\beta_2 = \pi$ болот. Анда $H = k \cdot 2\pi \cdot n I (\cos 0 - \cos \pi)$

$$H = k \cdot 2\pi \cdot n \cdot I \cdot 2 = 4k\pi \cdot n \cdot I \text{ болот.}$$

(35-сүрөт) жана (36-сүрөт)

Эгерде магнит талаасынын чыңалышы соленоиддин оң учуна туура келген точкада аныкталса $\beta_2 = 90^\circ$ болот.

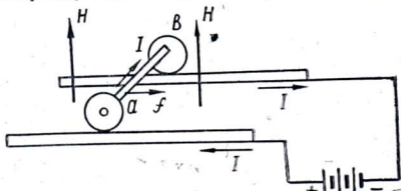
Демек анда

$$H = k \cdot 2\pi \cdot n \cdot I \cdot \cos\beta_1$$

Соленоид өтө узун болсо $\beta_1 = 0$ болот, анда $H = k \cdot 2\pi \cdot n \cdot I$

§ 28. МАГНИТ ТАЛААСЫНЫН ЭЛЕКТР ТОГУНА ТААСИР ЭТИШИ

Магнит стрелкасына электр тогу кандай таасир этсе магнит талаасы электр тогуна да ошондой таасир этет. Магнит талаасына



35-сүрөт.

коюлган өткөргүч аркалуу электр тогун өткөрсө, ал өткөргүчтүн кыймылга келгендиги байкалат, б. а. ток өтүп жаткан өткөргүчкө магнит талаасы аркылуу механикалык күч таасир этилет. Бул күчтү төмөнкү сүрөттөгү схемадан көрүүгө болот.

Эки металлдан жасалган өткөргүч жарыш түрүндө жайлаштырылып токтун булагы менен туташтырылган. Бул өткөргүчтөрдүн үстүнө түрткөндө ары бери жылып тура алуучу эки дөңгөлөкчө коюлуп, ал дөңгөлөкчөлөр түз *ав* стержени менен туташтырылган.

Бул *ав* стерженинин узундугун Δl менен белгилейли. Сүрөттөгү стрелка менен көргөзүлгөндөй болуп *ав* стержени аркалуу электр тогу өтсүн дейли.

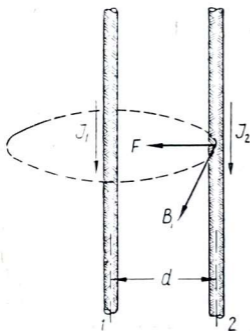
ав стерженине жана өткөргүчтөрдүн тегиздигине перпендикуляр болгон турактуу магнит талаасы (*H*) түзүлсүн. Бул учурда магнит талаасынын таасиринен *ав* стержени оң жакка жылганын байкайбыз. Бул күчтү стержен менен туташтырылган динамометр аркылуу өлчөп алууга болот.

Тажрыйбада бул механикалык күч (ΔF) дайыма токтун күчүнө (*J*) жана магнит талаасынын чыңалышына (*H*) перпендикуляр экендиги далилденген.

Француз окумуштуусу Ампер бул ΔF күчүнүн чоңдугу ток күчүнө (*J*), таасир эткен магнит талаанын чыңалышына (*H*) жана ток өтүп жаткан өткөргүчтүн магнит талаасындагы бөлүгүнүн узундугуна (Δl) түз пропорциялаш экендигин далилдеген.

Эгерде магнит талаасы (*H*) ток күчүнө (*J*) кандайдыр бурч менен багытталган болсо ал күчтүн чоңдугу алардын арасындагы α бурчунун синусуна да пропорциялаш болот. б. а.

$$\Delta F = K \cdot I \cdot H \cdot \Delta l \cdot \sin \alpha$$



36-сүрөт.

Демек эгерде чыңалыш (*H*) менен ток күчүнүн ортосундагы бурч нөлгө барабар болсо (башкача айтканда *H* жана *J* жарыш болсо). $\Delta F = 0$ болот. ΔF күчүнүн багыты сол кол эрежеси менен аныкталат.

Эгерде сол колдогу төрт бармактын манчаларын токтун багытын көргөзгөндөй, магнит талаасынын чыңалышын алаканга перпендикуляр багытталгандай жайлаштырсак, анда артка кайрылган (ачылган) чоң бармактын багыты ΔF күчүнүн багытын көргөзөт.

Ампердин законун пайдаланып эки чексиз узун өткөргүч аркалуу өтүп жаткан электр токторунун өз ара аракет этишин карайлы.

«А» точкасындагы J_1 тогунан

пайда болгон магнит талаасынын чыңалышын H_1 менен белгилейли.

Чексиз узундуктагы өткөргүч аркалуу өтүп жаткан ток пайда кылган магнит талаасынын чыңалышы аныкталуучу формула боюнча

$$H_1 = \kappa \frac{2I_1}{r_0} = \kappa \frac{2I_1}{d}$$

Бул магнит талаасы J_2 тогуна таасир эткен күчтүн чоңдугу

$$F_1 = k I_2 \cdot H_1 l$$

Ушундай эле J_2 тогунун магнит талаасы (H_2) — J тогуна таасир эткен күчтү табууга болот.

$$F_2 = k \cdot I_1 \cdot H_2 \cdot l, \text{ мында } H_2 = \frac{2I_2}{d}$$

Бул формулаларды вакуум үчүн эмес белгилүү чөйрө үчүн жана рационализацияланган түрдө жазалы

$$F_1 = \frac{1}{4\pi} \mu_0 \mu \cdot H_1 \cdot I_2 l$$

$$F_2 = \frac{1}{4\pi} \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot H_2 I_1 \cdot l$$

Буларга H_1 жана H_2 лердин маанилерин койсок

$$F_1 = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot I_2 \frac{2 \cdot I_1 \cdot l}{d}$$

$$F_2 = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot I_1 \frac{2 I_2 \cdot l}{d}$$

болот.

Башкача айтканда бул күчтөрдүн чоңдуктары бири бирине барабар экендиги келип чыгат, бирок алардын багыттары карама-каршы.

Демек эгерде жарыш өткөргүчтөр аркылуу бир багыттагы ток өткөрүлсө алар өз ара тартылышат. Тескерисинче карама-каршы багыттагы токтор өткөрүлсө, алар өз ара түртүлүшөт (сол колдун эрежесинин негизинде).

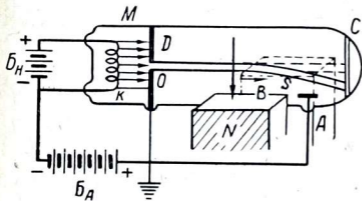
§ 29. МАГНИТ ТАЛААСЫНДА КЫЙМЫЛДА БОЛГОН ЗАРЯРКА ТААСИР ЭТКЕН КҮЧ.

Ампердин закону боюнча ток өтүп жаткан өткөргүчтүн Δl бөлүгүнө сырткы магнит талаасы аракет эткен күч (1) ... $F = I \Delta l \cdot H \cdot \sin \alpha$ формуласы менен аныкталат. Бул формулада α ток күчү менен магнит талаасынын чыңалышы H тын ортосундагы тар бурч.

Жалпысынан алып караганда электр тогу электрондордун же иондордун багытталган кыймылынан пайда болот. Ошондуктан маг-

нит талаасынын ток өтүп жаткан өткөргүчкө таасир этиши ошол өткөргүч аркалуу багытталган кыймылда болгон заряддарга таасир этишинин натыйжасы деп кароого болот. Бул жыйынтыкты эксперимент жолу менен тажрыйбада текшерүүгө мүмкүн.

Ал үчүн катод жана анод жайланышкан айнек түтүгүн алып, катодду ысытабыз. Ысыткан учурда термоэлектрондук эмиссиянын таасири астында катоддон бөлүнүп чыккан электрондор катоддун бетинде электрондук булут түзүшөт. Эгерде катод менен аноддун арасына электр талаасын түзсөк, б. а. чыңалуу берсек электрондор түз сызык боюнча анодду көздөй жылганын байкайбыз. Эерде бул электрондордун тобуна сырттан магнит талаасы таасир этсе электрондор мурдагыдай түз сызык боюнча кыймылдабастан кыймылынын багытын өзгөртүп бир жакка кыймылдагандыгын байкайбыз.



37-сүрөт.

Кыймылда болгон зарядка магнит талаасы таасир эткен күчтүн чоңдугун эсептеп

чыгалы. Өткөргүч боюнча J тогу өтүп жатсын дейли. Токтун күчү

$$J = \frac{q}{t} = \frac{en}{t} = \frac{en_0 \cdot v}{t} = \frac{en_0 \cdot S \Delta l}{t}$$

Демек $J = en_0sv(2)$. Токтун тыгыздыгы $j = en_0v$

Мында n — болсо өткөргүчтүн кесилиш аянты S аркылуу t убакытта өткөн заряддын саны n_0 — көлөм бирдигине туура келген багытталган кыймылда болгон заряддардын саны, Δl — заряддын Δt убакыт ичинде өткөн жолунун узундугу, $v = \frac{\Delta l}{\Delta t}$; болсо заряддын кыймылынын ылдамдыгы.

Бул (2) формуладан J дин маанисин (1) формулага коёбуз.

$$F = en_0s \cdot v \cdot H \Delta l \cdot \sin \alpha \dots \quad (3)$$

Бул формула боюнча чыңалышы H болгон магнит талаасынын ток өтүп жаткан өткөргүчтүн Δl бөлүгүнө таасир эткен күчтүн чоңдугу аныкталат.

Эгерде n_1 аркалуу $s \Delta l$ көлөмүндөгү заряддардын санын белгилесек (3) формуладагы F күчү ошол n^1 заряддын бардыгына аракет эткен күч болуп эсептелет.

Демек $n^1 = n_0 s \Delta l$ анда (3) формуласы $F = en^1 v \cdot H S \sin \alpha$ түрүндө жазылат.

Ал эми F тин жалпы заряддардын саны n^1 ка бөлгөн катышын алсак сырткы магнит талаасынын ар бир зарядка таасир эткен күчүнүн чоңдугун алабыз.

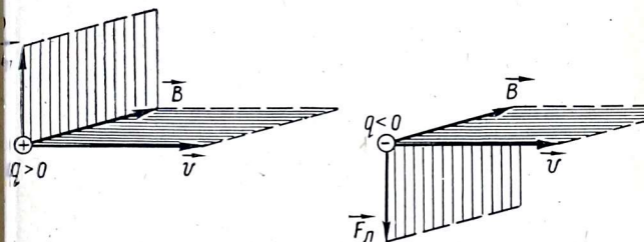
$$\Delta F = \frac{F}{n'} \quad \Delta F = ev \cdot H \cdot \text{Sin} \alpha \dots \quad (4)$$

Бул формула биринчи жолу Лоренц тарабынан чыгарылган, ошондуктан Лоренцтин формуласы деп, ал эми ΔF күчү, Лоренцтин күчү деп аталат.

Лоренц күчү дайыма заряддын ылдамдыгынын багытына жана сырткы магнит талаанын чыңалышына перпендикуляр болот, б. а. Лоренц күчү борборго умтулуучу күчтүн милдетин аткарат.

Бул учур үчүн борбордон четтөчү күчтү көрсөтүүгө мүмкүн эмес, демек Ньютондун 3-закону дайыма аткарылуучу универсалдык закон эмес.

Ток күчүнүн багыты электрондун кыймыл багытына карамакаршы экендигин эске алып сол колдун эрежесин пайдаланып Лоренц күчүнүн багытын аныктоого болот.



38-сүрөт.

Лоренц күчү дайыма заряддын кыймыл багытына перпендикуляр болгондуктан эч качан жумуш аткарбастан, заряддын кыймылынын багытын гана өзгөртөт.

(4) формуланы H жана v векторлорунун вектордук көбөйтүндүсүн эске алып төмөндөгүдөй жазууга болот

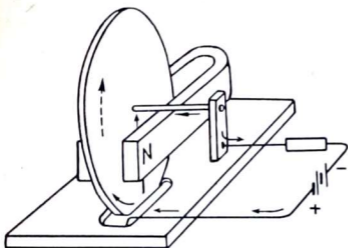
$$\Delta \vec{F} = e [\vec{v}, \vec{H}] \dots \quad (5)$$

Жалпы учурду алып карасак кыймылдагы зарядка магнит талаасынан башка дагы электр талаасы таасир этиши мүмкүн.

Электр талаасы таасир эте турган күч $\vec{F} = I\vec{E}$

Ошентип жалпы учур үчүн (5) формуладагы күч бул эки күчтүн геометриялык суммасынаң турат.

$$\vec{E} = e\vec{E} + e[\vec{v}, H] \dots \quad (6)$$



39-сүрөт.

өткөргүчтүрү аркылуу ток булагы менен туташтырылсын.

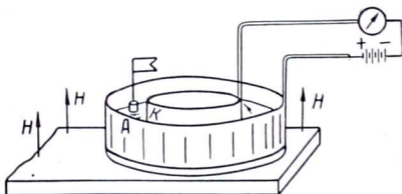
Сүрөттө көргөзүлгөн стрелканын багыты боюнча ток жүрүп жатат дейли. Ошол учурда дисканын көрүнгөн бетине перпендикуляр болуп сырттан магнит талаасы таасир этсин. Анда Ампердин закону боюнча F күчү (сол кол эрежесинин негизинде) сүрөттө көргөзүлгөндөй багытталган болот.

Бул күчтүн таасири астында жеңил диска oo^1 огунун айланасында айлана баштагандыгын байкайбыз.

б) Металлдан тегерек шакекче түрүндө жасалган идиш алалы. Идиштин түбү ток өткөрбөй турган материалдан жасалган болсун. Идиштин негизинин борборуна ток өткөрө турган нерсе бекитилип турат дейли. Идишке электролит куюп, шакекче менен ортосунда турган өткөргүчтү ток булагы менен туташтыралы.

Электролит аркалуу ток өтүп жатканда шакекче идишинин бетине перпендикуляр багытта магнит талаасы таасир этсин. Магнит талаасынын таасири натыйжасында (Ампердин закону боюнча) иондор түз сызыктуу кыймылынан кыйшайып айланма кыймылга келе баштайт.

Иондор сүрүлүүнүн натыйжасында өзүлөрү менен суюктуктун молекулаларын да айландыра баштайт. Ошентип жалпы электролит-



40-сүрөт.

Бул Лоренцтин формуласынын жалпы учуру болуп эсептелет. Лоренц күчүнүн таасирин байкаш үчүн төмөнкү мисалдарды карап көрөлү.

а) 39-сүрөттөгүдөй металлдан жасалган диск берилсин.

Ал OO^1 огунун айланасында айлана алгандай болсун. Дисканын кыры жана анын огу жылып туруучу а жана в

тик ортодогу өткөргүчтүн тегерегинде айлануу кыймылга келгенин байкайбыз.

Б. а. заряддалган бөлүкчөлөр катуу нерселердин же суюктуктардын ичинде кыймылга келгенде алардын нерсенин атомдору менен урунушуу кагылышуусунун натыйжасында аларга таасир эткен күч (ампер күчү) жалпысынан катуу нерсеге же суюктукка таасир этет.

§ 30. ЭЛЕКТРОНДУН САЛЫШТЫРМА ЗАРЯДЫН АНЫКТОО

Заряддалган бөлүкчөлөрдүн зарядынын чоңдугунун анын массасына болгон $\left(\frac{1}{m}\right)$ катышы салыштырма заряд деп аталат.

Лоренцтин формуласын пайдаланып электрондун салыштырма зарядын эсептеп чыгууга болот.

Вакуумда турактуу ылдамдык менен заряддалган элементардык бөлүкчөлөр кыймылда болсун дейли. Бул заряддарга алардын кыймыл багытына перпендикуляр болгон сырттан H магнит талаасы таасир этсин.

Талаанын чыңалышы H менен элементардык бөлүкчөлөрдүн ылдамдыгы v нын арасындагы бурч токсон градус болгондуктан Лоренц күчү төмөнкү формула менен аныкталат

$$F = evH \dots \quad (1)$$

Бул күчтүн багыты дайыма ылдамдык v нын багытына перпендикуляр багытта болот.

Бир калыпта кыймылда болгон элементардык бөлүкчөлөргө H магнит талаасынан башка эч кандай күч таасир этпегендиктен ал заряддардын кыймылынын троекториясы айлана түрүндө болот. Б. а. бул учурда Лоренц күчү борборго умтулуучу күчтүн милдетин аткарат.

$$F_A = F_{\text{бy}} \quad \text{же} \quad evH = \frac{mv^2}{R} \dots \quad (2)$$

Бул формуладан заряддалган бөлүкчөнүн салыштырма зарядынын чоңдугун жана алардын кыймылынын троекториясынын ийрилигинин радиусун аныктап алууга болот.

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{RH} \quad \text{же} \quad R = \frac{mv}{eH}; \dots \quad (3)$$

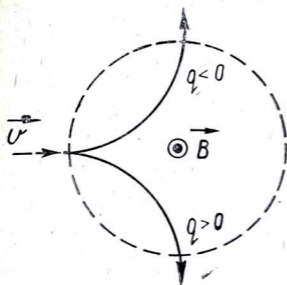
Бул формуладан сырткы магнит талаасы H турактуу болсо, ал заряддын магнит талаасындагы ылдамдыгы v турактуу чоңдук болгондуктан ийриликтин радиусу R турактуу чоңдук экендиги келип чыгат.

Демек R турактуу болсо заряддалган бөлүкчөлөр магнит талаасынын багытына перпендикуляр тегиздикте айлана боюнча кыймылда болот.

(3) формула боюнча $R = \frac{v}{H \cdot \frac{e}{m}}$ ийриликтин радиусу R таасир эт-

кен магнит талаанын чыңалышына жана заряддалган бөлүкчөнүн салыштырма зарядына тескери, ал өзүнүн ылдамдыгына түз пропорциялаш.

Заряддалган бөлүкчөлөргө магнит талаасы тарабынан таасир эткен Лоренц күчүнүн багыты заряддын белгисинен көз каранды болот. Бул көз карандылык төмөнкү сүрөттө көргөзүлгөн.



41-сүрөт.

Башкача айтканда магнит талаасында заряддалган бөлүкчөлөрдүн кыйшайышы боюнча алардын заряддарынын белгилерин аныктоого болот.

Заряддалган бөлүкчөлөрдүн бул касиети элементардык бөлүкчөлөрдүн касиеттерин изилдөөдө кеңири колдонулат.

Жогоруда далилденген (3) формула боюнча заряддалган бөлүкчө радиусу R болгон айлана боюнча бир калыптагы кыймылда болот. Ошондуктан алардын айлануу мезгили тө-

мөнкү формула боюнча аныкталат. $T = \frac{2\pi R}{v}$

(3) формуладан v нын маанисин таап бул формулага коёбуз.

$$v = \frac{ReH}{m}$$

Анда

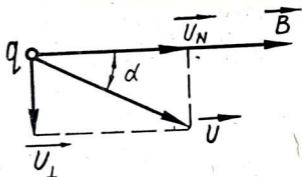
$$T = \frac{2\pi R \cdot m}{ReH} = \frac{2\pi \cdot m}{H \cdot e}; \dots \quad (4)$$

Демек айлануунун мезгили магнит талаасынын чыңалышы менен салыштырма заряддын чоңдугуна тескери пропорциялаш жана бөлүкчөнүн ылдамдыгынан көз карандысыз.

Заряддалган бөлүкчөлөрдүн ылдамдыктары жарык ылдамдыгына жакын маанилерине ээ болгондо алардын массалары ылдамдыктарынан көз каранды боло баштайт.

Б. а. заряддалган бөлүкчөлөрдүн айлануу мезгилинин ылдамдыктан көз карандысыз деген жыйынтыгыбыз алардын ылдамдыктары өтө чоң болбогон учурлар үчүн гана туура. Ал эми алардын ылдамдыктары өтө чоң болуп, жарык ылдамдыгына салыштырмалуу болгон учурда туура эмес болот.

Эгерде магнит талаасы заряддалган бөлүкчөлөрдүн ылдамдыгынын багытына перпендикуляр эмес кандайдыр бурчу менен таасир эткен болсо алардын ылдамдык векторун магнит талаасына жарыш (жана тик түзүүчү) лөргө ажыратуу керек.



42-сүрөт.

42-сүрөттөн алсак

$$v_{\perp} = v \cdot \sin \alpha \dots (5)$$

U_{\perp} менен H тын арасындагы бурч нөлгө барабар болгондуктан Лоренцтин формуласы боюнча $F = ev_{\perp} \cdot H \cdot \sin 0 = 0$; демек U_{\perp} менен магнит талаасы H таасир этишпейт.

Ал эми H тын таасири астында заряддалган бөлүкчөлөр магнит-талаасына перпендикуляр болгон тегиздикте айлана боюнча кыймылда болушат. Айлананын радиусу

$$R = \frac{m \cdot v_{\perp}}{eH} = \frac{m \cdot v \cdot \sin \alpha}{eH}; \dots (6)$$

Бул учурда заряддалган бөлүкчөлөр бир эле убакта эки кыймылга катышат. Б. а. ал бөлүкчөлөр U_{\perp} ылдамдыгы менен айлана боюнча кыймылда болушат. Экинчи жактан чоңдугу турактуу болгон U_{\parallel} ылдамдыгы менен айлануу тегиздигине перпендикуляр багытта алга умтулуучу кыймылда болот.

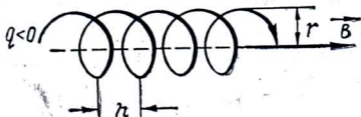
Б. а. заряддалган бөлүкчөлөрдүн траекториясы оромо сызык (спираль) түрүндө болот.

Оромолордун радиусу (6) формула менен аныкталат. Ал эми жанаша жаткан эки оромонун аралыгы $h = v_{\parallel} T$. U_{\parallel} жана T нын маанилерин койсок (4-жана 5-формулардан)

$$h = \frac{2\pi m v \cdot \cos \alpha}{H \cdot e}; \dots (7)$$

Жогорудагы (3) формуладан ийриликтин радиусу R ди жана сырткы магнит талаасынын чыналышы H ты эксперименттен аныктап алууга болот.

Ошондуктан ал формуладан $\frac{e}{m}$ ди (салыштырма зарядды) аныкташ үчүн ылдамдык U_{\parallel} ны гана билүү жетиштүү болот.



43-сүрөт.

Ал үчүн вакуумда электрондорду кыймылга келтирүүдө электр талаасынын жумушунун $[e(v_1 - v_2)]$ ал бөлүкчөлөрдүн кинетикалык энергияларын көбөйтүүгө кеткендигин эске алуу керек б. а.

$$\frac{mv^2}{2} = e(v_1 - v_2)$$

Мындан

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{(v_1 - v_2)}$$

v нын бул маанисин жогорудагы (3) формуласына коёбуз

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{RH} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{(v_1 - v_2)}$$

Эки жагын квадратка көтөрөлү

$$\left(\frac{e}{m}\right)^2 = \frac{1}{R^2 - H^2} \left(\frac{2e}{m}\right) \cdot (v_1 - v_2)$$

демек

$$\frac{e}{m} = \frac{2}{R^2 - H^2} (v_1 - v_2)$$

Бул формуладагы чоңдуктардын баарын тажрыйбадан аныктап туруп $\frac{e}{m}$ катышын эсептеп алууга болот.

Окумуштуу Томсон болсо ылдамдык v ны экинчи бир башка методду колдонуп табууну сунуш кылган. Анын сунушу боюнча электрондорго бир эле учурда бири-бирине перпендикуляр болгон электр жана магнит талаалары таасир этиш керек.

Электр жана магнит талаасынын чыңалыштарын өзгөртүп отуруп атайлап $F_e = F_H$ шартын аткарыш керек.

Ошондо электронго электр жана магнит талаалары тарабынан таасир эткен күч $eE = evH$ болот. Мындан $v = \frac{E}{H}$ (E жана H экөө тең бир системада алынган).

Бул формуладан U нын маанисин (0) жогорку (3) формуласына коюп $\frac{e}{m}$ дин катышын аныктоого болот.

$$\frac{e}{m} = \frac{E}{RH^2}$$

Окумуштуулар бир нече жолу ар түрдүү методдорду колдонуп электрондун салыштырма зарядын аныктап

$\frac{e}{m} = (1,75888 \pm 0,00005) \cdot 10^{11} \frac{\kappa}{\kappa\Gamma}$ экендигин далилдеген.

Ал эми электрондун заряды $e = (1,60207 \pm 0,00007) \cdot 10^{-19} \kappa$ болгондугун эске алып, кыймылсыз абалда турган электрондун массасын аныктоого болот.

$$m_0 = \frac{e}{\frac{e}{m_0}} = (9,1085 \pm 0,0006) \cdot 10^{-31} \kappa\Gamma.$$

§ 31. МАГНИТ ТАЛААСЫ БОЮНЧА МАСЕЛЕ ЧЫГАРУУГА МИСАЛДАР

1. Жактарынын узундугу 50 см болгон тең жактуу үч бурчтук түрүндөгү өткөргүч аркылуу ток күчүнүн чоңдугу 3, 14 а болгон турактуу ток өтөт.

Ушул үч бурчтуктун борборундагы магнит талаасынын чыңалышы канчага барабар?

Берилди:

$$I = 3,14 \text{ а}$$

$$l = 0,5 \text{ м}$$

$$H = ?$$

Чыгаруу

Ток өтүп жаткан үч бурчтуктун борборундагы магнит талаасынын чыңалышынын вектору үч бурчтуктун ар бир жактарынан пайда болгон магнит талааларынын чыңалыштарынын вектордук суммасына барабар

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \vec{H}_3$$

«О» точки үч бурчтуктун бардык жактарына бирдей аралыкта тургандыктан $H_1 = H_2 = H_3$ болот.

Демек $H = 3H_1 \dots (1)$

26-параграфтагы (6) формуласы боюнча

$$H_1 = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} \cdot (\cos\varphi_1 - \cos\varphi_2)$$

H_1 дин маанисин (1) формуласына коёбуз

$$H = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{I}{r_0} (\cos\varphi_1 - \cos\varphi_2)$$

44-сүрөттөн $\varphi_2 = \pi - \varphi_1$ жана

$$r_0 = \frac{l}{r} \cdot \operatorname{tg}\varphi_1.$$

Мында l — үч бурчтуктун бир жагынын узундугу.

Ошондуктан

$$H = \frac{3I}{2\pi l} \cdot \frac{\cos\varphi_1 - \cos(\pi - \varphi_1)}{\operatorname{tg}\varphi_1} =$$

$$= \frac{3I}{\pi l} \cdot \frac{\cos^2\varphi_1}{\sin\varphi_1}.$$

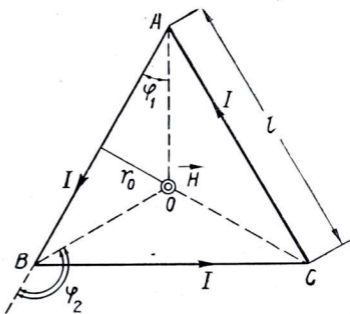
44-сүрөттүн негизинде $\varphi_1 = \frac{\pi}{6}$ болгондуктан $\sin\varphi_1 = \frac{1}{2}$ жана

$$\cos\varphi_1 = \frac{\sqrt{3}}{2};$$

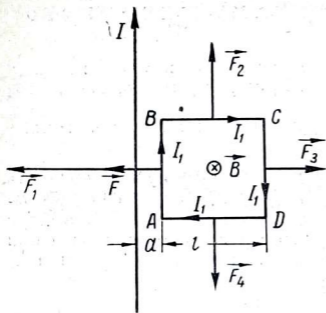
Демек

$$H = \frac{3I}{\pi l} \cdot \frac{3 \cdot 2}{4} = \frac{9I}{2\pi l}$$

$$H = \frac{9 \cdot 3,14 \cdot \text{а}}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,5 \text{ м}} = 9 \frac{\text{а}}{\text{м}}$$



44-сүрөт.



45-сүрөт.

2,5 a болгон ток өтөт. Токтун багыты 45-сүрөттө көргөзүлгөн.

Чексиз узундуктагы өткөргүч менен квадраттын ага эң жакын жайланышкан жагынын арасындагы аралык 2 см.

Берилди:

$$I = 10 \text{ а}$$

$$I_1 = 2,5 \text{ а}$$

$$\mu = 1$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{а}^2}$$

$$l = 0,4 \text{ м}$$

$$a = 0,02 \text{ м}$$

$$F = ?$$

Чыгаруу

ABCD квадратынын ар бир бөлүгүндө узундугу чексиз өткөргүчтөгү ток аркалуу пайда болгон магнит талааларынын чыңалышы бардык жеринде квадраттын тегиздигине перпендикуляр болот.

Сүрөттөгү көргөзүлгөн багыт боюнча H вектору квадраттын тегиздигине бери жактан тегиздиктин ары жагына перпендикуляр багыт боюнча багытталган.

Квадраттын BC жана AD жактары түз сызык боюнча өткөн токо карата бирдей жайланышкандыктан, бирок алардагы токту багыттары карама-каршы болгондуктан квадраттын бул BC жана AD бөлүктөрүнө J тогу тарабынан таасир этилген күчтөр F_2 жана F_4 чоңдуктары жагынан барабар жана багыт жагынан карама-каршы. Б. а. $F_2 = -F_4$ же $F_2 + F_4 = 0$

Демек J тогу тарабынан квадрат түрүндөгү өткөргүч аркалуу өтүп жаткан J_1 тогуна таасир эткен тең аракет этүүчү күч квадраттын AB жана CD жактарына таасир эткен F_1 жана F_3 күчтөрүнүн вектордук суммасына барабар. $F = F_1 + F_3$

Сүрөттөгү боюнча F_1 жана F_3 күчтөрү карама-каршы багыт боюн-

ча багытталган жана алардын чоңдуктары белгилүү формула боюнча төмөнкүдөй аныкталат.

$$F_1 = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I \cdot I_1}{a} \cdot l$$

$$F_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I \cdot I_1}{a+l} \cdot l$$

Чоңдугу жагынан F_1 экинчи күч F_3 ден чоң болгондуктан тең аракет этүүчү күч F_1 дин багыты боюнча багытталган болот.

$$F = F_1 - F_3 = \frac{\mu_0 \mu \cdot 2I \cdot I_1 \cdot l}{4\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a+l} \right) = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot I_1 \cdot l^2}{a(a+l)}$$

$$F = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-7} \cdot 10 \cdot 2,5 \cdot (0,4)^2}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,02 \cdot 0,42} H = 9,52 \cdot 10^{-5} H$$

3. Электрон, потенциалдар айырмасы 10^4 в болгон ылдамдатуучу

электр талаасы боюнча өтүп, индукциясы $0,5 \frac{вб}{M^2}$ ге барабар болгон бир тектүү магнит талаасына перпендикулярдуу багыт боюнча кыймылдайт. Электрондун кыймыл санынын моментин аныктагыла.

Берилди:

Чыгаруу

$$m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$

$$\Delta V = 10^4 \text{ в}$$

$$B = 0,5 \frac{вб}{M^2}$$

$$v \perp B$$

$$mv r = ?$$

Магнит талаасында электронго Лоренц күчү аракет кылат. б. а.

$$F = -e[vB]$$

Мында e — заряддын абсолюттук чоңдугу, U электрондун ылдамдыгы. Маселенин шарты боюнча UIB болгондуктан

$$F_A = evB = \text{Const болот.}$$

Ошондуктан электрон айлана боюнча кыймылдайт да, ага борборго умтулуучу күч аракет кылат:

$$F_{б.у} = \frac{m \cdot v^2}{r}$$

Борборго умтулуучу күч Лоренц күчүнө барабар: $F_A = F_{б.у}$. б. а.

$$evB = \frac{mv^2}{r}$$

Мындан

$$r = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{B} \dots (1);$$

Тегерек орбита боюнча кыймылдаган электрондун кыймыл санынын моменти сан жагынан, орбитанын радиусу менен mv нын

көбөйтүндүсүнө барабар ($mv \cdot r$). Эми r дин ордуна (1) формуладан маанисин коёбуз.

$$mvr = \frac{mv \cdot mv}{e \cdot B} = \frac{2m}{eB} \cdot \frac{mv^2}{2}$$

Ылдамдатуучу электр талаасында электрондун кинетикалык энергиясы $\frac{mv^2}{2}$ ге барабар. Кинетикалык энергиянын чоңдугу талаанын күчүнүн эсебинен аткарылган жумуштун чоңдугуна барабар.

Б. а $\frac{mv^2}{2} = e\Delta\varphi$. Демек $mvr = \frac{2m \cdot \Delta\varphi}{B}$

$$mvr = \frac{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4}{0,5} \cdot \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{сек}} = 3,64 \cdot 10^{-26} \cdot \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{сек}}$$

ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ

§ 32. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯ

1831-жылы англиялык атактуу физик Фарадей азыркы учурдагы электротехниканын негизи болгон физикалык кубулушту ачкан. Б. а. ал магнит талаасынын жардамы менен электр тогун алуу жолун ачкан. Бул кубулушту түшүнүү үчүн төмөнкү схеманы карап көрөлү.

Катушка алып анын учтарын гальванометр менен туташтыралы. Эгерде катушканын бир учуна сүрөттө көргөзүлгөндөй кылып турактуу магнитти жакындатсак гальванометрдин стрелкасы бир жакка кыйшайып чынжырда ток пайда болгондугун көргөзөт. Эгерде магниттин кыймылы токтоп калса стрелка кайра мурдагы ордуна келип токтун жүрбөй калгандыгын көргөзөт.

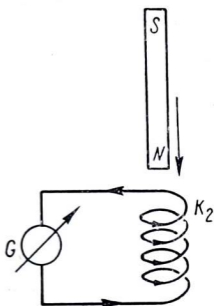
Эгерде биринчи учурдагыга тескери кылып магнитти катушкадан алыстата баштасак гальванометрдин стрелкасы мурдагыдан тескери жакка кыйшайгандыгын көрөбүз. Б. а. мурдагыга караганда карама-каршы багыттагы ток пайда болот.

Эгерде тажрыйбанын тартибин бир аз өзгөртүп магнитти кыймылсыз калтырып ага карата катушканы жылдырсак жогоруда айтылгандай эле чынжырда ток пайда болгондугун байкайбыз.

Мындагы колдонулуп жаткан магниттин ордуна ток агып жаткан катушканы алып жогорку тажрыйбаны кайталасак так ошондой эле тогу жок чынжырда ток пайда болгондугун көрөбүз.

Жогоруда айтылган тажрыйбаларды жыйынтыктап төмөндөгүнү айтууга болот.

Барлык туюк өткөргүчтөрдө анын чектеп турган аянты аркалуу магнит индукциясынын агыны өзгөрө турган болсо ал туюк контур-



46-сүрөт.

да сөзсүз электр тогу пайда болот. Бул ток индукциялык ток деп аталат.

1833-жылы Петербургда иштеген профессор Ленц бардык тажрыйбалардын жыйынтыктарын жалпылап туруп индукциялык токтун багытын табуу эрежесин берген.

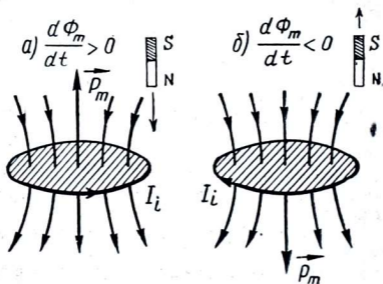
Туюк өткөргүчтөрдө пайда болгон индукциялык токтун багыты анын өзүнүн магнит талаасынын агымы бул токту пайда кылган сырткы магнит талаасынын агымынын өзгөрүшүнө карама-каршы таасир эткендей болуп багытталган болот.

Б. а. туюк өткөргүчкө туура келген аянт аркалуу өтүүчү магнит талаасынын агымы көбөйүп бара жатса, контурда пайда болгон индукциялык токтун магнит талаасы ал сырткы талаанын агымынын көбөйүшүнө каршы таасир этиш керек — демек ага карама-каршы багытталган болуш керек.

Эгерде тескерисинче туюк контурдун аянты аркалуу өтүп жаткан сырткы магнит талаанын агымы азайып жатса, анда контурда пайда болгон индукциялык токтун магнит талаасы ал сырткы талаанын агымынын азайышына каршы таасир этиш керек. Б. а. сырткы талаанын агымынын азайышына жардам кылып ошол талаанын багыты менен бирдей багытталган болуш керек.

Бул айтылганды ачыгыраак түшүнүш үчүн кыймылсыз турган туюк контур алып, ага карата магнитти жакындатканда (47 а) же контурдан магнитти алыстаткан учурдагы (47 б) пайда болгон индукциялык токтордун багытын аныктайлы.

Контурда пайда болгон индукциялык токтун багытын аныктоо үчүн эки учурда тең адегенде Ленцтин эрежесин пайдаланып индукциялык токтун магнит талаасынын багытын аныктайбыз. Андан кийин бураманын эрежеси боюнча индукциялык токтун багытын аныктайбыз. (47-сүрөттү кара). Биринчи учурда магнит ылдый



47-сүрөт.

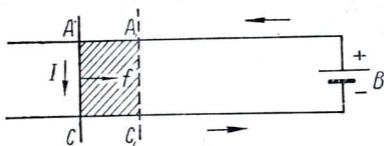
кыймылдагандыктан контурду кесип өткөн күч сызыктардын саны күчөйт, ошондуктан индукциялык токтун магнит талаасы негизги талааны начарлаткандай багытта болот ($\underline{H} \uparrow \uparrow \underline{H}_{инд} = \underline{P}_m$). Магнитти алыстатканда (476) контурду кесип өткөн күч сызыктарынын саны азаят, индукциялык токтун магнит талаасы анын азайганын толуктайт, б. а. $\underline{H} \downarrow \downarrow \underline{H}_{инд} = \underline{P}_m$

§ 33. ИНДУКЦИЯНЫН ЭЛЕКТР КЫЙМЫЛДАТКЫЧ КҮЧҮН АНЫКТОО

Туюк контур менен чектелип турган аянт аркалуу өтүүчү магниттик индукциянын агымы өзгөргөндө ал контурда индукциялык токтун пайда болушу бул өткөргүчтө электр кыймылдаткыч күчү пайда болгондугун көргөзөт.

Бул электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугу Фарадей аркылуу магниттик индукциянын агымынын өзгөрүшү менен байланыштырылган.

48-сүрөттөгү контурга электр кыймылдаткыч күчү ε болгон гальваникалык элемент туташтырылган.



48-сүрөт.

Бул электр кыймылдаткыч күчү аркалуу Δt убактысы ичинде аткарыла турган жумуш

$$\Delta A = \varepsilon I \Delta t \dots \dots \quad (1)$$

Эгерде сырттан таасир эткен магнит талаа жок болсо бул жумуштун бардыгы Джоуль—Ленц жылуулугу түрүндө бөлүнүп чыгат —

$$I^2 R \Delta t \dots \dots \quad (1a)$$

Сүрөттөгү контурга перпендикуляр болгон магнит талаасы багытталган болсун дейли. Бул учурда оң жана сол жакка жыла ала турган $AC = l$ өткөргүчүнө магнит талаасы аркалуу Ампердин күчү таасир этет.

$$F = B \cdot I \cdot l \cdot \sin \alpha \quad (2)$$

Бул формуладагы B — магниттик индукциянын вектору деп аталат. Абсолюттук боштукта токтун түзгөн магнит талаасын H_0 дейли.

Курчап турган чөйрөдө (магнетикте) бул (H_0) магнит талаасы кошумча магнит талаасын (H^1) индукциялайт. Чөйрөдө (магнетикте) эки талаа кошулуп натыйжалоочу талааны берет. Магнетиктеги натыйжалоочу магнит талаасынын чыңалышы магнит индукциясынын вектору (B) деп аталат.

Мында $B = H_0 + H'$ болот.

Индукциялануучу магнит талаасы (H^1) аны пайда кылуучу магнит талаасына (H_0) жана магнетиктин (чөйрөнүн) жаратылышына көз каранды.

$$H' = 4\pi k \cdot H_0$$

экендиги далилденген.

G — магниттик кабыл алуучулук деп аталат.

H^1 тын маанисин ордуна койсок

$$B = H_0 + 4\pi k \cdot H_0 = (1 + 4\pi k) \cdot H_0 = \mu H_0$$

$$\mu = 1 + 4\pi k \cdot H_0 \quad B = \mu H_0$$

(2) формуладагы Ампердин күчүнүн натыйжасында $AC = l$ өткөргүчү оң жакка жылат (Δx аралыгына).

Мында белгилүү механикалык жумуш аткарылат.

Ал жумуштун чоңдугу $\Delta A = F \cdot \Delta x = BIl \Delta x \cdot \sin 90^\circ$

Мында $H \perp l$; $l \cdot \Delta x = \Delta S$; анда $\Delta A = B \cdot \Delta S \cdot I$; $B \Delta S = \Delta \Phi$; ($\Delta \Phi$ — ΔS

аянтчасы аркалуу өтүүчү магнит индукциясынын агымы же $l \rightarrow \Delta x$ аралыгына жылганда кесип өткөн күч сызыктарынын саны).

Анда

$$\Delta A = I \cdot \Delta \Phi \quad (3)$$

Демек, контур аркалуу ток өтүп жатканда ага сырттан магнит талаасы аракет этсе Джоуль-Ленц жылуулугунан башка дагы (3) формула менен аныктала турган механикалык жумуш аткарылат. Δx өтө кичине деп ток күчүнүн өзгөрүшүн эске албайбыз.

Ошондуктан энергиянын сакталуу закону боюнча (1), (1^a) жана (3) формулалардан төмөнкүнү алабыз.

$$\varepsilon \cdot I \Delta t = I^2 R \Delta t + I \Delta \Phi$$

Δt жана $\Delta \Phi$ ти эң кичинекей деп эсептеп бул формуланы дифференциалдык түрдө жазууга болот.

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = I^2 \cdot R \cdot dt + I d\Phi$$

$$\varepsilon = IR + \frac{d\Phi}{dt}; \quad IR = \varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}$$

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} \dots\dots (4)$$

Бул формулада минус белгиси менен алынган $\left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)$ чоңдугу контурдагы Δs аянтына туура келген магнит индукциясынын агымы

(Ф) өзгөргөндөгү пайда болгон индукциялык электр кыймылдаткыч күчү болуп эсептелет.

$$\epsilon_i = - \frac{d\phi}{dt};$$

Демек индукциянын электр кыймылдаткыч күчү магниттик индукциянын агымынын убакыт бирдигиндеги өзгөрүшүнө түз пропорциялаш жана негизги электр кыймылдаткыч күчүнө карама-каршы таасир этет. Индукция агымы өзгөрсө индукциялык э. к. к. өткөргүч туюк же үзүк болсо да пайда болот. Туюк болсо өткөргүчтөн ток жүрөт, аны байкайбыз, үзүк болсо ($R = \infty$) ток жүрбөйт, ошондуктан аны байкабайбыз.

§ 34. ӨЗҮНЧӨ ИНДУКЦИЯ

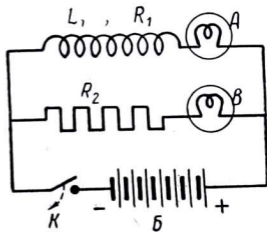
Электромагниттик индукция кубулушу туюк өткөргүч менен чектелген аянтчада магниттик индукциянын агымы өзгөргөн учурдун баарында пайда болот. Индукция кубулушу пайда болушу үчүн магниттин күч сызыктарынын агымы кандайча болуп өзгөрүлгөндүгүнүн эч кандай айырмасы жок.

Кандай гана себептен күч сызыктардын агымы өзгөрбөсүн баары бир электромагниттик кубулуш пайда болот.

Эгерде өткөргүч аркалуу ток өтүп жатса, анда сөзсүз анын айланасында магнит талаасы пайда болот. Ток турактуу болбостон өзгөрүлмөлүү болсо, анын магнит талаасы да өзгөрүлмөлүү болот. Демек, ошол өткөргүч аркалуу чектелген аянтчадан өтө турган магнит күч сызыктарынын агымы да өзгөрүп турат. Ошондуктан ал өткөргүчтүн өзүндө индукциялык ток пайда болот. Бул индукциялык ток ток өтүп жаткан өткөргүчтүн өзүндө өзүнүн магнит талаасынын өзгөрүшүнөн пайда болгондуктан өзүнчө индукция деп аталат.

Өзүнчө индукция кубулушун байкаш үчүн төмөнкү мисалды карап көрөлү.

Турактуу электр тогунун булагына бири-бирине жарыш улаштырылган эки лампочка туташтырылган. Бир лампочка удаалаш болуп R каршылыгы менен экинчи лампочка удаалаш болуп катушка менен туташтырылган. K ачкычын төмөн басып (түшүрүп) чынжырды ток булагы менен туташтырганда (жапканда) R_2 каршылыгына удаалаш туташтырылган лампочкага караганда катушкага удаалаш туташтырылган лампочка



49-сүрөт.

кечирээк күйгөндүгү байкалат. Тескерисинче K ачкычын жогору көтөрүп чынжырды ток булагынан ажыратсак (ачканда), катушкага удаалаш туташтырылган лампочка берки лампочкага караганда кеч өчкөндүгү байкалат. Бул кубулуштун себеби төмөндөгүчө.

Адегенде K — ачкычы менен чынжырды ток булагына кошкондо чынжырда белгилүү чондуктагы ток күчү пайда болуш үчүн өтө кичине болсо да белгилүү убакыт керек болот. Ушул убакыттын ичинде ток күчү нөлдөн тартып белгилүү чондукка өсүп жетет. Ток күчү өзүнүн турактуу маанисине жеткенге чейин анын тегерегинде да өзгөрүлмөлүү магнит талаасы пайда болот.

Бул өзгөрүлмөлүү магнит талаанын күч сызыктарынын агымы катушканын оромолору менен чектелген аянтчаларды кесип өтүп ал катушкада индукциялык токтун пайда кылат. Ошондуктан Ленцтин эрежеси боюнча индукциялык токтун багыты негизги токко карама-каршы болуп аны начарлатат.

Ушул себептен адегенде катушкага удаалаш улаштырылган лампочка кечирээк күйөт.

Ал эми качан гана чынжырдагы токтун күчү өзүнүн турактуу маанисине жеткенде анын айланасындагы магнит талаасы да турактуу болот. Ошол учурдан тартып катушкада индукциялык ток пайда болбой калат.

K — ачкычы менен чынжырды ток булагынан ажыратканда катушкадагы ток азайып бара жатканда анын айланасында да азайып бара жатуучу магнит талаасы пайда болот. Бул өзгөрүлмөлүү магнит талаасы катушкада индукциялык токтун пайда кылат.

Ленцтин эрежеси боюнча бул индукциялык токтун багыты негизги токтун азайышына каршылык кылгандай болуп мурдагы токтун багыты менен бирдей багытта болот, аны күчөтөт. Ошондуктан чынжырды ток булагынан ажыратканда ушул индукциялык токтун эсебинен катушкага удаалаш улаштырылган лампочка кечирээк өчөт.

Чынжырда өзүнчө индукция кубулушу пайда болгондогу токтун чондугунун өзгөрүш законун карап көрөлү. Омдун закону боюнча

$$I = \frac{\varepsilon + \varepsilon_i}{R} \dots (1)$$

Мында ε — чынжырга туташтырылган ток булактарынын электр кыймылдаткыч күчтөрүнүн алгебралык суммасы, ε_i — болсо индукциянын электр кыймылдаткыч күчү.

Жалпы учур үчүн

$$\varepsilon_i = \frac{d\phi}{dt} \dots (2)$$

Ал эми өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүн табуу үчүн индукциянын агымы Φ эмнеден көз каранды экендигин билүүбүз керек. $\phi = BS$ формуласы боюнча Φ индукциянын вектору B га пропорциялаш, B болсо ($B = \mu H$) магнит талаасынын чыңалы-

шына пропорциялаш. Ал эми магнит талаасынын чыңалышы болсо Био-Савар-Лапластын закону боюнча агып жаткан токтуң күчүнө (1) пропорциялаш.

Ошондуктан магниттик индукциянын агымы эң акырында ток күчүнө пропорциялаш. Эгерде алардын ортосундагы пропорциялаштык коэффициентин L менен белгилесек төмөндөгүдөй байланышты жазууга болот $\Phi = LJ$; L — болсо катушканын индуктивдүүлүгү деп аталат.

Мындан $J=1$ болсо $L=\Phi$ болот. Демек, индуктивдүүлүк өткөргүч аркалуу чоңдугу бир болгон ток күчү өткөндө пайда болгон магниттик индукциянын агымына барабар Φ тин маанисин (2) формулага койсок

$$\varepsilon_{\theta l} = -L \frac{dl}{dt}; \dots (3)$$

Демек, өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчү өткөргүч аркалуу өткөн токтуң чоңдугунун убакыт бирдигиндеги өзгөрүлүшүнөн көз каранды.

(3) формуладан

$$L = - \frac{\varepsilon_{\theta l}}{dl \cdot dt};$$

Б. а. өзүнчө индукциянын коэффициенти (индуктивдүүлүк) өткөргүч токтуң күчү убакыт бирдиги ичинде бир бирдикке өзгөргөндөгү контурда (катушкада) пайда болгон өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугуна барабар.

Индуктивдүүлүк генри менен өлчөнөт. Эгерде өткөргүчтөгү токтуң күчү бир секунда убакыттын ичинде бир амперге өзгөргөндө пайда болгон өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчү бир вольт болсо, ошол контурдун индуктивдүүлүгү бир генриге барабар болот.

Индуктивдүүлүгү L болгон чынжырдагы ток күчүнүн өзгөрүү законун табуу үчүн (3) формуладан $\varepsilon_l = \varepsilon_{\theta l}$ дин маанисин (1) формулага коёбуз.

$$I = \frac{\varepsilon - L \frac{dl}{dt}}{R};$$

$$IR = \varepsilon - L \frac{dl}{dt}; \text{ мында } L \frac{dl}{dt} = \varepsilon - IR \text{ же } \frac{dl}{dt} = \frac{\varepsilon - IR}{L};$$

Мында

$$\frac{dl}{\varepsilon - IR} = \frac{1}{L} dt$$

Бул формуладан ε , R жана L ди турактуу деп интегралдасак

$$\frac{d(\varepsilon - IR)}{(\varepsilon - IR)} = - \frac{R}{L} \cdot dt$$

$$\ln(\varepsilon - IR) = - \frac{R}{L} t + \ln C \text{ же } \ln \frac{(\varepsilon - IR)}{C} = - \frac{R}{L} t$$

Бул барабардыкты потенциалдуу этсек $\varepsilon - IR = ce^{-\frac{R}{L}t}$; C нын маанисин табуу үчүн алгачкы шарттарды эске алуу керек. Качан $t=0$ болгондогу токтуун маанисин J_0 менен белгилейбиз.

Анда (4) формуладан $\varepsilon - I_0 R = C$. Мындан C нын маанисин кайра (4) формуласына коёбуз

$$\begin{aligned} \varepsilon - IR &= (\varepsilon - I_0 R) e^{-\frac{R}{L}t} \\ IR &= -\varepsilon e^{-\frac{R}{L}t} + I_0 R e^{-\frac{R}{L}t} + \varepsilon \\ IR &= I_0 R e^{-\frac{R}{L}t} + \varepsilon \left(1 + e^{-\frac{R}{L}t} \right) \\ I &= I_0 e^{-\frac{R}{L}t} + \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \dots (5). \end{aligned}$$

(5) формуласы чынжырды ток булагына кошкондогу жана ажыраткандагы ток күчүнүн өзгөрүү законун көргөзөт.

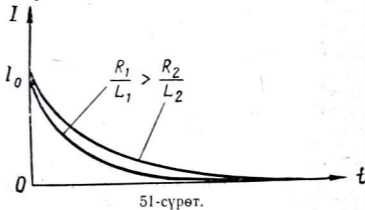
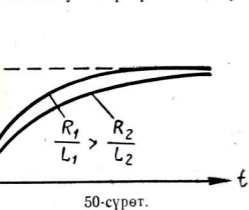
Бул формуланы анализдеп көрөлү.

а) чынжырды K ачкычы аркалуу токтуун булагы менен кошкон учурдагы токтуун баштапкы мааниси $I_0 = 0$. Бул учурда (5) формула төмөнкү түргө келет. $I = \frac{\varepsilon}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$ Демек, токтуун мааниси убакыт t нын өсүшү менен нөлдөн тартып турактуу токтуун мааниси болгон $\frac{\varepsilon}{R}$ ге чейин өсүп жетет.

Токтуун өсүшүнүн ылдамдыгы $\frac{R}{L}$ дин катышынан көз каранды.

Канчалык катышы чоң болсо, б. а. өткөргүчтүн каршылыгы чоң, индуктивдүүлүгү кичине болсо токтуун өсүшү (чоңоюшу) батыраак болот.

Тескерисинче каршылык R кичине индуктивдүүлүк L чоң болсо токтуун өсүшү ошончолук жайыраак болот.



б) Чынжырды токтуң булагынан ажыраткан учурду карайлы. Ажыраткан учурда чынжырда $\epsilon=0$ болот. Анда (5) формула

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} \text{ түрүндө жазылат.}$$

Демек, ток күчү убакыт t нын өсүшү менен турактуу мааниси J_0 дөн тартып азайып акырында нөлгө барабар болот. Токтуң өсүшү жана азайышы (52, 53) сүрөттөрүндө көргөзүлгөн.

Жогорудагы параграфтарда индукциялык токтуң сызыктуу контурларда б. а. узундугуна салыштырганда туурасынын чоңдугу эң эле кичине болгон өткөргүчтөрдө пайда болгон учурларын карадык. Чындыгында индукциялык ток өтө ичке эле өткөргүчтөрдө эмес узун жана туурасы бирдей болгон тулку металлдарда деле пайда болот. Бул учурда бул өткөргүчтөрдү туюк кылып бир учун экинчи учуна кошуунун деле зарылдыгы жок. Себеби өткөргүчтүн ичинде өзүнчө туюкталган чынжырлар пайда болот. Ошондуктан мындай тулку металлдардын ичиндеги индукциялык токтор вихр (куюн) түрүндөгү мүнөздө болот.

Бул вихр (куюн) токтору өткөргүчтү өтө ысытып жиберет. Куюндуу токтуң ушул касиети биринчи жолу француз физиги Л. Фуко тарабынан аныкталган. Ошол себептен бул токтор Фуко токтору деп аталып калган.

Омдун закону боюнча

$$I_{\phi} = \frac{\epsilon_i}{R}; \quad \epsilon_i = - \frac{d\phi_m}{dt}; \quad I_{\phi} = \frac{1}{R} \cdot \frac{d\phi_m}{dt}$$

Бул формуладан көрүнүп тургандай, каршылык аз болгондуктан токтуң мааниси өтө чоң. Мында ϕ_m токтуң контуруна туура келген магниттик агым. Ошондуктан Фуко тогунун чоңдугу магнит агымынын убакыт бирдигиндеги өзгөрүшүнөн көз каранды.

Электр машиналарында жана трансформаторлордо Фуко тогунун натыйжасында энергиянын көпчүлүгү пайдасыз жоголот.

Ошондуктан электр машиналарында жана трансформаторлордун өзөкчөлөрүн тулку металлдан жасабастан темирдин жука жука тилкелеринен жыйнап жасайт. Жука темирлердин беттерине температурага чыдамдуу атайын сырлар (лактар) сүйкөлүп бирининен изоляциялап тургандай кылат.

Фуко токтору магниттик күч сызыктардын багытына перпендикуляр болгон тегиздиктерде пайда болот. Ошол себептен жука темир пластинкаларын жыйнаганда магнит күч сызыктарына перпендикуляр болгон тегиздиктерге жарыш кылып жайлаштырбастан магнит талаасынын күч сызыктарына жарыш кылып жайлаштырылат. Ушундай кылганда электр тогуна карата каршылык өтө чоңоёт да магниттик каршылык эч өзгөрүүсүз калат.

Цилиндр түрүндөгү өткөргүч аркалуу өзгөрүлмөлүү ток өткөрө турган болсо өткөргүчтүн ичиндеги магнит талаа дайыма өзгөрүп турат. Ошол себептен өткөргүчтүн ичинде Фуко токтору пай-

$$a) \frac{dI}{dt} > 0$$



$$b) \frac{dI}{dt} < 0$$



52-сүрөт.

да болот. Фуко токторунун багыттарын Ленцтин эрежеси боюнча табууга болот.

52-сүрөттө негизги токтун чоңоюшунда ($\frac{dI}{dt} > 0$) жана азайышында ($\frac{dI}{dt} < 0$) пайда болгон Фуко тогунун багыттары көргөзүлгөн.

Эки сүрөттө тең Фуко токтору негизги токтун өткөргүчтүн ортосунда өзгөрүшүнө каршылык кылгандай болуп багытталышкан.

Бирок сүрөттөрдөн көрүнүп тургандай бул токтордун өткөргүчтүн четтериндеги багыты негизги токтун өзгөрүшүнө (чоңоюшуна же азайышына) жардам кылгандай болуп багытталышкан болот. Ошол себептен өзгөрүлмөлүү ток үчүн цилиндр түрүндөгү өткөргүчтөрдүн өзөгүнүн каршылыгы өткөргүчтүн сырткы бөлүгүнүкүнө караганда бир нече эсе чоң. Ошондуктан өзгөрүлмөлүү токтун тыгыздыгы өткөргүчтүн кесилиш аянтынын бардык точкаларында бирдей эмес.

Токтун тыгыздыгы өткөргүчтүн бетинде эң чоң мааниге ээ да, ал эми өткөргүчтүн огуна тыгыздыгы эң кичине мааниге ээ. Бул кубулуш «беттик эффект» же «скин эффект» деп аталып калган. Англичан тилинде «скин» (*skin*) — сырткы териси, сырткы бети дегенди билдирет. «Скин — эффект» токтун жыштыгы көп болсо, ошончолук күчтүү болот.

Ошентип скин—эффекттин натыйжасында эң чоң жыштыктагы өзгөрүлмөлүү ток өткөргүчтүн жука сырткы катмары аркалуу гана өтөт.

Мындай токтор үчүн трубка түрүндөгү өткөргүчтөр пайдаланылат. Бул өткөргүчтөрдүн сырткы бетинде эч кандай деффект (жарак, сызыктар, коррозия ж. б.) болбош керек. Өткөргүчтүн сырткы бетинде деффектилери болсо каршылыктын чоңдугуна өтө чоң таасир этет. Ошондуктан көпчүлүк учурларда мындай өткөргүчтөрдүн сырткы бетин күмүштөп коёт.

Өткөргүчтөрдү эң чоң жыштыктагы өзгөрүлмөлүү ток менен ысытканда скин—эффекттин натыйжасында жылуулуктун бардыгы өткөргүчтүн сырткы бетиндеги катмарда бөлүнүп чыгат.

Бул касиет (Вологдин В. П. ж. б. тарабынан) металлдардын сырткы бетинин жука катмарын бекемдөө (сугаруу) үчүн колдонулат (поверхностная закалка).

§ 35. ӨЗ АРА ИНДУКЦИЯ. ТРАНСФОРМАТОР

Өз ара индукция кубулушу биринчи жолу Фарадей тарабынан байкалган. Фарадейдин тажрыйбасынын схемасы 53-сүрөттө көргөзүлгөн.

Жогорку чынжырдагы токтун күчүн (J_1) реостаттын жардамы менен өзгөртө турган болсо экинчи (төмөнкү) чынжырда өз ара индукциянын электр кыймылдаткыч күчү ε_2 жана J_2 индукциялык тогу пайда болот. Ушул кубулуш өз ара индукция кубулушу деп аталат. Электромагниттик индукциянын негизги закону боюнча экинчи чынжырда пайда болгон э. к. к. $\varepsilon_2 = \frac{d\Phi_{21}}{dt}$

Мында Φ_{21} болсо биринчи чынжырдагы J_1 тогунун dt убакытта өзгөрүшүнөн магниттик агымдын экинчи чынжырдын контуру аркалуу өткөн бөлүгү.

Био-Савар-Лаплас закону боюнча биринчи контурдагы талаанын индукциясынын агымы ошол контурдагы токтун күчүнө (J_1) пропорциялаш.

Ошондуктан Φ_{21} дагы J_1 ге пропорциялаш б. а.

$$\Phi_{21} = M_{21} \cdot I_1 \dots (2)$$

Мында M_{21} — пропорционалдуулуктун коэффициенти. Анын чоңдугу биринчи жана экинчи чынжырдагы өткөргүчтөрдүн геометриялык формасынан, өлчөмүнөн жана алардын өз ара жайланышынан көз каранды.

Ошондой эле M_{21} дин чоңдугу чөйрөнүн магниттик туруктуулугунан көз каранды.

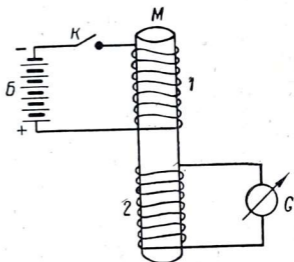
M_{21} — коэффициенти экинчи жана биринчи контурдун өз ара индуктивдүүлүгү деп аталат. M_{21} дин бирдиги индуктивдүүлүк L дин бирдиги менен бирдей.

Эгерде тескерисинче жогорку чынжырда ток жок болуп төмөнкү чынжырда ток болуп (J_2) анын чоңдугун өзгөртө турган болсо жогорку чынжырда да өз ара индукциянын негизинде индукциялык ток пайда болот.

J_2 тогунун магнит талаасынын жогорку чынжырдын контуруна туура келген (ошол аркалуу өткөн) агымы Φ_{12} экинчи контурдагы J_2 тогунун чоңдугуна пропорциялаш.

$$\Phi_{12} = M_{12} \cdot I_2 \dots (3)$$

Мында M_{12} — биринчи жана экинчи контурлардын өз ара индуктивдүүлүгү.



53-сүрөт.

Ферромагниттик заттардан башка заттардын бардыгында магниттик туруктуулук магнит талаасынын чыңалышынан көз каранды эмес. Б. а. аларда магниттик туруктуулук магнит талаасын пайда кылып жаткан электр тогунун чоңдугунан көз каранды. Ошондуктан жогоруда каралган эки контур ферромагниттик чөйрөдө турбагандыктан $M_{21} = M_{12}$ болот.

Эң акырында (2) формуладан Φ_{21} дин маанисин (1) формулага койсок өз ара индукциянын негизинде экинчи контурда пайда болгон э. к. к. чоңдугун алабыз.

$$\varepsilon_2 = - \frac{d}{dt} (M_{21} \cdot I_1) = -M_{21} \frac{dI_1}{dt} \dots (4).$$

Өз ара индукция кубулушуна негизделип өзгөрүлмөлүү токту чыңалуусун көбөйтүү же азайтуу үчүн колдонула турган курал—трансформатор жасалган.

Трансформатор биринчи жолу өткөн кылымдын акырында П. Н. Яблочков тарабынан конструкцияланган. Трансформатордун схемасы 54-сүрөттө көргөзүлгөн.

Трансформатор төрт бурчтук түрүндөгү өзөктүн эки мамычасына оролгон эки катушкадан турат. Биринчи катушканын учтары өзгөрүлмөлүү токту булагы менен туташтырылат.

Ал эми экинчи катушканын учтары электр энергиясы пайдаланыла турган чынжырга туташтырылган болот. Биринчи катушкадагы өзгөрүлмөлүү токту (I) магнит талаасы өз ара индукция кубулушунун натыйжасында экинчи катушкада индукциялык токту пайда кылат.

J_1 тогунун магнит талаасы негизинен темир өзөкчөдө жайлашкан болот. Ошондуктан трансформатордо темирден жасалган эки катушкага жалпы болгон туюк өзөкчөнүн болушу алардын өз ара индуктивдүүлүгүн бир нече эсе жогорулатат. Биринчи катушкадагы өзгөрүлмө токту өзгөрүлмө талаасы I жана II катушкалардын контурларын кесип өтүп индукциялык электр кыймылдаткыч күчтөрү ε_1 жана ε_2 ни пайда кылат.

Биринчи катушкадагы оромонун саны n_1 , экинчи катушкадагыныкы n_2 болгондуктан

$$\varepsilon_1 = n_1 \frac{d\phi}{dt}; \quad \varepsilon_2 = -n_2 \frac{d\phi}{dt}$$

Жогорку параграфтарда айтылгандай биринчи катушкада пайда боло турган өзүнчө индукциянын э. к. к. чоңдугу жагынан ошол

катушканын учтарынын ортосундагы чыңалууга барабар, ал эми белгиси боюнча карама-каршы, б. а $-\varepsilon_1 = V_1$, демек

$$V_1 = n_1 \frac{d\phi}{dt}$$

E_2 менен V_1 дин катышын алсак

$$-\frac{\varepsilon_2}{V_1} = \frac{n_2}{n_1} \dots (5)$$

Б. а. экинчи катушкада пайда болгон э. к. к. чоңдугу өзгөрүлмөлүү токтун булагындагы чыңалуудан n_2 оромонун саны n_1 ден канча эсе чоң болсо, ошончо эсе чоң (жана тескерисинче). Минус белгиси ε_2 менен V_1 ортосундагы фазалардын айырмасы 180 градуска барабар дегендикти көргөзөт.

Энергиянын жылуулукка, нур чыгарууга кеткенин эсепке албасак экинчи катушкадагы бөлүнүп чыгуучу кубаттуулук биринчи катушкадагыныкына барабар болот (энергиянын сакталуу закону боюнча).

$$I_1 v_1 = I_2 \varepsilon_2 \text{ же}$$

$$\frac{\varepsilon_2}{v_1} = \frac{I_1}{I_2} \dots (6)$$

Демек экинчи катушкада чыңалуу канчалык чоң болсо ток күчү ошончо кичине болот жана тескерисинче. Бул касиет электр энергиясын алыскы аралыкка берүүдө колдонулат. (5) жана (6) формулалардан

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}; \quad I_1 n_1 = I_2 n_2$$

башкача айтканда ток күчү менен оромонун санынын көбөйтүндүсү дайыма турактуу калат экен.

§ 36. ТОКТУН МАГНИТ ТАЛААСЫНЫН ЭНЕРГИЯСЫ

Электр тогу өтүп жаткан өткөргүч ферромагниттик эмес бир тектүү чөйрөдө жайлашкан болсун.

Контур аркалуу өзгөрүлмөлүү чоңдуктагы электр тогу өткөн учурда өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчү пайда болот.

Бул учурда Омдун закону төмөндөгүдөй жазылат:

$$I = \frac{\varepsilon + \varepsilon_{\theta l}}{R} \dots (1)$$

Мында ε — булактын э. к. к күчү, ал эми $\varepsilon_{\theta l}$ болсо өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчү. Мурдагы өткөн материалдардан

$$\varepsilon_{\theta l} = -L \frac{dI}{dt}; \quad (2)$$

(1) жана (2) формулалардан

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{\theta l} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt} \text{ же } \varepsilon = IR + L \frac{dI}{dt}.$$

Бул барабардыктын эки жагын тең $q = Jdt$ га көбөйтсөк токтун булагынын dt убактысы ичинде аткарган жумушунун чоңдугун алабыз.

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = I^2 R dt + L \cdot IdI$$

Мында $J^2 R dt$ — өткөргүчтү ысытууга кеткен кадимки эле Джоуль-Ленц жумушу. Экинчи мүчө $LIdI = dA$ өткөргүчтөгү-индукциялык кубулуштардын негизинде пайда боло турган кошумча жумуш болуп эсептелет. Бул токтун күчүн нөлдөн dI ге чейин өзгөртүүгө кеткен элементардык жумуш болуп эсептелет. Токтун күчүн нөлдөн J ге чейин өзгөртүүгө зарпталган жумуш төмөндөгүдөй аныкталат.

$$A = \int_0^J LIdI = \frac{LI^2}{2}$$

$A = \frac{LI^2}{2}$ чоңдугу индуктивдүүлүгү L болгон контурдагы токтун (J) өзүнүн энергиясы деп аталат.

Өткөргүч аркалуу өтүп жаткан токтун күчү чоңойсо, ага жараша анын магнит талаасы да чоңоёт. Ошондуктан контурдагы токтун өзүнүн энергиясын анын өзүнүн магнит талаасынын энергиясы деп да айтууга болот.

Бул болжолдоонун туура экендигин далилдеш үчүн соленоиддин бир тектүү магнит талаасын карап көрөлү. Эгерде токтун магнит талаасы энергияга ээ боло турган болсо ал энергия талаага туура келген көлөмдө кандайдыр жол менен бөлүштүрүлгөн болот. Ал эми көлөм бирдигине туура келген энергиянын чоңдугу (көлөмдүк тыгыздыгы) магнит талаасына көз каранды болот. Канчалык магнит талаасы күчтүү болсо ошончолук көлөмдүк тыгыздык чоң болот жана тескерисинче.

Бир тектүү магнит талаасын караган учурда бардык жерде энергиянын көлөмдүк тыгыздыгынын чоңдугу бирдей болот. Жалпы энергиянын чоңдугу болсо талаанын көлөмүнө пропорциялаш болуш керек.

Ошондуктан азыр биз карап жаткан учур үчүн токтун өзүнүн энергиясы анын магнит талаасынын көлөмүнө башкача айтканда соленоиддин өзүнүн көлөмүнө пропорциялаш экендиги далилденсе токтун магнит талаасы энергияга ээ деген жыйынтык келип чыгат.

$A = \frac{LI^2}{2}$ жумушу энергиянын сакталуу закону боюнча магнит талаасын түзүүгө кетет ($A = W$). Чексиз узун соленоид алсак бүтүндөй магнит талаасы соленоиддин ичиндеги көлөмдө бир калыпта жайланышкан. Соленоид үчүн

$$L = 4\pi \mu \cdot n^2 V$$

Соленоиддин ичиндеги турактуу магнит талаасы $H = 4\pi \cdot n \cdot I$ мындан

$$I = \frac{H}{4\pi \cdot n}$$

Жогорку $A = W = \frac{LI^2}{2}$ формуласына L жана J дин маанилерин койсок

$$W = \frac{4\pi \mu \cdot n^2 \cdot V \cdot H^2}{2 \cdot 16\pi^2 \cdot n^2} = \frac{\mu \cdot H^2}{8\pi} V \quad \text{болот.}$$

Көлөм бирдигине туура келген энергиянын чондугун (б. а. энергиянын тыгыздыгын аныктасак)

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\mu \cdot H^2}{8\pi} = \frac{HB}{8\pi}$$

Акыркы формулада ток түзгөн талаа (H) жана чөйрөдөгү бул талаанын таасиринде пайда болгон талаа (B) эске алынган.

Физикада жалпы учур үчүн масса менен анын энергиясынын ортосундагы эквиваленттүүлүк байланыш $E = mc^2$ формуласы менен берилет. Ошондуктан токту магнит талаасы энергияга ээ болгондуктан ал белгилүү массага ээ болуш керек. $E_m = m_m \cdot c^2$:

Ал эми жалпысынан кыймылда болгон заряддын электромагниттик талаасын алып карасак, жалпы энергия электр жана магнит талааларынын энергияларынын суммасынан турат.

$$E = E_e + E_m$$

Ал электромагниттик талаага туура келген масса $m = \frac{E_e + E_m}{C^2}$

бул формуладагы жарыктын ылдамдыгы $C = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{сек}$.

§ 37. ӨЗГӨРҮЛМӨЛҮҮ ТОК

XIX кылымдын экинчи жарымынан тартып электр энергиясы динамомашиналардын жардамы менен алына баштады. Динамомашиналарда электр тогун электромагниттик индукция кубулушунун негизинде алына тургандыктан ал кубулушка өзгөчө көңүл бурула баштады.

Динамомашиналарда электр тогу туюк контурду магнит талаасында айландырууда пайда болот.

Магнит талаасы жаратылышта учурай турган магниттин же электромагниттин жардамы менен түзүлөт. Магниттер индуктор деп аталат, анткени ал таасир этүүчү магнит талаасын жаратат.

Ал эми индукциялык электр тогу пайда боло турган катушкалар (же оромолор) якорь деп аталат.

Жалпысынан алганда динамомашинанын кыймылда болгон бөлүгү ротор деп аталат, ал эми кыймылсыз абалда турган бөлүгү статор деп аталат.

Демек, ротордун милдетин якорь жана индуктор да аткарышы мүмкүн.

Магнит талаасынын агымы механикалык энергияны электр энергиясына айландырууда (генераторлордо) жана электр энергия-

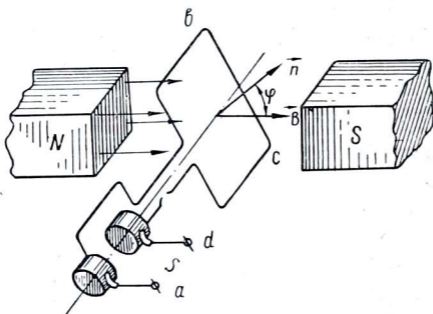
сын механикалык энергияга айландырууда (электр кыймылдаткычтары) эң негизги ролду ойнойт.

Азыркы учурда (XX кылымдын экинчи жарымында) генераторлордун жана электр кыймылдаткычтардын эң көп түрдүү конструкциялары бар.

Ал конструкцияларда бир топ техникалык маселелер эң жогорку денгээлде чечилген.

Биз бул параграфтан электр машиналарынын бардык конструкцияларынын ар бир тетиктерине токтолбостон электромагниттик индукция кубулушунун натыйжасында өзгөрүлмөлүү электр тогун алуу схемасын карап өтөбүз.

Бир тектүү магнит талаасында туюк $abcd$ контурунун айлануу процессин карайлы. $abcd$ контурунун эки учу атайлап жасалган контакт аркалуу кыймылсыз абалда турган эки жез шакекче



55-сүрөт.

менен туташтырылат. Рамканын сүрөттө көргөзүлгөн абалында ток $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d$ багытында болсо, качан рамка 180 градуска айланганда мурдагы ab кырынын ордуна dc болот. Ток $d \rightarrow c \rightarrow b \rightarrow a$ багытында агат. Ошондуктан контурда өзгөрүлмөлүү ток пайда болот. Качан $abcd$ туюк контуру менен чектелген S аянты H магнит талаасына перпендикуляр болсо магниттик индукциянын агымы эң жогорку мааниде болот.

$$\Phi_0 = B \cdot S = \mu H S \quad (1)$$

Эгерде магнит талаасы (H) менен S тегиздигинин нормалынын арасындагы бурч α болсо, ал кездеги магниттик индукциянын агымы $\Phi = BS \dots$ болот (2)

Мында S_1 — магнит талаасы өтүп жаткан S аянтчасынын бөлүгү.

S жана S_1 аянттарынын (тегиздиктеринин) арасындагы бурч α болгондуктан

$$S_1 = S \cdot \cos \alpha \quad (3)$$

Жогорку (2) формулага S_1 менен B нын маанисин койсок $\Phi = \mu \cdot H \cdot S \cdot \cos \alpha$ болот.

Мында $\Phi_0 = \mu HS$ менен белгиленет да магниттик индукция агымынын эң чоң мааниси болуп эсептелет. Демек анда $\Phi = \Phi_0 \cdot \cos \alpha$ болот.

Бир тектүү магнит талаасында туюк $abcd$ контуру бир калыптагы бурчтук ылдамдык менен айланып чыксын дейли. Анда бурчтук ылдамдык ω менен айлануу бурчу $\alpha = \omega t$ болот.

Жогорку формулага α бурчунун маанисин койсок

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \cos \omega \cdot t \quad (4)$$

Электромагниттик индукция кубулушунун негизинде туюк контур менен чектелген бет аркалуу магнит индукциясынын агымы Φ өзгөргөндө контурда индукциянын электр кыймылдаткыч күчү пайда болот. Белгилүү формула боюнча

$$\epsilon = - \frac{d\Phi}{dt} = -\Phi_0 \frac{d(\cos \omega t)}{dt} = t \Phi_0 \omega \cdot \sin \omega \cdot t$$

Мында $\epsilon_0 = \Phi_0 \omega = \mu HS \cdot \omega$ индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн эң жогорку мааниси болуп эсептелет.

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \sin \omega \cdot t \quad (5)$$

Демек Бул формуладан контурда пайда болгон индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугу синус закону менен өзгөрүп тура тургандыгы келип чыгат.

(5) формуласынан ϵ нин эң жогорку мааниси качан гана $\alpha = \omega t = \frac{\pi}{2}$

болгондо боло тургандыгы көрүнүп турат (себеби ал учурда $\sin \frac{\pi}{2} = 1$ болот да).

$abcd$ контурунун тегиздиги H магнит талаасына перпендикуляр болуп турган учурун алгачкы абал деп кабыл алалы ($t=0$). Бул учурда контурдун бети аркалуу магнит талаасынын күч сызыктарынын эң көп санда өткөн учуру болот.

1) Демек алгачкы учурда б. а. $t=0$ болгондо (5) формула боюнча $\sin \omega \cdot t = \sin 0^\circ = 0$ болот.

Б. а. качан $H \perp S$ болгондо контурда индукциянын электр кыймылдаткыч күчү пайда болбойт экен.

2). Экинчиден качан контурдун тегиздиги магнит талаага жарыш жайланышкан учурда, башкача айтканда контур 90 градуска айлангандан кийин ($H \parallel S; t = \frac{\pi}{4}$)

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \sin \omega \cdot \frac{T}{4} = \epsilon_0 \sin 2\pi \nu \frac{T}{4} = \epsilon_0 \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{T}{4}$$

же $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \sin \frac{\pi}{2} = \epsilon_0 = \epsilon_{max}$ болот.

мек качан $H // S$ болгондо контурдун бети аркалуу магниттик индукциянын агымынын (Φ) мааниси убакыт бирдиги ичинде өтө чоң чоңдукка өзгөргөндүктөн контурда эң жогорку маанидеги электр кыймылдаткыч күчү пайда болот.

Омдун законун пайдаланып өзгөрмөлүү токтун убакыттын ар бир учурундагы маанисин табууга болот.

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \cdot \sin \omega t$$

$$\frac{\mathcal{E}_0}{R} = I_0 \text{ болгондуктан } I = I_0 \cdot \sin \omega \cdot t \text{ болот.}$$

Демек бул жогорку (5) формуласы менен салыштырсак контурда пайда болгон өзгөрүлмөлүү электр кыймылдаткыч күчү менен өзгөрүлмөлүү ток фаза жагынан бири-бирине дал келе тургандыгы келип чыгат.

§ 38. ӨЗГӨРМӨЛҮҮ ТОКТУН ЧЫНЖЫРЫНДАГЫ КАРШЫЛЫГЫ.

Өзгөрмөлүү токтун чынжырында жалгыз гана каршылык R болсун дейли жана ал аркалуу $J = J_0 \sin \omega t$ (1) законуна баш ийген өзгөрмөлүү ток өтүп жатат дейли. Мында J_0 ток күчүнүн эң жогорку мааниси.

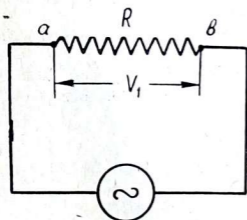
Эми a жана b точкаларындагы чыңалуу кандай закон менен өзгөрө тургандыгын табышыбыз керек. Чынжырдын a жана b бөлүгүнө Омдун законун колдонобуз.

$$V_1 = IR = I_0 \cdot R \cdot \sin \omega \cdot t \quad (2)$$

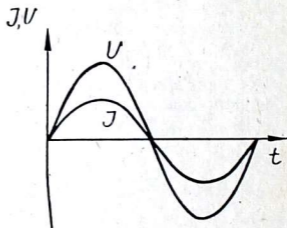
Демек (2) жана (1) формулаларын салыштырсак a жана b точкаларындагы чыңалуунун чоңдугу да синус закону менен өзгөрө тургандыгы келип чыгат. Б. а. ток күчү менен чыңалуунун термелүүлөрүнүн арасындагы фазалардын айырмасы нөлгө барабар.

Бул учурда чыңалуу менен ток күчү бир учурда эң чоң маанилерине ээ болушат жана бир учурда экөө тең нөлгө айланат. (2) формуладан $I_0 R = V_{0R}$ менен белгиленет да чыңалуунун эң чоң мааниси болуп эсептелет. Мындан

$$I_0 = \frac{V_{0R}}{R}$$



56-сүрөт.



57-сүрөт.

Демек, ток күчү менен чыңалуунун эң чоң маанилери үчүн Омдун закону орундалат экен.

Гармоникалык закон менен өзгөрө турган физикалык чоңдуктарды вектордук диаграмманын жардамы менен эң жакшы көргөзүүгө болот.

Ток күчүнүн маанисин (термелүүсүн) көргөзө турган вектор x огу боюнча багытталган болсун жана белгилүү кесинди менен берилсин дейли.

Анда ток күчү менен чыңалуу фазалары жагынан бири-бирине туура келгендиктен бул учурда чыңалууну көргөзө турган вектор да ошол ок боюнча жайланышкан болот. Чыңалууну көргөзгөн вектордун чоңдугу JR ге барабар болот.

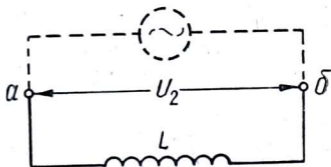
§ 39. ӨЗГӨРМӨЛҮҮ ТОКТУН ЧЫНЖЫРЫНДАГЫ КАТУШКА

Өзгөрүлмөлүү токтун чынжырында жалгыз гана индуктивдүүлүгү L болгон (омдун каршылыгы жок) катушка эле болсун дейли. Чынжыр аркалуу мурдагыдай эле $J = J_0 \sin \omega t$ (1) закону боюнча өзгөргөн ток өтүп жатсын.

Өзгөрмөлүү токтун чынжырында катушка болгондуктан өзүнчө индукция кубулушу негизинде ал ток күчүнүн жана чыңалуунун чоңдуктарына гана эмес алардын фазаларынын айырмасына да таасир этет.

Катушка аркалуу өзгөрмөлүү ток өткөндө анда өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчү пайда болот. Белгилүү формула боюнча

$$\varepsilon_{\text{өл}} = -L \frac{dI}{dt} \dots (2)$$



58-сүрөт;

Бул формулага J нин маанисин ордуна койсок

$$\varepsilon_{\text{өл}} = -L \frac{d}{dt} (I_0 \sin \omega t) = -I_0 \cdot \omega L \cdot \cos \omega t \dots (3)$$

Мындан $\varepsilon_0 = I_0 \omega L$ өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн эң чоң мааниси болуп эсептелет. Акыркы формуладан

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega L}$$

Бул формуладан $\omega L = R_L$ тамгасы менен белгиленет. Ал каршылыктын милдетин аткарып, индуктивдүүлүктүн каршылыгы деп аталат.

Бурчтук жыштык ω нын маанисин койсок $\omega = 2\pi\nu$, анда $R_L = 2\pi\nu L$ болот.

а) Эгерде токтун жыштыгы $\nu = 0$ болсо каршылык $R_L = 0$ болот. Демек, турактуу токко ($\nu = 0$) катушка эч кандай каршылык көргөзбөйт.

б) Токтун өзгөрүү жыштыгы $\nu \rightarrow \max$ болсун, анда $R_L \rightarrow \max$ болот.

Демек, жогорку жыштыктагы өзгөрмөлүү токко катушка эң чоң каршылык көргөзөт да, катушка аркалуу жогорку жыштыктагы өзгөрмөлүү ток өтө начар өтөт.

Эксперимент жолу менен катушканын учтарындагы чыңалуунун чоңдугу ал катушкада пайда боло турган өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугуна дайыма барабар жана таасир эткен багыты боюнча карама-каршы экендиги далилденген.

$$V_2 = -\epsilon_{\theta i}$$

Демек (3) формула боюнча $V_2 = +I_0 \cdot \omega L \cdot \cos \omega \cdot t$. Мындан $V_{\Delta L} = I_0 \omega L$ чыңалуунун эң чоң мааниси болуп эсептелет.

$$V_2 = V_{\Delta L} \cdot \cos \omega \cdot t$$

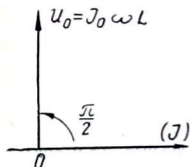
же

$$V_2 = V_{OL} \cdot \sin(\omega t + 90^\circ) \dots (4).$$

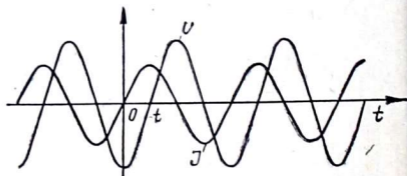
(1) жана (4) формулаларын салыштырсак $t=0$ учурда $J=0$, ал эми $V_2 = V_{OL}$ экендиги көрүнүп турат. Демек, өзгөрмөлүү токтун чынжырында индуктивдүүлүгү L болгон катушка гана болгон учурда чыңалуунун катушкадагы термелүүсү фаза жагынан ток күчүнүн термелүүсүнөн 90° ка алдыда боло тургандыгы келип чыгат.

Б. а. качан ток күчүнүн мааниси нөлгө барабар болуп калганда чыңалуу эң чоң маанисине жетет жана тескерисинче болот.

Мунун себеби, жогоруда айтылгандай катушканын учтарындагы чыңалуунун чоңдугу ал катушкада пайда боло турган өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнө барабар жана белгиси жагынан карама-каршы. Ал эми электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугу ток күчүнүн ар бир учурундагы маанисине пропорция-



59-сүрөт.



60-сүрөт.

лаш болбостон, ток күчүнүн өзгөрүшүнүн ылдамдыгына көз каранды. Качан гана токту мааниси нөл аркалуу өткөндө анын чоңдугунун өзгөрүшү эң бат болот, ошондуктан чыңалуунун эң чоң мааниси ток күчүнүн эң кичине маанисине туура келет.

§ 40. ӨЗГӨРМӨЛҮҮ ТОКТУН ЧЫНЖЫРЫНДАГЫ КОНДЕНСАТОР (СЫЙЫМДУУЛУК)

Азыр өзгөрмөлүү токту чынжырында жалгыз гана конденсатор болгон учурун карайлы. Конденсатор аркалуу турактуу ток өтпөстүгү бирок өзгөрмөлүү ток өтө бере тургандыгы бизге белгилүү. Конденсатор аркалуу синус закону боюнча өзгөрө турган өзгөрмөлүү ток өтүп жатат дейли.

$$I = I_0 \cdot \sin \omega t. \dots (1)$$

Конденсатордун сыйымдуулугу C , конденсатордун пластинкаларына dt убактысы ичинде келе турган заряддын чоңдугун dq аркалуу белгилейбиз.

Электростатикадагы формула боюнча

$$dq = Idt$$

ошондуктан

$$q = \int I \cdot dt = \int I_0 \cdot \sin \omega t \cdot dt$$

$$q = -\frac{I_0}{\omega} \cdot \cos \omega \cdot t$$

Конденсатордун пластинкаларынын арасындагы потенциалдардын айырмасы

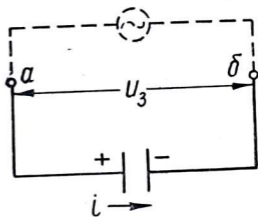
$$V_3 = \frac{q}{c} = -\frac{I_0}{\omega c} \cdot \cos \omega \cdot t = \frac{I_0}{\omega c} \cdot \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$$

$\frac{I_0}{\omega c} = V_{oc}$ менен белгиленет да конденсатордогу чыңалуунун амплитудалык мааниси болуп эсептелет.

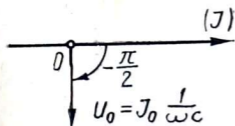
Демек

$$V_3 = V_{oc} \cdot \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \dots (2)$$

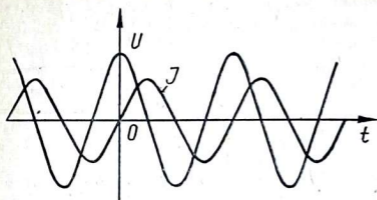
Бири-бири менен (1) жана (2) формулаларын салыштырсак конденсатордогу чыңалуу да синус закону менен өзгөрө тургандыгы көрүнүп турат, бирок конденсатордогу чыңа-



61-сүрөт.



62-сүрөт.



63-сүрөт.

луунун термелүүсү фаза жагынан токко караганда 90 градуска артка калат.

Токтун жана чыңалуунун убакыт боюнча өзгөрүлүшү (64-сүрөттө) көргөзүлгөн.

Конденсатордун пластинкаларындагы чыңалуунун амплитудалык маанисинин формуласын алып ана-

лиздеп көрөлү. $V_{oc} = \frac{I_0}{\omega C}$

Мындан токтун амплитудалык маанисин табабыз.

$$I_0 = V_{oc} \cdot \omega C = \frac{V_{oc}}{\frac{1}{\omega C}}$$

Демек $\frac{1}{\omega C} = R_c$ менен белгиленип, каршылыктын милдетин аткарат да, сыйымдуулуктун каршылыгы деп аталат. $\omega = 2\pi\nu$ экенин эске алып бул формуланы төмөнкүдөй жазабыз.

$$R_c = \frac{1}{2\pi \cdot \nu \cdot C}$$

а) Эгерде токтун өзгөрүү жыштыгы $\nu = 0$ болсо $R_c = \infty$ болот. Б. а. турактуу токко ($\nu = 0$) конденсатор чексиз чоң каршылык көргөзөт да, конденсатор аркылуу турактуу ток өтпөйт.

б) Эгерде $\nu = \infty$ болсо, сыйымдуулуктун каршылыгы $R_c = 0$ болот. Демек, жогорку жыштыктагы өзгөрмөлүү токко конденсатор эч кандай каршылык көргөзбөйт, ошондуктан конденсатор аркалуу өзгөрмөлүү ток эркин түрдө өтөт.

(3) формуладан C фарада менен, жыштык ν — сек^{-1} менен өлчөнсө R_c — ом менен алынат.

Мисалы техникада колдонулуп жүргөн өзгөрмөлүү ток үчүн $\nu = 50 \text{ сек}^{-1}$; $\omega = 100\pi \cdot \text{сек}^{-1}$

Ал эми конденсатордун сыйымдуулугу $C = 1 \mu\text{кф} = 10^{-6} \text{ ф}$ болсо

$$R_c = \frac{1 \text{ ом}}{100\pi \cdot 10^{-6}} \approx 3000 \text{ ом болот.}$$

Сыйымдуулуктун жана индуктивдүүлүктүн каршылыгы кадимки ом каршылыгы менен өзгөрмөлүү токтун өтүшүнө каршылык көргөзгөндүгү менен окшош, бирок ал каршылыктарда ордун каршылыгындай Джоуль-Ленц жылуулугу бөлүнүп чыкпайт, ошондуктан бул каршылыктар ушул белгилери менен айырмаланышат.

§ 41. ӨЗГӨРМӨЛҮҮ ТОК ҮЧҮН ОМДУН ЗАКОНУ

Өткөн параграфтарда өзгөрмөлүү токту чынжырында жалгыз гана ом каршылыгы, же жалгыз гана катушка болгон, же жалгыз гана конденсатор болгон учурларын карап өттүк.

Азыр өзгөрмөлүү токту чынжырында бир эле убакытта бири-бири менен удаалаш туташтырылган сым (ом каршылыгы) катушка (индуктивдүүлүк) жана конденсатор (сыйымдуулук) бар болгон учурун карайлы.

Бул сүрөттө көргөзүлгөн чынжыр аркалуу синус закону боюнча өзгөрүп туруучу ток өтүп жатсын дейли.

$$I = I_0 \cdot \sin \omega \cdot t \dots (1)$$

Сүрөттөгү бири-бирине удаалаш туташтырылган каршылык, катушка жана конденсаторлордун эки учурундагы чыңалуунун каалаган бир моменттеги чоңдугун эсептеп чыгалы.

Энергиянын сакталуу закону боюнча бул чыңалуунун чоңдугу ом каршылыгындагы, катушкадагы жана конденсатордогу айрым чыңалуулардын суммасына барабар

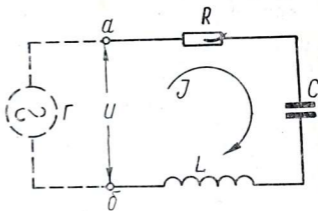
$$V = V_1 + V_2 + V_3 \dots (2)$$

Бул формулага өткөн параграфтагы V_1 дин, V_2 нин жана V_3 түн маанилерин коюп жалпы чыңалуунун маанисин аналитикалык жол менен эсептеп чыгууга болот.

Бирок өткөн параграфтардагы айрым-айрым учурлардагы ток күчү менен чыңалуунун ортосундагы пайда боло турган фазалардын айырмасын эске алып, жалпы чыңалуунун маанисин вектордук диаграмманын жардамы менен оңой эле эсептеп чыгууга болот.

Өзгөрмөлүү токту чынжырында жалгыз гана ом каршылыгы болгон учурда ток күчү менен чыңалуунун термелүүсү фаза жагынан бир-бирине дал келе тургандыгы белгилүү. Ошондуктан x огуна ток күчү менен чыңалуунун максималдык маанилерин коёлу.

Ал эми өзгөрмөлүү ток катушка аркалуу өткөндө анын учурундагы чыңалуунун термелүүсү ток күчүнүн термелүүсүнөн фаза жагынан токкон градуска алга кете тургандыгы бизге белгилүү. Ошондуктан катушкадагы чыңалуунун максималдык маанисин вектор түрүндө y огуна оң мааниси жагына коёбуз (себеби саат стрелкасынын айлануу багытына карама-каршы багытты оң багыт деп кабыл алабыз).

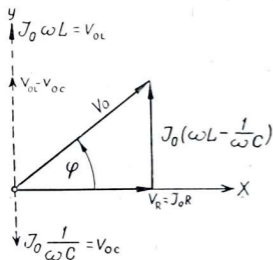


64-сүрөт.

Өзгөрмөлүү ток конденсатор аркалуу өткөндө андагы чыңалуунун термелүүсү ток күчүнө караганда фаза жагынан токтон градуска артта калгандыктан конденсатордогу чыңалуунун максималдык маанисин вектор түрүндө y огунун терс мааниси жакка коёбуз.

Өзгөрмөлүү токко катушка конденсаторго караганда чоң каршылык көргөзгөндүктөн диаграммада V_{0L} дин мааниси V_{0C} нын маанисине караганда чоң масштабда алынган.

Бул диаграммадан V_{0L} , V_{0C} жана V_{0R} дин вектордук суммасын тапсак жалпы чыңалуу V нын максималдык мааниси V_0 ду алабыз.



65-сүрөт.

V_{0L} жана V_{0C} векторлору бир түз сызыкка жаткандыктан алардын вектордук суммасы $(V_{0L} - V_{0C})$ болот.

Андан кийин $(V_{0L} - V_{0C})$ вектору менен V_{0R} векторунун суммасын табабыз.

Бул векторлордун суммасы V_0 ал векторлорго түзүлгөн параллелограмдын диагоналынын чоңдугу менен аныкталат.

Бул сүрөттөн V_0 дун маанисин Пифагордун теоремасын колдонуп табууга болот.

$$V_0^2 = V_{0R}^2 + (V_{0L} - V_{0C})^2$$

$V_{0R} = I_0 R$; $V_{0L} = I_0 \omega L$ жана $V_{0C} = I_0 \frac{1}{\omega C}$; экенин эске алсак

$$V_0^2 = I_0^2 R^2 + I_0^2 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2$$

$$V_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$$

Мындан

$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \dots (3)$$

Демек өзгөрмөлүү ток учурунда чыңалуунун жана ток күчүнүн максималдык маанилери үчүн Омдун закону орундалат экен,

$R_{жс} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$ — өзгөрмөлүү токту чынжырындагы жалпы каршылык деп аталат.

Жогорудагы (2) формулага V_1 , V_2 жана V_3 төрдүн маанилерин өткөн параграфтардан алып коюп аналитикалык жол менен чыгарсак

$$V = V_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi) \dots (4)$$

формуласын алабыз.

Демек, качан өзгөрмөлүү токту чынжырында каршылык, катушка жана конденсатор болгон учурда ток күчү менен чыңалуунун термелүүлөрү фазалары жагынан кандайдыр φ бурчуна айырмалана тургандыгы келип чыгат.

Жогорудагы формулаларды алууда чынжырдын жалгыз гана «а» точкасы менен «б» точкасынын ортосундагы бөлүгү жөнүндө сөз кылып келдик.

(4) формуладагы U чыңалуусу ошол чынжырдын «а» жана «б» точкаларынын арасындагы потенциалдардын айырмасы болуп эсептелет.

Бирок ошол эле формулаларды өзгөрмөлүү токту толук туюк чынжыры ($arc\ bga$) үчүн да колдонууга болот. Бул туюк чынжырда Γ генератору да болсун дейли.

64-сүрөттөгү генераторунун ички каршылыгын жок эсе деп эсепке албасак, же генератордун ички каршылыгы кадимки ом каршылыгы менен мурда эле кошо эсептелген десек чынжырдагы a жана b точкаларындагы чыңалуу V чоңдугу жагынан генератордун электр кыймылдаткыч күчү E ге барабар болот.

Ошондуктан (3) жана (4) формулалар E жана E_0 үчүн да туура болот (б. а. $V_0 = \varepsilon_0$; $V = \varepsilon$)

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}} \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi) \end{aligned} \right\} \dots (5).$$

Өзгөрмөлүү токту туюк чынжырындагы генератордун электр кыймылдаткыч күчү синус закону менен өзгөрүп турсун дейли.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \sin \omega t$$

Анда чынжырда E ден фаза жагынан кандайдыр φ ге айырмаланган ток өтүп жаткан болот. ((1) жана (5) формулалардын негизинде).

$$I = I_0 \cdot \sin(\omega t - \varphi)$$

65-сүрөттөн

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{V_{OL} - V_{OC}}{V_{OR}} = \frac{I_0 \omega L - I_0 \frac{1}{\omega c}}{I_0 R}$$

демек

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega \cdot c}}{R}$$

Өзгөрмөлүү токту маанисинин өзгөрүшүн мүнөздөш үчүн $R_{жс} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}$ формуласын алып бурчтук жыштык ω

нын чоңдугунун өзгөрүшү менен R дин мааниси кандай өзгөрө тургандыгын анализдеп көрөлү.

Эгерде $\omega = 2\pi\nu = 0$ болсо, анда $\frac{1}{\omega c} = \infty$ болот. Демек, анда жалпы каршылык $R_{ж} = \infty$ болот да (5) формула боюнча ток күчү $J_0 = 0$ болот.

Бул учур өзү деле түшүнүктүү, себеби качан $\omega = 2\pi\nu = 0$ болсо ал турактуу ток болуп эсептелет, ал эми турактуу ток конденсатор аркалуу өтө албайт.

Эгерде ω ны нөлдөн тартып чоңойто баштасак реактивдүү каршылыктын квадраты $(\omega L - \frac{1}{\omega c})^2$ адегенде кичиреет. Ошондуктан жалпы каршылык $R_{ж}$ азаят, ал эми токтун күчү J_0 чоңоёт. Качан гана $\omega = \omega_0$ болгондо реактивдүү каршылык $(\omega L - \frac{1}{\omega c})$ нөлгө барабар болот.

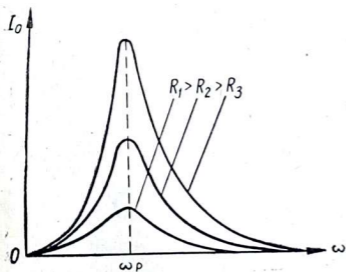
ω_0 — болсо качан индуктивдүүлүктүн каршылыгы ωL менен сыйымдуулуктун каршылыгы $\frac{1}{\omega c}$ бири-бирине барабар болгон учурдагы бурчтук жыштык болуп эсептелет.

Б. а. $\omega L = \frac{1}{\omega c}$ болсо $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ болот.

Демек $(\omega L - \frac{1}{\omega c}) = 0$ болсо, анда жалпы каршылык эң кичинекей болуп жалгыз ом каршылыгына барабар болуп калат.

$$R_{min} = R$$

Бул учурда ток максималдык (эң жогорку) маанисине жетет. Эгерде ω нын маанисин андан ары чоңойто бере турган болсок ($\omega > \omega_0$) реактивдүү каршылыктын квадраты $(\omega L - \frac{1}{\omega c})^2$ нөлгө ба-



66-сүрөт.

рабар болбостон ω нын чоңоюшу менен кайрадан чоңоё баштагандыгын байкайбыз. Демек анда жалпы каршылык $R_{ж}$ да чоңоё баштайт, ал эми ток күчүнүн амплитудасы J_0 азая баштайт да, ω нын маанисинин өсүшү менен асимптоттук жол менен нөлгө жакындайт.

Ток күчүнүн амплитудасы J_0 дун бурчтук жыштык ω дан болгон көз карандылыгы төмөнкү сүрөттө көргөзүлгөн.

Бул сүрөттө үч ар түрдүү активдүү каршылыкка туура келген көз карандылыктар көргөзүлгөн.

Жыйынтыктап айтканда качан генератордун жыштыгы ω ω_0 го барабар болсо өзгөрмөлүү токтун амплитудасы максималдык маанисине жетет. Бул учурда ток күчү менен чыңалуунун ортосундагы фазалардын айырмасы нөл болот, б. а. контурда катушка жана конденсатор жоктой болуп сезилет.

Ушул учурдагы контурдагы аргасыздан болгон термелүү чыңалуунун резонансы деп аталат.

Жыштык ω_0 контурдун өзүнүн ($\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$) жыштыгына барабар эмес, бирок көпчүлүк учурда $\alpha^2 \ll \omega_0^2$ болгондуктан алардын айырмасын эсепке албай коюуга болот.

§ 42. ӨЗГӨРМӨЛҮҮ ТОКТУН ЖУМУШУ ЖАНА КУБАТТУУЛУГУ

Өзгөрмөлүү токтун чынжырында реактивдүү каршылык жок жалгыз гана активдүү каршылык бар болгон учурун карайлы. Бул учурда токтун бардык жумушу толугу менен жылуулукка айланат.

Чынжырдын учтарындагы чыңалуунун чоңдугу синус закону боюнча өзгөрүп турсун дейли.

$$V = V_0 \cdot \sin \omega \cdot t$$

Өзгөрмөлүү токтун чынжырында жалгыз гана активдүү каршылык болгон учурда ток күчү менен чыңалуунун термелүүлөрүнүн арасында фазалардын айырмасы пайда болбогондуктан ток күчү дагы синус закону менен өзгөрөт.

$$I = I_0 \cdot \sin \omega t$$

Убакыттын эң бир кичинекей үлүшүн алып карасак ал учурда өзгөрмөлүү токтун чоңдугу анчалык өзгөрбөгөндүктөн аны турактуу ток катары кароого болот.

Ошондуктан өзгөрмөлүү токтун эң кичине убакыт ичиндеги кубаттуулугу төмөндөгүдөй формула менен аныкталат.

$$P_t = IV = I_0 \cdot \sin \omega t \cdot V_0 \cdot \sin \omega t$$

$$P_t = I_0 V_0 \cdot \sin^2 \omega t$$

Практикада болсо өзгөрмөлүү токтун эң кичине убакыт ичиндеги кубаттуулугу эмес анын жалпы кубатынын орточо маанисин билүү керек болот.

Азыр өзгөрмөлүү токтун бир толук термелүү мезгили ичиндеги кубаттуулугунун орточо маанисин эсептеп чыгалы.

Эң кичинекей dt убакыты ичиндеги өзгөрмөлүү токтун аткарган жумушу

$$dA = P_t \cdot dt = I_0 V_0 \cdot \sin^2 \omega t \cdot dt$$

Бир толук термелүү мезгили ичиндеги аткарылган жумушту аныктоо үчүн бул барабардыкты интегралдайбыз.

$$A_T = I_0 V_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt = I_0 V_0 \int_0^T \sin^2(2\pi \nu \cdot t) \cdot dt = I_0 V_0 \int_0^T \sin^2\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t\right) \cdot dt$$

Орто мектептеги $\sin^2 \alpha = \frac{1 - \cos 2\alpha}{2}$ формуласын пайдаланабыз.

$$A_T = I_0 V_0 \int_0^T \frac{1}{2} \left[1 - \cos^2\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t\right) \right] \cdot dt = \frac{I_0 V_0}{2} \int_0^T dt - \frac{I_0 V_0}{2} \int_0^T \cos\left(\frac{4\pi}{T} \cdot t\right) \cdot dt$$

Мындан интеграл $\int_0^T \cos\left(\frac{4\pi}{T} \cdot t\right) \cdot dt = 0$ болгондуктан

$$A_T = \frac{I_0 V_0}{2} T \dots (1)$$

Мындан өзгөрмөлүү токтуң кубаттуулугунун орточо маанисин табабыз.

$$P = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{2} I_0 V_0 \dots (A)$$

Белгилүү убакыт ичинде R каршылыгында өзгөрмөлүү ток кандай жылуулук бөлүп чыгарса ошол эле убакыттын ичинде ошого барабар жылуулукту бөлүп чыгара турган турактуу токтуң күчүн $J_{эф}$ жана чыңалуусун $V_{эф}$ менен белгилейли.

Б. а. алардын кубаттуулуктары барабар болгон учурду алабыз. Турактуу токтуң кубаттуулугу $P = IV = I_{эф} \cdot V_{эф} \dots (B)$.

(A) жана (B) формулаларынын сол жактары бир-бирине барабар болгондуктан оң жактары да барабар

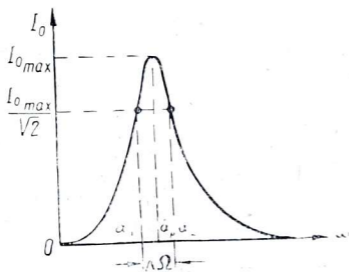
$$I_{эф} \cdot V_{эф} = \frac{1}{2} I_0 V_0 =$$

$$= \frac{I_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{V_0}{\sqrt{2}}$$

Демек

$$I_{эф} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad V_{эф} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}$$

$J_{эф}$ жана $V_{эф}$ өзгөрмөлүү токтуң жана чыңалуунун эффективдүү маанилери деп аталат да, өзгөрмөлүү токтуң жана чыңалуунун максималдык маанилерин $\sqrt{2}$ ге бөлгөнгө барабар.



67-сүрөт.

§ 43. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ИНДУКЦИЯГА ЖАНА ӨЗГӨРМӨЛҮҮ ТОК БОЮНЧА МАСЕЛЕ ЧЫГАРУУГА МИСАЛДАР

1. Зымдан оромо түрүндө туюк рамка жасалган. Зымдын туурасынан кесилиш аянты $0,05 \text{ м}^2$, оромо саны 250. Бул туюк рамка бир тектүү магнит талаасынын күч сызыктарына перпендикуляр болгон октун тегерегинде айландырылат. Айландыруунун ылдамдыгы 12 айл/сек болгондо пайда болгон электр кыймылдаткыч күчүнүн эң жогорку мааниси 15 вольтко барабар болгон.

Талаанын магниттик индукция векторунун маанисин аныктагыла.

Берилди:

$$N = 250$$

$$n = 12 \frac{\text{айл}}{\text{сек}}$$

$$S = 0,05 \text{ м}^2 = 500 \text{ см}^2$$

$$\epsilon_0 = 15 \text{ в} = 15 \cdot 10^8 \text{ сд} \quad 8 \text{ м}$$

$$B = ?$$

Чыгаруу:

Туюк контурда пайда боло турган индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн эң чоң мааниси ϵ_0 ошол туюк контур аркалуу өтүүчү магниттик агымдын эң чоң мааниси Φ_0 менен төмөндөгүдөй формула менен байланышкан

$$\epsilon_0 = N \cdot \omega \cdot \Phi_0$$

Мында $\omega = 2\pi n$ бурчтук ылдамдык, $\Phi_0 = BS$. S — туюк контур менен чектелген беттин аянты, B — талаанын магниттик индукциясы. ω менен Φ_0 дун маанилерин ордуна койсок

$$\epsilon_0 = N \cdot 2\pi \cdot n \cdot B \cdot S \text{ болот.}$$

Мындан

$$B = \frac{\epsilon_0}{2\pi \cdot n \cdot N \cdot S}$$

же

$$B = \frac{15 \cdot 10^8}{2\pi \cdot 12 \cdot 250 \cdot 500} = 159 \text{ тл.}$$

2. Туурасынан кесилиш аянты $1,2 \text{ см}^2$ болгон узун темирден жасалган жүрөкчөгө ($\mu = 600$) узундуктары 40 см ден болгон эки соленоид орнотулган. Соленоиддердин оромолорунун саны 800 жана 1200.

Бул катушкалардын өз ара индукция коэффициентин тапкыла.

Берилди:

$$l = 40 \text{ см}$$

$$\mu = 600$$

$$S = 1,2 \text{ см}^2$$

$$N_1 = 800$$

$$N_2 = 1200$$

$$M = ?$$

Чыгаруу

$$\text{Аныктама боюнча} \quad M = - \frac{\epsilon_2}{\frac{dI_1}{dt}} \dots (1)$$

Мында ϵ_2 — биринчи соленоиддеги токтун күчү өзгөргөндө экинчи соленоидде пайда боло турган индукциянын электр кыймылдаткыч күчү.

белгилүү формула боюнча

$$\varepsilon_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad \dots (2)$$

Мында Φ — экинчи соленоид аркалуу өтө турган магниттик индукциянын агымы.

Эки соленоид тең бир жүрөкчөгө оролгондуктан Φ биринчи соленоидде пайда болгон магниттик индукциянын агымы болуп эсептелет

$$\Phi = 4\pi\mu \cdot \frac{N_1}{l} \cdot I_1 \cdot S$$

Демек

$$\frac{d\Phi}{dt} = 4\pi\mu \frac{N}{l} \cdot S \cdot \frac{dI_1}{dt}$$

$\frac{d\Phi}{dt}$ нын маанисин (2) формулага коюп, андан ε_2 нин маанисин (1) формулага койсок

$$M = 4\pi\mu \cdot \frac{N_1 \cdot N_2}{l} \cdot S$$

Сан маанилерин койсок

$$M = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 600 \cdot 800 \cdot 1200 \cdot 1,2}{40} = 0,217 \text{ (гн)}$$

$$M = 0,217 \text{ гн.}$$

3. Сыйымдуулугу 20 мкф болгон конденсатор, каршылыгы 100 ом жана индуктивдүүлүгү 0,05 гн болгон дроссель өзгөрмөлүү токтуң булагына удаалаш туташтырылган. Токтуң өзгөрүү жыштыгы 50 гц. Чынжырдын эки учундагы чыңалуунун эффективдүү мааниси дайыма 120 в барабар.

Чынжырдагы токтуң эффективдүү маанисин жана конденсатордогу потенциалдардын айырмасын тапкыла.

Берилди:

$$C = 20 \text{ мкф} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ ф}$$

$$R = 100 \text{ ом}$$

$$L = 0,05 \text{ гн}$$

$$\nu = 50 \text{ гц}$$

$$\omega = 2\pi\nu$$

$$V_{\text{эф}} = 120 \text{ в}$$

$$I_{\text{эф}} = ? \quad V_c = ?$$

Өзгөрмөлүү токтуң жана чыңалуунун эффективдүү маанилери алардын максималдык маанилери менен төмөндөгүдөй байланышкан

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad V_{\text{эф}} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}$$

же

$$I_0 = \sqrt{2} \cdot I_{\text{эф}} \quad V_0 = \sqrt{2} \cdot V_{\text{эф}}$$

Чыгаруу.

Өзгөрмөлүү токтуң чынжырындагы ток күчүнүн жана чынжырдын эки учундагы чыңалуунун максималдык маанилери үчүн жазылган Омдун законун алалы.

$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Булардын маанилерин биринчи формулага койсок.

$$I_{эф} = \frac{V_{эф}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2}} \text{ болот.}$$

Сан маанилерин койсок

$$I_{эф} = \frac{120}{\sqrt{100^2 + \left(2\pi \cdot 50 \cdot 0,05 - \frac{1}{2\pi \cdot 50 \cdot 2 \cdot 10^{-5}}\right)^2}} = 0,686 \text{ а}$$

Ал эми конденсатордогу потенциалдардын айырмасы ток күчүнүн эффективдүү маанисин конденсатордун сыйымдуулук каршылыгына $\left(R_c = \frac{1}{\omega c}\right)$ көбөйткөнгө барабар, б. а.

$$V_c = I_{эф} \cdot R_c = I_{эф} \cdot \frac{1}{\omega c} = \frac{I_{эф}}{2\pi \cdot \nu \cdot c}$$

Демек

$$V_c = \frac{0,686}{2\pi \cdot 50 \cdot 2 \cdot 10^{-5}} = 109 \text{ в}$$

ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТЕРМЕЛҮҮЛӨР ЖАНА ТОЛКУНДАР

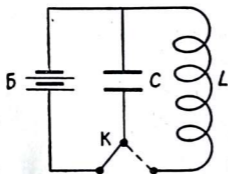
§ 44. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТЕРМЕЛҮҮЛӨР. ТЕРМЕЛҮҮ КОНТУРУ

Ар түрдүү кыймылдардын ичинен белгилүү бир убакыттан кийин кайталанып туруучу мезгилдүү кыймылдар механикада көп учурайт. Мезгилдүү кыймылдарда күн системасындагы планеталардын кыймылы, ар кандай механикалык машиналардын бөлүктөрүнүн кыймылы жана эң эле жөнөкөй мисал абасыз мейкиндиктеги математикалык маятниктин термелүү кыймылы кирет.

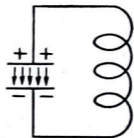
Математикалык маятниктин термелүүсүндө термелүү мезгилинин ар бир төрттөн бир бөлүгү өткөндө потенциалдык энергия толугу менен кинетикалык энергияга, анан кинетикалык энергия потенциалдык энергияга айланып турат. Ушул айтылган механикалык кубулуштарга окшош эле электр талаасынын белгилүү мезгил менен магнит талаасына жана тескерисинче магнит талаасынын электр талаасына айланган учуру — электромагниттик термелүү деп аталат.

Электромагниттик термелүү кыймылы термелүү контурларында пайда болот. Жөнөкөй термелүү контурлары заряддалган конденсатордон жана ага удаалаш туташтырылган катушкадан турат.

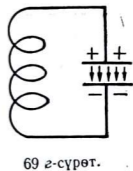
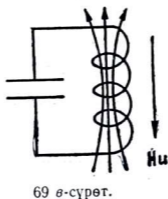
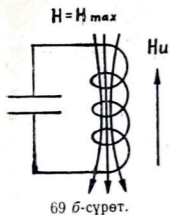
Адегенде заряддалган конденсатор К ачкычы аркалуу катушкадан ажыратылып турган болсун дейли. Бул учурда конденсатордун пластинкаларынын арасында белгилүү чоңдуктагы потенциалдардын айырмасы бар жана пластинкалардын арасындагы электр талаасы белгилүү энергияга ээ (69-«а» сүрөтү).



68-сүрөт.



69-а, б, г, д-сүрөт.



Эгерде K ачкычынын жардамы менен заряддалган конденсаторду катушка менен туташтыра турган болсок, конденсатор разряддалат — зарядын азайтат да андагы электр талаасы азая баштайт.

Бул учурда чынжырда разряд тогу пайда болуп анын айланасында магнит талаасы пайда болот.

Термелүү мезгилинин төрттөн бирине барабар болгон убакыт өткөн кезинде конденсатор толугу менен разряддалып анын пластинкаларынын арасындагы электр талаасы нөлгө барабар болот (69-«б» сүрөтү). Бирок катушканын өзөгүндө жана айланасындагы пайда болгон магнит талаасы максимумга (эң жогорку маанисине) жеткен учуру болот. Б. а. конденсатордун пластинкаларынын арасындагы электр талаасынын энергиясы катушканын айланасындагы магнит талаасынын энергиясына толук айланат.

Убакыт андан ары өткөндө чынжырда электр тогу азая баштагандыктан катушкадагы магнит талаасы да азая баштайт. Ушул азайып бара жаткан магнит талаасы катушкада өзүнчө индукциянын экстратогун пайда кылат. Бул токтун багыты Ленцтин эрежеси боюнча конденсатордун разряд тогунун азайышына каршы таасир этип, мурдагы пайда болгон токтун багытын көздөй багытталган болот. Ушул пайда болгон өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн (индукциялык токтун) эсебинен конденсатордун пластинкалары кайрадан заряддалат.

Бирок пластинкалардын арасында пайда болгон электр талаанын багыты мурдагы электр талаанын багытына карама-каршы болот, б. а. мурдагы оң заряддалган пластинка терс заряд менен, мурда терс заряд менен заряддалган пластинка азыр оң заряд менен заряддалган болот.

Ошентип термелүү мезгилинин жарымына барабар болгон убакыт өткөндө катушкадагы магнит талаасы такыр жоголуп, анын ордуна конденсатордун пластинкаларынын арасында электр талаасы пайда болот, б. а. магнит талаасынын энергиясы толугу менен электр талаасынын энергиясына айланат (69- «в» сүрөт). Убакыт андан ары өтө баштаганда конденсатор кайрадан разряддала баштайт.

Жогоруда айтылганга окшош, убакыт термелүү мезгилинин төрттөн үчүнө барабар болгондо конденсатор кайрадан толугу ме-

нен разряддалат, пластинкалардын арасындагы электр талаасы нөлгө барабар болуп, разряд тогу токтолот. Бул учурда катушка-нын айланасында пайда болгон магнит талаасы максимумга жеткен учур болот, бирок багыты мурдагыга карама-каршы (69—«2» сүрөт).

Андан ары катушкадагы магнит талаасы кайрадан азая баштайт. Бул азайып бара жаткан магнит талаа катушкада өзүнчө индукция тогун пайда кылат.

Ленцтин эрежеси боюнча бул индукциялык токту багыты да мурдагы разряд тогунун багытындай болот. Ушул пайда болгон индукциялык токту эсебинен конденсатордун пластинкалары кайрадан белгилүү потенциалга чейин заряддалат. Бирок бул жолу да жогоруда айтылгандай эле конденсатордун жарым мезгил мурда оң заряддалган пластинкасы терс, ал эми терс заряддалган пластинкасы кайрадан оң заряддалган болот. Б. а. конденсатордун пластинкаларынын арасында пайда болгон электр талаасы мурдагыга карама-каршы багытта болот. Ошентип термелүүнүн мезгилине барабар болгон убакыт өткөндө катушкадагы магнит талаасынын энергиясы толугу менен конденсатордун пластинкаларынын арасында электр талаасынын энергиясына айланат да, конденсатордун пластинкалары мурда кандай заряддалган болсо ошондой заряддалып бир толук термелүү бүтөт (69—«д» сүрөтү).

Эгерде чынжырдын каршылыгы өтө кичине болсо бул электромагниттик термелүү бир топ узак убакытка чейин созулгандыгы байкалат. Ал эми чындыгында өткөргүчтүн каршылыгы нөлгө барабар эмес ошондуктан энергиянын бир бөлүгү Джоуль-Ленц жылуулугуна жана нур чыгарууга кетет да электромагниттик термелүү басандоочу термелүү болот.

Термелүү контурунда конденсатор разряддалганда пайда болгон термелүү процессин карап көрөлү.

Конденсатордун пластинкасына берилген заряддын чоңдугун Q менен белгилейли. Разряд тогунун күчү убакыт бирдигиндеги заряддын чоңдугунун өзгөрүшү менен аныкталат.

$$I = \frac{dQ}{dt}$$

V_1 — менен ошол кездеги конденсатордун пластинкаларындагы потенциалдардын айырмасын, V_2 — менен чынжырдын сырткы бөлүгүндөгү чыңалууну белгилейли.

Энергиянын сакталуу закону боюнча V_1 менен V_2 суммасы катушкада пайда болгон өзүнчө индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугуна барабар болот.

$$\epsilon_{\theta i} = V_1 + V_2$$

$\epsilon_{\theta i} = -L \frac{dI}{dt}$ жана $V_1 = \frac{Q}{C}$ экенин эске алып $-L \frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} + IR$ ди алабыз.

Бул формулага J нин маанисин коюп төмөнкүнү алабыз

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0$$

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{LC} = 0;$$

Бул формуладан $\frac{R}{L} = 2\beta$; $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ деп белгилейли.

Анда

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0 \dots (1)$$

Демек (1) формуласы заряддын чоңдугуна карата болгон экинчи даражадагы дифференциалдык теңдеме келип чыкты. Бул теңдеменин чыгарылышын табуу үчүн экинчи өзгөрүлмөлүү чоңдук Z ти киргизебиз.

$$Q = Ze^{-\beta t} \dots (2)$$

Бул формуладан Q нун биринчи жана экинчи туундусун табабыз

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dz}{dt} \cdot e^{-\beta t} - \beta \cdot z \cdot e^{-\beta t}$$

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} = \frac{d^2 z}{dt^2} e^{-\beta t} - \beta \frac{dz}{dt} \cdot e^{-\beta t} - \beta \frac{dz}{dt} \cdot e^{-\beta t} + \beta^2 z e^{-\beta t} = \frac{d^2 z}{dt^2} e^{-\beta t} - 2\beta \frac{dz}{dt} \cdot e^{-\beta t} + \beta^2 z e^{-\beta t};$$

Булардын маанилерин (1) формулага коёбуз.

$$\frac{d^2 z}{dt^2} e^{-\beta t} - 2\beta \frac{dz}{dt} \cdot e^{-\beta t} + \beta^2 z e^{-\beta t} + 2\beta \frac{dz}{dt} \cdot e^{-\beta t} - 2\beta^2 z \cdot e^{-\beta t} + \omega_0^2 z e^{-\beta t} = 0$$

Барабардыкты $e^{-\beta t}$ га бөлүп, бирдей чоңдуктарды бири-бирине кошуп, окшош мүчөлөрүн жыйнайбыз.

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + (\omega_0^2 - \beta^2) z = 0$$

$$\omega_0^2 - \beta^2 = \omega^2 \quad \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \text{ деп белгилеп}$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega^2 z = 0 \quad (3)$$

теңдемесин табабыз.

Бул теңдеме $\omega_0^2 - \beta^2 > 0$ болгон учур үчүн төмөндөгүдөй чыгарылышка ээ.

$$Z = A \cdot \cos(\omega t - \varphi) \dots (4)$$

(4) формуласы менен аныкталган чыгарылыштын тууралыгын. ишенүү үчүн аны (3) теңдемесине коюп көрсө барабардык далилденет. Акыркы формулада A , φ — турактуу сандар, алардын чоңдуктары алгачкы шарттардан аныкталат.

(4) формуладан Z тин маанисин (2) ге коёлу

$$Q = A \cdot e^{-\beta t} \cdot \text{Cos}(\omega t - \varphi) \text{ болот.}$$

же

$$Q = A \cdot e^{-\frac{R}{2L} t} \cdot \text{Cos}(\omega t - \varphi) \dots (5)$$

Демек, заряддалган конденсаторду удаалаш улаштырылган каршылык менен катушкага туташтырганда конденсатордун пластинкаларындагы заряддын чоңдугу басаңдоочу термелүүнүн закону менен өзгөрөт экен.

Эгерде $\varphi = 0$ деп алсак, $t = 0$ болгондо $e^{-\frac{R}{2L} t} = 1$ жана $\text{Cos} 0^\circ = 1$. Ошондуктан $Q = A$ болот.

Демек (5) формуланы өзгөртүп жазсак

$$Q = Q \cdot e^{-\frac{R}{2L} t} \cdot \text{Cos}(\omega \cdot t - \varphi) \dots (6)$$

Бул формуладагы $\beta = \frac{R}{2L}$ басаңдоонун коэффициенти деп аталат да, басаңдоочу термелүүнү мүнөздөйт.

Эгерде R каршылыгы чоң ал эми индуктивдүүлүк L кичине болсо β чоң болот, демек (6) формула боюнча термелүү тез эле токтолот.

Тескерисинче R кичине болуп L чоң болсо, β кичине болот да (6) формула боюнча термелүү процесси көпкө чейин созулат.

Термелүү мезгили T нын чоңдугун $\omega = 2\pi n$ формуласынан аныктоого болот.

$\nu = \frac{1}{T}$ болгондуктан $\omega = \frac{2\pi}{T}$. Мындан $T = \frac{2\pi}{\omega}$ келип чыгат.

Бул формулага ω нын маанисин коёбуз.

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}; \quad \beta = \frac{R}{2L}; \quad \text{экинин эске алып } T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{CR}{2L}\right)^2}}; \quad (7)$$

формуласын алабыз.

Ушул формула менен жалпы учур үчүн термелүүнүн мезгили аныкталат. Демек термелүү контурундагы басаңдоочу термелүүнүн мезгили T каршылык R дин чоңоюшу менен чоңоёт жана $R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ барабар болгондо T чексизге барабар болуп калат.

Эгерде R каршылыгы кичине, ал эми L индуктивдүүлүгү чоң болсо $\left(\frac{R}{2L}\right)^2$ чоңдугун эсепке албай коюуга болот.

Анда (7) формуладан $T = T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$; Мында T — контурдун өздүк термелүү мезгили деп аталат.

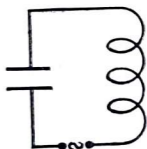
Бул формула 1953-жылы В. Томсон тарабынан чыгарылгандыктан Томсондун формуласы деп аталат.

(6) формуласын жана $V = \frac{Q}{C}$ формуласын пайдаланып конденсатордун пластинкаларынын арасындагы потенциалдар айырмасынын термелүү процессиндеги өзгөрүү законун алабыз.

$$V = \frac{Q_0}{C} e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega \cdot t - \varphi) \dots (8)$$

Ошондой эле $I = \frac{dQ}{dt}$ формуласына (6) формуладан Q нун маанисин коюп убакыт боюнча туундусун алса басаңдоочу термелүүдөгү ток күчүнүн өзгөрүү законун алууга болот.

Ал эми контурда басаңдабоочу (өчпөс) термелүүнү алуу үчүн конденсатордун пластинкаларын термелүү мезгили контурдун өздүк термелүү мезгилине барабар болгон өзгөрмөлүү токту булагы менен туташтыруу керек.



70-сүрөт.

§ 45. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТАЛАА. МАКСВЕЛЛДИН ТЕОРИЯСЫ

Электр талаасы менен магнит талааларынын бири-бири менен өтө тыгыз байланышта экендиги жана алардын белгилүү шарттарда бири-бирине айланып кете алышы өткөн кылымдын экинчи жарымынын башталышында атактуу физик Максвелл тарабынан далилденген. Магнит талаасынын кандай гана өзгөрүшү болбосун өзгөрмөлүү электр талаасын пайда кыла тургандыгы жана тескерисинче электр талаасынын ар кандай өзгөрүшү өзгөрмөлүү магнит талаасынын пайда болушуна алып келе тургандыгы белгилүү болгон.

Вихр (куюң) түрүндөгү электр талаасынын пайда болушун караш үчүн мурдагы өткөн электромагниттик индукция кубулушунан кайрылалы. Магнит талаасына кыймылсыз туюк өткөргүч коюлган болсун.

Эгерде магнит талаасын өзгөртө турган болсок туюк өткөргүчтө электр кыймылдаткыч күчү пайда болот да туюк өткөргүч боюнча индукциялык ток жүрө баштайт.

Экинчи жактан чынжырда электр кыймылдаткыч күчү качан гана өткөргүчтөгү заряддарга кандайдыр сырткы күч (электростатикалык күчтөрдөн башка) таасир эткенде пайда боло тургандыгы

белгилүү. Ошондуктан ушул каралып жаткан учурдагы электр кыймылдаткыч күчүн пайда кылган сырткы күчтүн жаратылышын карап көрөлү.

Тажрыйбада индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн чоңдугу өткөргүчтүн жаратылышынан, өткөргүч бир түрдүүбү же ар түрдүүбү, өткөргүч биринчи түрдөгү өткөргүчтөрдөнбү же экинчи түрдөгү өткөргүчтөрдөнбү (электролиттер), өткөргүчтөрдүн температурасынан көз каранды эмес экендиги далилденген. Ал эми ток күчү бул факторлорго көз каранды.

Демек бул фактылар бул учурдагы сырткы күчтүн пайда болушу өткөргүчтөрдүн касиеттеринин магнит талаасындагы өзгөрүшүнө байланыштуу болбостон магнит талаасынын өзүнүн өзгөрүшүнө байланыштуу экендигин көргөзөт.

Бул тажрыйбалардын негизинде Максвелл индукциянын электр кыймылдаткыч күчүнүн пайда болушу ошол өткөргүчтө электр талаасы пайда болушу менен түшүндүрүлөт деген жыйынтыкка келген.

Магнит талаасы өзгөргөн жерде электр талаасынын пайда болушу ал жерде туюк өткөргүчтүн бар болушуна байланыштуу эмес. Өткөргүчтүн болушу бул учурда электр талаасы пайда болгондугун көргөзө турган курал катарында кызмат кылат. Ал жерде өткөргүч жок болсо деле магнит талаасынын өзгөрүшү менен өзгөрмөлүү электр талаасы пайда болот. Турактуу магнит талаасы эч кандай электр талаасын пайда кылбайт.

Ал эми туюк өткөргүч бар болгон болсо пайда болгон электр талаасынын таасири астында металлдагы (өткөргүчтөгү) электрондор ар бир моментте өзүнчө багытталган кыймылга келип индукциялык токту пайда кылат. Электрондор магнит талаасына тик болгон тегиздикте бурама эрежесине баш ийип кыймылдашат.

Бул учурдагы пайда болгон электр талаасынын электростатикалык талаадан айырмасы—анын күч сызыктары ар дайым туюк болот.

Ал эми электростатикалык талаанын күч сызыктарынын учтары туюкталбастан оң электр зарядынан башталып терс зарядда бүтөт.

Күч сызыктарынын учтары ачык эмес туюк болгон электр талаалары вихр (куюн) түрүндөгү талаалар деп аталат. Мындай талаалар өткөргүчтөрдөгү электрондорду туюк траекториялар боюнча кыймылга келтирет да электр кыймылдаткыч күчүн пайда кылууга алып келет. Бул электр кыймылдаткыч күчүн пайда кылууда сырткы себептин ролун куюн түрүндөгү электр талаасынын чыңалышы аткарат.

Вихр (куюн) түрүндөгү электр талаасынын электростатикалык талаадан экинчи айырмасы электростатикалык талаада туюк контурду (заряд айлананын борборунда болсо) карасак анын бардык точкаларында потенциалдардын чоңдуктары бирдей болгондуктан чыңалуу нөлгө барабар болот. Ал эми вихр (куюн) түрүндөгү талаада болсо туюк контурдун белгилүү эки точкасынын арасындагы

чыңалуу нөлгө барабар эмес жана анын чоңдугу электростатикалык талаадагыдай ал точкалардын жайланышкан гана абалдарынан көз каранды болбостон, ал эки точканы туташтырган контурдун формасынан да көз каранды болот.

Ушинтип электромагниттик индукция кубулушун тереңирээк анализдесе Максвеллдин төмөндөгүдөй биринчи эң негизги жыйынтыгына алып келет.

Магнит талаасынын ар кандай өзгөрүшү сөзсүз вихр (куюн) түрүндөгү электр талаасынын пайда болушуна алып келет. Бул жыйынтыкты формула боюнча индукциянын электр кыймылдаткыч күчү $\epsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$ менен туюнтабыз (1). Мында Φ болсо l контуру менен чектелген S аянтына туура келген магниттик индукция B векторунун агымы

$$\Phi = \int_S \cdot B_n \cdot dS \dots (2)$$

Экинчи жактан кандайдыр L контуруна таасир эткен электр кыймылдаткыч күчтүн чоңдугу

$$\epsilon = \int \cdot E_l^x \cdot dl \dots (3)$$

Мында dl — заряд жылган багыттын эң кичинекей бөлүгү, E^x — сырткы күчтөрдүн талаасынын чыңалышы. Сырткы күчтөр дегенибиз ал күчтөрдүн жаратылышы электрдик эмес дегенди түшүндүрөт. L^x — индексы болсо E^x тин заряддардын жылуу багыты dl ге болгон проекциясын көргөзөт.

Эгерде L контуру туюк болсо жогорку интеграл төмөнкүдөй жазылат.

$$\epsilon = \oint_L \cdot E_e^x \cdot dl;$$

Азыркы биз караган учурда сырткы күчтөрдүн талаасынын чыңалышынын ролун вихр (куюн) түрүндө пайда болгон электр талаасынын чыңалышы аткарып жаткандыктан $E^x = E$ болот.

Демек

$$\epsilon = \oint_L \cdot E_l \cdot dl \dots (4)$$

(1) жана (4) формуладан

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\oint_L \cdot E_l \cdot dl \dots (5);$$

Бул формула өзгөрмөлүү магнит талаасы (B) менен пайда болтурган вихр (куюн) түрүндөгү электр талаасын (E) сан жагына ⁰_H

байланыштырат да Максвеллдин биринчи негизги теңдемеси деп аталат.

(5) формуладагы магниттик агым Φ дин чоңдугу биринчиден туюк контурдун формасынан жана анын сырткы магнит талаасына карата кандай жайланышынан көз каранды, экинчиден болсо магниттик индукциянын убакыттан көз карандылыгына байланыштуу.

Ошондуктан $\frac{d\Phi}{dt}$ — толук туундусу, ушул факторлордун баарынын таасирин эсепке алат.

Эгерде L контуру сырткы магнит талаасына карата кыймылсыз абалда болсо магнит индукциясынын убакыттан гана болгон көз карандылыгын эсепке алыш керек болот. Анда $\frac{d\Phi}{dt}$ нын ордуна $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ толук эмес туундусун алуу керек.

Ошентип кыймылсыз туюк өткөргүчтө пайда болгон индукциянын электр кыймылдаткыч күчү $\epsilon = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ түрүндө аныкталат да,

(5) формула ал учур үчүн төмөндөгүдөй жазылат.

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -\oint_L E_l \cdot dl \dots (6).$$

Максвелл (6) формуланын жалгыз гана L туюк контуру өткөргүч болгондогу учурда гана эмес, туюк контур электр тогун өткөрбөгөн каалаган контур болсо да туура экендигин көргөзгөн.

Башкача айтканда Максвелл өзгөрмөлүү магнит талаасы мейкиндиктин каалаган точкасында өткөргүч бар же жок экендигине карабастан вихр түрүндөгү электр талаасын пайда кыларын далилдеген.

Мейкиндикте өзгөрүлмөлүү магнит талаасынын натыйжасында вихр түрүндөгү электр талаасынын пайда болуш касиети электрондорду индукциялык жол менен ылдамдаткычтарды — бетатрондорду курууда пайдаланылган.

Электрондорду мындай жол менен ылдамдатуунун идеясы 1928-жылы Р. Видероз тарабынан сунуш кылынган.

Бул идея кийинчерээк Я. П. Терлецкий тарабынан негизделген.

Биринчи бетатрон 1940-жылы Америкада Д. Керст тарабынан курулган.

§ 46. ЖЫЛЫШ ТОГУ

Өткөн параграфтан өзгөрмөлүү магнит талаасы дайыма вихр түрүндөгү электр талаасын пайда кыла тургандыгы белгилүү болду.

Максвелл ар түрдүү электромагниттик процесстерди анализдеп көрүп жогорку кубулушка тескери кубулуштун болоорлугун далилдеп төмөндөгүдөй жыйынтыкка келген.

Электр талаасынын ар кандай өзгөрүшү дайыма вихр түрүндөгү магнит талаасын пайда кылат. Бул жыйынтык электромагниттик талаанын негизги касиеттеринин бирин көргөзөт да Максвеллдин теориясынын экинчи эң негизги жыйынтыгы болуп эсептелет.

Ал эми магнит талаасынын пайда болушу электр тогунун эң негизги белгиси болгондуктан Максвелл убакыт боюнча өзгөргөн электр талаасын «жылыш тогу» (ток смещения) деп атаган.

Жылыш тогунун кадимки өткөргүчтөрдөгү аккан электр тогунан айырмасы ал заряддалган бөлүкчөлөрдүн (электрондордун же иондордун) багытталган кыймылынан пайда болбостон өзгөрүлмөлүү электр талаасы бар жерде болот.

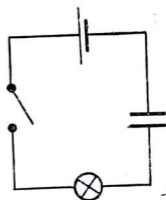
«Жылыш тогу» деген түшүнүктү теренирээк түшүнүш үчүн төмөнкү тажрыйбага кайрылалы. Металл өткөргүчтөн, конденсатордон, батареядан жана ачкычтан турган контурду карайлы

Чынжырда ток бар же жок экендигин билдирүү үчүн контурга электр лампочкасы орнотулган болсун. Бул лампочка болсо демонстрациялык амперметрдин ролун аткарат. Бул схемада контур туюк болбостон конденсатор аркалуу бөлүнүп турат.

Мындай туюк эмес контур аркалуу турактуу электр тогу өтпөстүгү бизге белгилүү. Ошондуктан батарея чынжырга көп убакытка чейин туташылып турса электр лампочкасы жарык болбой чынжырда электр тогунун жок экендигин көргөзөт. Бирок адегенде зымдарды батареяга улаштыраар замат конденсаторлордун пластинкалары заряддала баштаганда өткөргүчтөрдө электрондордун багытталган кыймылы пайда болгондуктан эң кичине убакыт ичинде чынжырда ток пайда болот да лампочка күйүп (жарк дейт) конденсатордун пластинкалары заряддалгандан кийин кайра лампочка өчүп ток жок болуп калат.

Эгерде конденсатордун пластинкалары заряддалгандан кийин ачкычтын жардамы менен батареянын уюлдарын конденсатордун пластинкалары менен мурдагыга карама-каршы кылып туташтырсак конденсатордун пластинкалары мурдагыга карама-каршы болуп заряддала баштайт. Ушул учурда кайрадан электрондордун багытталган кыймылынан электр тогу пайда болот да лампочка күйөт. Бул учурдагы токту багыты мурдагыга карама-каршы болот. Ошентип ар бир жолу батареянын уюлдарын алмаштырып туташтырган сайын эң кыска убакыттын ичинде чынжырда токту импульсу пайда болуп лампочка бирде күйүп, бирде өчүп турат.

Эгерде конденсатордун пластинкаларына улаштырылган өткөргүчтөрдүн учтарын батареяга эмес өзгөрүлмөлүү токту булагына туташтырсак, анда конденсатордун пластинкаларынын алмашылып заряддалышы бир секундда 100 жолу болот. Бул учурда лам-



71-сүрөт.

почканын өчүп жана күйүп турушу өтө тез болгондуктан ал бизге сезилбестен лампочка дайым эле күйүп тургандай болуп сезилет.

Демек, бул тажрыйбадан турактуу токко караганда өзгөрмөлүү токтун айырмасы алар туюк эмес ачык контурлардан деле өтө бере тургандыгы белгилүү болду.

Бул учурда конденсатордун эки пластинкаларынын арасынан башка өткөргүчтөрдөн кадимки электр тогу өтөт. Ал эми конденсатордун пластинкаларынын арасында өзгөрүлмөлүү электр талаасы пайда болуп турат.

Ошентип өткөргүчтөр боюнча агып келген электр тогу конденсатордун пластинкаларынын арасындагы боштукта өзгөрмөлүү электр талаасы менен алмаштырылат. Башкача айтканда конденсатордун пластинкаларынын арасындагы өзгөрмөлүү электр талаасы металл өткөргүчтөрү боюнча агып келген кадимки электр тогунун ролун аткарып конденсатордун пластинкаларынын арасындагы жылыш тогу деп аталган токту пайда кылат.

Ток өтүп жаткан өткөргүчтөрдүн айланасында кандай магнит талаасы пайда болсо конденсатордун пластинкаларынын арасында өзгөрмөлүү электр талаасынын эсебинен (жылыш тогунун эсебинен) ошондой эле магнит талаасы пайда болот.

Бул чоңдуктардын сан жагынан болгон байланышын табуу үчүн заряддалган конденсатордун разряддалгандагы учурун карап көрөлү, б. а. электр талаасынын убакыт боюнча начарлаганын карайлы $\left(\frac{dE}{dt} - LO\right)$.

Өткөргүчтөгү токтун күчү электр зарядынын чоңдугунун убакыт бирдигинде өзгөрүлүшү менен аныкталат. б. а. $I = \frac{dQ}{dt}$

Токтун тыгыздыгы болсо

$$j = \frac{I}{S} = \frac{d}{dt} \left(\frac{Q}{S} \right) = \frac{d\delta}{dt}; \quad (1)$$

Экинчи жактан индукция вектору $D = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E$ жана Остроградский-Гаусс теоремасы боюнча $N = \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot E \cdot S = DS = Q$ болгондуктан $D = \frac{Q}{S}$; болот. б. а. $D = \delta \dots$ (2)

Бул (2) формуладан $\frac{dD}{dt} = \frac{d\delta}{dt}$ экендигин билип (1) формуланы төмөнкүдөй жазабыз.

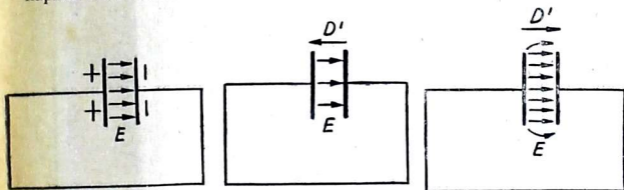
$$j = \frac{d \cdot D}{dt} = D \dots (3)$$

Бул формуладан өткөргүчтөгү кадимки электр тогунун тыгыздыгы j конденсатордун пластинкаларынын ортосундагы өзгөрүлмөлүү электр талаасынын индукциялык вектору D нын убакыт бирдигиндеги өзгөрүшүнө барабар экендиги келип чыкты. Б. а. өткөргүчтөгү электр тогунун тыгыздыгы j нын ролун конденсатордун пластинкаларынын арасында D векторунун туундусу аткарат экен.

Ошондуктан $\frac{d \cdot D}{dt}$ чоңдугун Максвелл $j_{ж}$ тамгасы менен белгилеп жылыш тогунун тыгыздыгы деп атаган б. а.

$$j_{ж} = \frac{d \cdot D}{dt} \dots (4);$$

Конденсатордун эки пластинкасынын арасындагы электр талаасын да $I = \epsilon_0 \epsilon E'$ вектору оң заряддалган пластинканы көздөй багытталган болот. Ал эми конденсатордун пластинкаларынын арасындагы электр талаасы убакыттын өтүшү менен күчөй баштаса, анда $D = \frac{dD}{dt}$ вектору (демек жылыш тогу дагы) D векторунун багытын көздөй багытталган болот. Эгерде тескерисинче убакыт өткөн сайын пластинкалардын арасындагы электр талаасы азая баштаса D векторунун (жылыш тогунун) багыты D векторунун багытына карама-каршы багытталган болот.



72-а, б, в-сүрөт.

Жалпы учурду алып караганда электр талаасы убакыттан гана көз каранды болбостон конденсаторду пластинкаларынын арасындагы мейкиндиктин ар башка точкаларында ар түрдүү болушу да мүмкүн.

Ошондуктан мындай учурда (4) барабардык $j_{ж} = \frac{\partial D}{\partial t}$ түрүндө жазылат да, мында толук эмес туунду белгиси конденсатордун пластинкаларынын арасындагы магнит талаасы электр талаасынын ар бир точкасындагы индукция векторунун (D) өзгөрүшүнүн ылдамдыгынан гана көз каранды боло тургандыгын көргөзөт.

Жылыш тогу кадимки өткөргүчтөгү электр тогуна өзүлөрүнүн айланаларында магнит талаасын пайда кылгандыгы менен гана эквиваленттүү, ал эми Джоуль-Ленц жылуулугун бөлүп чыгаруу жагынан эквиваленттүү эмес. Себеби жылыш тогу бар жерде жылуулук бөлүнүп чыкпайт.

Эгерде жалпы учурду алып, кандайдыр өткөргүч аркалуу өзгөрмөлүү электр тогу өтүп жаткан учурду карасак ал өткөргүчтүн ичинде өзгөрмөлүү электр тогунан башка дагы өзгөрмөлүү электр талаасы (демек жылыш тогу да) пайда болгон болот.

Ошондуктан өткөргүчтө бир эле убакытта кадимки электр тогу жана жылыш тогу да бар болот.

Бул учурда жалпы токту тыгыздыгы ал токтордун тыгыздыктарынын суммасына барабар.

$$j_{\text{жалпы}} = j + j_{\text{жс}} = j + \frac{\partial D}{\partial t};$$

Эгерде өткөргүч электр тогун өтө жакшы өткөрө турган металлдан болуп, ал эми электр талаасынын өзгөрүшү өтө жай болот деген болсо (5), формуладан биринчи мүчөсү негизги ролду ойнойт. Эгерде тескерисинче электр талаасы өтө тез өзгөрүлүп, ал эми өткөргүч токтун начар өткөрө турган материалдан жасалган болсо (5) формуладагы экинчи мүчө $\left(\frac{\partial D}{\partial t}\right)$ негизги ролду ойнойт.

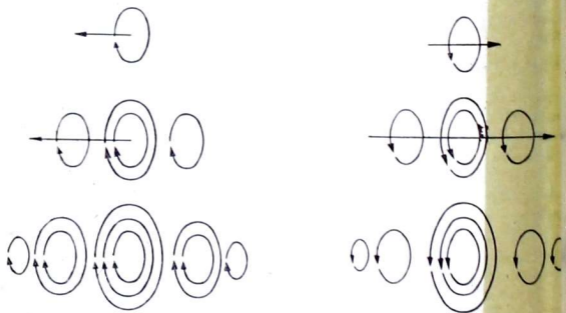
§ 47. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТОЛКУНДАР

Эки жагы тең чексиз узундукка созулган эки зым өткөргүч алып карайлы. Өзгөрмөлүү электр тогунун булагы өткөргүчтө кандайдыр «О» точкасында электр талаасын (E) пайда кылышы далилденген.

Бул «О» точкасында пайда болгон электр талаасы зымдардын узундуктары боюнча тарала тургандыгы эксперимент жолу менен далилденген.

Азыркы биздин максатыбыз ошол электр талаанын өткөрүшү боюнча кантип тарала тургандыгын түшүнүүбүз керек.

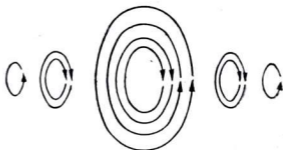
Электр талаасынын өткөргүчтөр боюнча таралуунун бир жолу бизге белгилүү. Ал өткөргүчтөр аркалуу электр тогу өткөн учурда



73-а, б сүрөт.

лот. Өткөргүчтөр аркалуу электр тогу өткөндө аларда электрондор багытталган кыймылда тушат да өзүлөрүнүн кыймылы менен кошо электр талаасын жылдырып жүрүшөт.

Электр талаасынын мындай алдон башка да жол менен зым-р боюнча тарала ала турганы Максвелл тарабынан да-мденген.



73-в сүрөт.

Электр талаасынын бул экинчи жол менен таралышы өткөргүч-р боюнча электромагниттик толкундардын таралышы менен бай-ныштуу. Бул кубулушту жалпы жонунан алып карап көрөлү.

Өткөргүчтүн «О» точкасында пайда болгон электр талаасынын чыналышы убакыт өткөн сайын чоңоё баштасын деп болжолдой-. Анда Максвеллдин теориясынын негизги жоболору боюнча—гөрмөлүү электр талаасы (б. а. жылыш тогу) ал жерде сөзсүз гөрмөлүү магнит талаасын пайда кылат.

Биздин болжолдообуз боюнча убакыт өткөн сайын электр та-асы E чоңоё баштагандыктан $\frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} > 0$ болот. Демек бул урда пайда болгон магнит талаасынын багыты жылыш тогунун гыздыгы $j_{ж}$ менен аныкталат.

$$j_{ж} = \frac{\partial D}{\partial t} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t};$$

Б. а. 73-сүрөттөн $j_{ж}$ тогунун багытына карата бураманын эре-син колдонуп ал токту айланасында пайда болгон H магнит лаасынын багытын аныктайбыз.

Экинчи жактан Максвеллдин теориясынын экинчи негизги жо-су боюнча бул пайда болгон өзгөрмөлүү магнит талаасы (H) куюн ихр) түрүндөгү өзгөрмөлүү электр талаасы E ни пайда кылыш рек.

Демек, убакыт бир аз өткөндөн кийин өткөргүчтүн «О» точка-на жакын жаткан «1» точкасында E электр талаасы пайда болот. ул E_1 дин багыты убакыт өткөн сайын чоңоюп бара жаткан « H » гнит талаасынан туюк контурда пайда боло турган индукциялык ктун багытындай болот.

Эгерде жогорку сүрөттөгү эки өткөргүч (зымдар) жок болгон лсо, анда пайда болгон электр талаасынын күч сызыктарынын сү-ттөгү пунктир менен көргөзүлгөн бөлүктөрү да болмок.

Ал эми өткөргүчтөр болгондуктан электр талаанын күч сызык-рынын ал пунктир менен көргөзүлгөн бөлүктөрү болбойт, анын дуна өткөргүчтөрдө кадимки электр тогу пайда болот.

Бир аз убакыт өткөндөн кийин убакыт өткөн сайын чоңоюп жат-ын E_1 электр талаасы (жылыш тогу) өзүнүн айланасында өзгөрүл-лүү H_1 магнит талаасын пайда кылат.

73-сүрөттөн «О» точкасында E_1 талаасы E ге карама-каршы багытта болгондуктан алар бири-бирин жоготушат.

Ошондуктан адегенде «О» точкасында пайда болгон электр талаасы жана ал аркалуу пайда болгон H магнит талаасы жоголот. Бирок «О» го жакын жайлашкан «1» точкасында E_1 жана H_1 талаалары пайда болот. Убакыттын кийинки моменттеринде бул айтылган кубулуштар кайталана берет.

Убакыт өткөн сайын чоңоюп бара жаткан H_1 магнит талаасы вихр түрүндөгү E_2 электр талаасын, ал эми кийинчерээк E_2 талаасы өзгөрмөлүү H_2 магнит талаасын пайда кылат.

E_2 жана H_2 талаалары «1» точкасындагы E_1 жана H_1 талааларын жоготуп өзүлөрү кийинки «2» точкасында пайда болушат.

Ошентип электр жана магнит талаалары бири-бирине айланып биринен-бирине өтүп өткөргүчтөр боюнча тарала берет. Бул процесс резина шнуру (жипчеси) боюнча механикалык импульстун таралышына эң эле окшош, ошондуктан ал кубулуш электромагниттик импульстун таралышы деп аталат.

Жогоруда каралган процессти туура түшүнүш үчүн өткөргүчтөрдө $C, I, 2$ ж. б. точкалары өтө эң жакын жайланышкан экендигин эстен чыгарбашыбыз керек.

Ошондуктан чындыгында E жана H, E_1 жана H_1, E_2 жана H_2 ж. б. у. с. чоңдуктары бири-бирине өтө тыгыз жайланышкан точкаларга тиешелүү болуп эсептелишет. Ушул себептен кайсы точкада электр талаасы E максимумга жеткен болсо ошол эле точкада магнит талаасы да максимумга жеткен болот. Тескерисинче кайсы жерде $E=0$ болсо, ошол жерде $H=0$ болот.

Жогорудагы сүрөттөн E жана H өз ара перпендикуляр жана алар электромагниттик толкундун таралуу багытына (V) да перпендикуляр экендиги көрүнүп турат. б. а. $\underline{E} \perp \underline{H} \perp \underline{V}$

Биз өткөргүчтөгү «О» точкасынан оң жакты көздөй электр талаасынын таралуу механизмин карадык. Ушундай эле процесс «О» точкасынын сол жагында да болот.

Б. а. электр талаасы «О» точкасынан сол жакты көздөй да өткөргүч боюнча таралат.

Ошентип өткөргүчтөр боюнча электр талаасынын таралышы биринчиден кадимки электр тогунун агышы менен экинчи жактан электромагниттик толкундардын таралыш жолу менен болот.

Эгерде талаанын өзгөрүү жыштыгы өтө чоң болсо, анда экинчи механизм негизги ролду ойнойт, тескерисинче талаанын өзгөрүү жыштыгы кичине болсо талаанын өткөргүч боюнча таралуунун биринчи механизми негизги ролду ойнойт.

Өткөргүчтүн «О» точкасында пайда болгон электр талаасы $E=E_0 \sin \omega t$ — түрүндөгү гармоникалык закон боюнча өзгөрсүн дейли.

«О» точкасынан тартып электромагниттик толкундар өткөргүч боюнча тарала тургандыктан «О» точкасынан X аралыгында жайланышкан «X» точкасында да талаанын гармоникалык кыймылы пай-

а болот. Электромагниттик талаа белгилүү v ылдамдыгы менен аралгандыктан «X» точкасында термелүү «O» точкасындагыга караганда $\tau = \frac{x}{v}$ убактына кийинирээк болот.

Б. а. «X» точкасындагы электромагниттик талаанын термелүүнүн тендемеси

$$E = E_0 \cdot \sin \omega \cdot \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad \text{болот.}$$

Жогоруда айтылгандай E менен H тын максимумдарын бири-бирине туура келгендиктен «O» жана «X» точкаларында магнит талаасы үчүн да төмөнкү формулаларды жазууга болот.

$$H = H_0 \cdot \sin \omega t; \quad H = H_0 \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right);$$

Бул формулалар электр жана магнит талааларынын электромагниттик толкундун таралышындагы өзгөрүү законун көргөзөт. Бул формулалар электромагниттик толкундун өңдөмөлөрү деп аталат.

Эгерде v электромагниттик толкундун таралуу ылдамдыгы болсо, толкун узундугу $\lambda = vT$; $v = \frac{\lambda}{T}$ болот. $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$

олгондуктан жогорку формулаларды өзгөртүп жазууга болот.

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = E_0 \cdot \sin \cdot 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v \cdot T} \right) = \\ &= E_0 \cdot \sin \left(\omega \cdot t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right) = E_0 \cdot \sin(\omega t - kx); \end{aligned}$$

ында

$$k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

(емек

$$E = E_0 \cdot \sin(\omega t - kx);$$

шундай эле формуланы магнит талаасы үчүн да жазууга болот.

Б. а.

$$H = H_0 \cdot \sin(\omega t - kx)$$

§ 48. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТОЛКУНДАРДЫН ЭНЕРГИЯСЫ

Электромагниттик толкундардын таасири астында магниттик дипольго туташтырылган электр лампочкасынын жарыктанышы, детекторго туташтырылган гальванометрдин стрелкасынын кыймылгандыгы белгилүү.

Физикалык бул кубулуштар электромагниттик толкундардын белгилүү энергияга ээ экендигин көргөзөт. Электромагниттик толкундардын мейкиндиктеги кандайдыр S аянтчасы аркалуу алып өтө турган энергиянын чоңдугун эсептеп чыгалы. Бул үчүн S аянтчасын негиз кылып алып узундугу $l = v\Delta t$ болгон параллелепипедди түзөлү. Мында v — толкундун таралуу ылдамдыгы, Δt элементтерди убакыт.

Мейкиндиктеги бул параллелепипеддин көлөмү сүрөттөгү негизинин аянты S_1 болгон параллелепипеддин көлөмү менен барабар.

Ошондуктан

$$\Delta V = S_1 l = S_1 \cdot v \cdot \Delta t$$

Сүрөттөн $S_1 = S \cdot \cos\alpha$ болгондуктан $\Delta V = S v \cdot \Delta t \cdot \cos\alpha$. Электромагниттик толкундар Δt убактысынын ичинде $l = v \cdot \Delta t$ аралыгы өткөндүктөн сүрөттөгү параллелепипеддин көлөмүнө туура келген энергиянын чоңдугу S аянтчасы аркылуу Δt убактысында өткөн электромагниттик толкундардын энергиясын берет.

Эгерде W_0 аркалуу көлөм бирдигине туура келген электромагниттик толкундардын энергиясын белгилесек

$$W_0 = \frac{\Delta W}{\Delta V}; \quad \text{болот}$$

ΔW — параллелепипеддин ичиндеги энергиянын чоңдугу, ΔV анын көлөмү.

Демек

$$\Delta W = W_0 \cdot \Delta V = W_0 \cdot S \cdot v \cdot \Delta t \cdot \cos\alpha \dots$$

Электромагниттик толкундардын энергиясы электр жана магнит талааларынын энергияларынын суммасынан турат. Электр жана магнит талааларынын энергиялары төмөндөгүдөй формулалар менен аныктала тургандыгы бизге белгилүү.

$$W_{OE} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot E^2 \quad W_{OH} = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \mu \cdot H^2$$

Ошондуктан көлөм бирдигине туура келген электромагниттик толкундун энергиясы

$$W_0 = W_{OE} + W_{OH} = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 \cdot \varepsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2) \text{ болот.}$$

Электр жана магнит талааларынын чыңалыштары E жана H бири-бири менен байланыштырган формуланы ($\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \cdot E = \sqrt{\mu_0 \mu} \cdot H$) же $\varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2$ эске алып жогорку формуланы төмөнкүчө жазып алабыз.

$$W_0 = \frac{1}{2} (2\varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2) = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot E^2 = \mu_0 \mu \cdot H^2$$

же

$$W_0 = \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \cdot E \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \cdot E = \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \cdot E \cdot \sqrt{\mu_0 \cdot \mu} \cdot H \dots (2)$$

Электромагниттик толкундун таралуу ылдамдыгынын формула

$= \frac{C}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ ны пайдаланып (2) формуладан W_0 дун маанисин алып (1) формулага коёбуз.

$$\Delta W = \sqrt{\epsilon_0\mu_0} \cdot \sqrt{\epsilon\mu} \cdot E \cdot H \cdot S \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \cdot \Delta t \cdot \cos\alpha$$

$$\Delta W = E \cdot H \cdot S \cdot \cos\alpha \cdot \Delta t \dots \quad (3)$$

Бул формуладан S аянтчасы аркалуу убакыт бирдиги ичинде алынып өтүүчү энергиянын чоңдугун табабыз.

$$\frac{\partial W}{\partial t} = E \cdot H \cdot \cos\alpha \cdot S \dots \quad (4)$$

Бул формулада энергиянын убакыт боюнча гана өзгөрүлүшү сепке алынат.

(4) формуласын ыңгайлуу түргө келтирип жазууга болот. Ал үчүн электромагниттик энергиянын агымынын вектору (P) деген түшүнүк киргизебиз.

Бул вектордун чоңдугу $P = [E \cdot H]$ формуласы боюнча аныкталат.

Электромагниттик толкундарда E жана H векторлору бири-бирине перпендикуляр болгондуктан

$$[E \cdot H] = E \cdot H \cdot \sin(\widehat{E \cdot H}) = E \cdot H$$

Демек P векторунун чоңдугу ($E \cdot H$) вектордук көбөйтүндүсүнүн $P = E \cdot H$ гана сандык маанилерине барабар.

Бул P векторун пайдаланып (4) формуланы өзгөртүп жазабыз.

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P \cdot \cos\alpha \cdot S \dots \quad (5);$$

Жогорудагы сүрөттөн

$$\frac{P_n}{P} = \cos\alpha; \quad \text{же} \quad P_n = P \cdot \cos\alpha$$

Анда (5) формуласы $\frac{\partial W}{\partial t} = P_n \cdot S$ болот. (6)

P — векторунун багыты W энергиясынын мейкиндиктеги талалуу багытын көргөзөт.

P векторунун сан мааниси электромагниттик толкундун таралуу багытына перпендикуляр коюлган тегиздиктин аянт бирдиги аркалуу убакыт бирдигинде өтүүчү энергиянын чоңдугуна барабар.

Энергиянын агымынын вектору деген түшүнүк биринчи жолу А. А. Умов тарабынан киргизилген.

Акпай, же бир ордунан экинчи орунга жылбай өз ордунда турган электрдик жана магниттик энергия да болот. Буларга заряддалган конденсатордун электр талаасынын энергиясы жана турактуу магниттин магниттик энергиясы кирет. Ал эми электромагнит-

тик талаа үчүн P — векторунун формуласын Пойнтинг чыгарган. Ошондуктан P — вектору Умов жана Пойнтингдин вектору деп аталат.

Мисал катарында X огу боюнча ага тик 1 см^2 бет аркылуу таралуучу электромагниттик толкун үчүн P —векторун эсептеп чыгалы. Толкун вакуумда таралсын деп болжолдойлу. Демек $\epsilon = \mu = 1$.

Бул учурда кандайдыр « X » точкасындагы электр жана магнит талааларынын чыңалыштарынын маанилери $E = E_0 \cdot \sin(\omega t - kx)$ жана $H = H_0 \cdot \sin(\omega t - kx)$ формулалары менен аныкталат.

Ошондуктан P — векторунун убакыттын бир учурундагы мааниси (P — нын убакыттын кандайдыр эң кичине үлүшүнө туура келген мааниси)

$$P = E \cdot H = E_0 \cdot H_0 \cdot \sin^2(\omega t - kx)$$

Ал эми тажрыйбада болсо энергиянын агымынын орточо маанисин билүү керек.

$$\sin^2(\omega t - kx) = \frac{1 + \cos(2\omega t - 2kx)}{2}$$

$\sin^2 a$ — нын орточо мааниси $\frac{1}{2}$; (мында $a = \omega t - kx$)

Демек

$$\bar{P} = \frac{1}{2} E_0 \cdot H_0; \quad (7)$$

Экинчи жактан $\sqrt{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \cdot E_0 = \sqrt{\mu_0 \cdot \mu} \cdot H_0$ жана $\epsilon = \mu = 1$ экендигин эске алып

$$\sqrt{\epsilon_0} \cdot E_0 = \sqrt{\mu_0} \cdot H_0 \text{ же } H_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0$$

Ушул H_0 дун маанисин (7) ге коёбуз.

Анда

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot H_0^2$$

Демек бул формула боюнча электромагниттик толкундар алып жүрө турган энергиянын чоңдугу электромагниттик термелүүнүн амплитудасынын квадратына пропорциялаш экендиги келип чыгат.

§ 49. ЭЛЕКТРОМАГНИТТИК ТЕРМЕЛҮҮГӨ МАСЕЛЕ ЧЫГАРУУГА МИСАЛДАР

1. Термелүү контуру бири-бирине удаалаш туташтырылган конденсаторлордун батареясынан жана активдүү каршылыгы 100 ом , индуктивдүүлүгү $0,05 \text{ гн}$ болгон дросселден турат.

Контурдун резонанстык жыштыгы $\nu_p = 60000 \text{ гц}$

Эгерде өзгөрмөлүү токтуң жыштыгы биринчи учурда $\nu_1=50$ экинчи учурда $\nu_2=5000$ гц болсо чынжырдын өзгөрмөлүү ток көргөзгөн толук каршылыктары кандай болот.

Берилди:

$$R=100 \text{ ом}$$

$$L=0,05 \text{ гн}$$

$$\nu_p=6000 \text{ гц}$$

$$\nu_1=50 \text{ гц}$$

$$\nu_2=5000 \text{ гц}$$

$$R_{1ж}=? \quad R_{2ж}=?$$

$$R_{ж} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Бурчтук жыштык өзгөрмөлүү токтуң жыштыгы менен төмөндөгүдөй байланышкан

$$\omega = 2\pi\nu$$

$$R_{ж} = \sqrt{R^2 + \left(2\pi\nu L - \frac{1}{2\pi\nu \cdot C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + 4\pi^2\nu^2 L^2 \left(1 - \frac{1}{4\pi^2 L \cdot C \cdot \nu^2}\right)^2}$$

Ал эми контурдун резонанстык жыштыгы ν_p резонанстык бурчтук жыштык ω_2 менен төмөндөгүдөй байланышкан.

$$\omega_p = 2\pi \cdot \nu_p \quad \nu_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}};$$

Демек

$$\nu_p^2 = \frac{1}{4\pi^2 \cdot LC}$$

Жогорку формуладагы кашаанын ичиндеги $\frac{1}{4\pi^2 LC}$ чоңдугун ν_p^2 менен алмаштырабыз

$$R_{ж} = \sqrt{R^2 + 4\pi^2\nu^2 L^2 \left(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2}\right)^2}$$

Маанилерин ордуна коёбуз.

$$R_{1ж} = \sqrt{100^2 + 4 \cdot (3,14)^2 \cdot 50^2 \cdot (0,05)^2 \left[1 - \left(\frac{6000}{50}\right)^2\right]^2} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ (ом)}$$

$$R_{2ж} = \sqrt{100^2 + 4(3,14)^2 \cdot 5000^2 \cdot (0,05)^2 \left[1 - \left(\frac{6000}{5000}\right)^2\right]^2} \approx 690 \text{ (ом)};$$

2. Сыйымдуулуктары 10 мкф болгон эки конденсатор бирдей чоңдуктагы заряддар менен заряддалып индуктивдүүлүгү 0,01 гц болгон жана активдүү каршылыгы 40 ом болгон чынжырга туташтырылган. Эки конденсатор бири-бирине биринчи жолу жарыш жана экинчи жолу удаалаш туташтырылган учурлардагы чынжырда пайда болуучу электромагниттик термелүүлөрдүн мезгилдерин аныктагыла.

Берилди:

Чыгаруу

тик $\omega_0 = 10 \text{ мкФ} = 10^{-5} \text{ ф}$

Электромагниттик термелүүлөрдүн мезгили бурчтук жыштык менен төмөндөгүдөй байланышкан

$L = 0,01 \text{ гн}$

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$$

$R = 40 \text{ ом}$

$$T = \frac{2\pi}{\omega}; \text{ Ал эми } \omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2$$

$T_1 = ? \quad T_2 = ?$

42 параграф боюнча $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$; $2\beta = \frac{R}{L}$; $\beta = \frac{R}{2L}$;

Демек

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

ω нын маанисин ордуна койсок T нын маанисин аныктайбыз.

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}};$$

1) Конденсаторлорду жарыш кошкондогу жалпы сыйымдуулук $C_1 = 2C_0$ ал эми пайда болуучу электрмагниттик термелүүнүн мезгили

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC_1} - \frac{R^2}{4L^2}}} = \frac{2 \cdot 3,14}{\sqrt{\frac{1}{0,01 \cdot 2 \cdot 10^{-5}} - \frac{1600}{4 \cdot 10^{-4}}}} = 6,28 \cdot 10^{-3} \text{ (сек)}$$

2) Конденсаторлорду бири-бирине удаалаш туташтыргы жалпы сыйымдуулук $c_2 = \frac{c_0}{2}$, ал эми электрмагниттик термелүүнүн мезгили

$$T_2 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC_2} - \frac{R^2}{4L^2}}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{2}{LC_0} - \frac{R^2}{4L^2}}} = \frac{2 \cdot 3,14}{\sqrt{\frac{2}{0,01 \cdot 10^{-5}} - \frac{1600}{4 \cdot 10^{-4}}}} = 1,57 \cdot 10^{-3} \text{ (сек)}$$

I глава

Электростатика

Электр талаасы. Кулондун закону. Электр талаасынын чыңалышы	5
Электр талаасынын күч сызыктары. Остроградский-Гауссун теоремасы	8
Электр талаасынын жумушу. Потенциал	11
Электр талаасынын чыңалышы менен потенциалдын ортосундагы байланыш	13
Электр талаасындагы өткөргүч. Электростатикалык индукция	15
Электр сыйымдуулугу. Конденсаторлор	—
Заряддалган нерселердин энергиясы	19
Электр талаасындагы диэлектриктер	21
Сегнетоэлектриктер	24
Электростатика боюнча маселе чыгарууга мисалдар	27

II глава

Турактуу электр тогу

Турактуу электр тогу	34
Омдун закондору	38
Кирхгофтин закондору	43
Джоуль-Ленц закону	45
Металлдардагы электр тогу	48
Металлдардын электр өткөргүчтүүлүгүнүн теориясы. Видеман-Франц закону	50
Жарым өткөргүчтөрдөгү электр тогу	54
Суюктуктардагы электр тогу	60
Фарадейдин закондору	62
Электролиттик өткөргүчтүүлүктүн теориясы	65
Газдардагы электр тогу	68
Газдардын электр өткөргүчтүүлүгү	71
Турактуу электр тогу боюнча маселе чыгарууга мисалдар	73

III глава.

Магнит талаасы

Магнит талаасы	79
Магнитизмдин электрондук теориясы	81
Био-Савар-Лаплас закону	83
Айланма ток жана соленоиддин магнит талаасы	86
Магнит талаасынын электр тогуна таасир этиши	89
Магнит талаасында кыймылда болгон зарядга таасир эткен күч	91
Электрондун салыштырма зарядынын аныктоо	95
Магнит талаасы боюнча маселе чыгарууга мисалдар	99

IV глава.

Электромагниттик индукция. Өгөрмөлүү ток.

Электромагниттик индукция	103
Индукциянын электр кыймылдаткыч күчүн аныктоо	105
Өзүнчө индукция	107
Өз ара индукция. Трансформатор	113
Токтун магнит талаасынын энергиясы	115
Өзгөрмөлүү ток	117
Өзгөрмөлүү токтун чынжырындагы каршылык	120
Өзгөрмөлүү токтун чынжырындагы катушка	121
Өзгөрмөлүү токтун чынжырындагы конденсатор	123
Өзгөрмөлүү ток үчүн Омдун закону	125
Өзгөрмөлүү токтун жумушу жана кубаттуулугу	129
Электромагниттик индукция жана өзгөрмөлүү ток боюнча маселе чыгарууга мисалдар	131

V глава.

Электромагниттик термелүүлөр жана толкундар

Электромагниттик термелүүлөр. Термелүү контуру	134
Электромагниттик талаа. Максвеллдин теориясы.	139
Жылыш тогу	142
Электромагниттик толкундар	146
Электромагниттик толкундардын энергиясы	149
Электромагниттик термелүүгө маселе чыгарууга мисалдар	152

т.

лик =
0

L

[Faint, illegible handwritten scribbles]

[Faint, illegible handwritten text]

[Faint, illegible handwritten text]

[Faint, illegible handwritten text]