

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ
ВАЗИРЛИГИ**

**МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ САМАРҚАНД
ДАВЛАТ АРХИТЕКТУРА- ҚУРИЛИШ ИНСТИТУТИ**

Электр ва магнетизм

БАКАЛАВР ЙЎНАЛИШЛАРИ УЧУН

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

Самарқанд — 2007

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

**МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ САМАРҚАНД
ДАВЛАТ АРХИТЕКТУРА-ҚУРИЛИШ ИНСТИТУТИ**

«Физика ва электротехника» кафедраси

**«Тасдиқлайман»
М.Улуғбек номи СамДАҚИ
нинг ўқув ишлар проректори
_____ проф. У.А.Соатов
«____» _____ 2007 йил**

**СамДАҚИ услубий
адабиётларни чоп этиш
кенгашида тасдиқланган
Баённома № _____
«____» _____ 2007 йил**

ЭЛЕКТР ВА МАГНЕТИЗМ

***БАКАЛАВР ЙЎНАЛИШЛАРИ УЧУН
МАЪРУЗАЛАР МАТНИ***

Самарқанд-2007

Муаллиф: физика- математика фанлари номзоди, доцент И.Турдибеков

Такризчилар:

1. Самарқанд давлат қурилиш институти «Физика ва электротехника» кафедрасининг доценти А.Т.Абдуқодиров,
2. Самарқанд давлат университети «Оптика ва спектроскопия» кафедрасининг доценти Ў.Б.Жўраев

Ушбу маърузалар матнида Олий техника ўқув юртлари учун физика фани намунавий дастуридаги электромагнетизм бўлимига доир барча материалларни ўз ичига олган 14 та маърузалар матни келтирилган. Муаллиф маърузаларни физика фани соҳасидаги сўнгги маълумотларни назарга олган ҳолда талабаларга тушунарли ва содда тилда баён қилишга ҳаракат қилди.

Маърузалар матни Самарқанд давлат архитектура-қурилиш институтининг бакалавр йўналишидаги талабалар учун мўлжалланган.

Маърузалар матни «Физика ва электротехника» кафедрасининг мажлисида тавсия қилинган. 30.08.2006 йил № 1 баённома.
Кафедра мудири _____ доцент Н.Холдоров

МУНДАРИЖА

1- Маъруза. Кириш	3
2- Маъруза. Вакуумда электростатик ходисаларнинг асосий қонунлари.....	7
3- Маъруза. Электростатик майдон потенциали	28
4- Маъруза. Ўтказгич электростатик майдонга жойлаштирилганда рўй берадиган ходисалар.....	40
5- Маъруза. Диэлектриклардаги электростатик ходисалар.....	49
6- Маъруза. Доимий электр токи ва унинг қонунлари.....	69
7- Маъруза. Доимий токнинг магнит майдони ва унинг онунлари.....	93
8- Маъруза. Магнит майдонида таъсир килувчи кучлар.....	109
9- Маъруза. Тўла ток қонуни. Магнит занжирларини ҳисоблаш.....	120
10- Маъруза. Модда булган ҳолда магнит майдон қонунлари.....	134
11- Маъруза. Магнитланиш турлари ва магнетикларни синфларга бўлиниши.....	141
12- Маъруза. Квазистационар тоқлар ва уларнинг қонунлари.....	157
13- Маъруза. Синусоидал ток ва унинг қонунлари.....	172
14- Маъруза. Электромагнит тебранишлар.....	190
15- Маъруза. Электромагнит майдони ва Максвелл тенгламалари.....	202

1- Маъруза.

КИРИШ.

Қадимдан инсоният атмосферада электр ҳодисаларини — учқунни кузатганлар. Бундан икки минг йил олдин бошқа электр ҳодисалари — ишқаланиш орқали жисмларда электр ҳосил қилишни ишқаланган янтарь ва бошқа моддалар енгил буюмларни тортишини кузатганлар. Лекин, электр ҳодисаларини ўрганиш (янтарь грекча сўз бўлиб, — электрон демакдир) XVII асрда ривожлана бошлади.

Электр ҳодисаларини ўрганишда биринчи муваффақиятга XVIII асрнинг ўрталарида эришилди. Россияда Ломоносов, Америкада Франклинлар тажрибада атмосферадаги электр ҳодисалари билан ишқаланиш вақтида ҳосил бўлган электрланиш ўртасида умумийлик бор эканлигини исбот қилдилар. Кучли яшин ёки учқун ҳамда қоронғи хонада сочни тараганда пайдо бўладиган учқунлар бир-биридан масштаб жиҳатидан фарқ қиладиган ҳаводаги электр разрядлари экан.

Электрни миқдорий жиҳатдан ўрганиш учун Рихман биринчи электроскопни ихтиро қилди. У юпқа ипга боғланган металл линейкадан иборатдир. Электрланиш вақтида ип линейкадан маълум бурчакга четланганлигини кузатди ва транспортёр билан ўлчади.

Ломоносов атмосфера электрнинг назариясини яратди. Бу назарияга кўра, атмосфера ҳавоси узлуксиз ҳаракатда бўлади. Куёш нурлари ер сиртини қизитади, у ўз навбатида унга яқин бўлган ҳаво қатламини иситади. Иситилган ҳаво юқорига кўтарилади, унинг жойига атмосферанинг юқори қатламидан оғир ҳаво тушади. Бир-бирига нисбатан ҳаракат қилаётган ҳаво массаси ишқаланиш туфайли зарядланади ва у катта масштабда ишқаланиш туфайли электрланишни амалга оширади.

Электр ҳодисаларининг табиатини тушунтириш бошланганидан сўнг унинг амалий қўлланилишига ҳам эришилди. Атмосфера электрланишидан сақланиш учун Франклин яшин қайтаргич ишлаб чикди (металл пластинка яшинни ерга ўтказиб юборади).

Шу тажрибалар асосида Франклин иккита турли хил жинсли электр суюқлиги бўлишлигини айтди ва ҳозирги замон терминалогиясини киритди. Терини шиша таёкчага ишқалашда тўпланган зарядни терида пайдо бўлган “мусбат” деб, жунни смола таёкчасига ишқалаганда тўпланган зарядни “манфий” деб атади. Тажрибалар натижасида шундай хулосага келиндики, бир хил зарядлар бир-бирини итаради, турли хил ишорали зарядлар бир-бирига тортилади. Улар тенг миқдорда қўшилганда нейтраллашади. Шундан сунг зарядларнинг сақланиш қонуни кашф қилинди. Жисмларнинг барча электрланиш жараёнларида зарядларининг алгебраик йиғиндиси ўзгармай қолади. Физиканинг кейинги ютуқлари кўрсатдики, бу қонун атом ва ядро жараёнлари учун ҳам ўринли экан. Электр зарядининг атом тузилиши ва энг майда элементар заряд бор эканлиги 1909 йилда Р. Милликен томонидан тажрибада топилди. Электр токининг магнит таъсири Эрстед томонидан очилмагунча магнетизм ҳақидаги таълимот алоҳида ўрганилиб келинди. Доимий магнитнинг қонунлари чуқур ўрганилиб, иккита магнит қутби бор эканлиги, бу қутблар ўртасида ўзаро таъсир мавжудлиги: ҳар хил қутблар бир-бирини тортиши, бир хил қутблар эса бир-бирини итариши аниқланди. Магнит қутблари учун Кулон қонуни ўринли эканлиги исбот этилди. Вебер ҳар қандай доимий магнит элементар магнитлар йиғиндисидан иборат деган назарияни яратди.

Кейинчалик, электр токининг магнит таъсири ўрганилгандан кейин Вебернинг бу “молекуляр магнитлар” Ампер томонидан унга эквивалент бўлган “молекуляр тоқлар” билан алмаштирилди. Кейинчалик Ампер кўрсатдики, элементар электр диполи билан магнит диполининг ҳосил қилган магнит майдонларининг эквивалентлиги исбот қилинди.

Электромагнетизм тарихида энг муҳим воқеа Фарадей томонидан электромагнит индукция ҳодисасининг очилиши бўлди. Бу кашфиёт жуда кўп техник қўлланишларга эга эканлиги ҳаммага маълум. Шундай қилиб, алоҳида-алоҳида ҳисобланиб келинган электр ва магнит ҳодисаларининг бир-бири билан узвий алоқаси бор эканлиги аниқланди.

Ўтган асрнинг 60 йилларида Д. К. Максвелл ва М. Фарадейнинг электр ва магнит майдони бўйича ўтказилган тажрибаларини умумлаштириб, электромагнит майдон назариясини ишлаб чиқди. Максвелл назарияси классик физикани ривожлантиришда муҳим рол ўйнади ва умумий формада жуда кўп сондаги ҳодисаларни, қўзғалмас зарядларнинг электростатик майдонидан тортиб то ёруғликнинг электрмагнит табиатигача бўлган жараёнини тушунтириб берди. Бошқача қилиб айтганда, алоҳида ҳисобланиб келинган электр, магнетизм ва оптикани бирлаштирди.

Хуллас XX асрнинг бошларига келиб электромагнит ҳодисалар Максвелл ва Фарадей ишлари билан тугаллангандай бўлиб қолди, чунки электромагнит майдонни бошқарадиган асосий қонунлар топилди, тегишли тенгламалар ёзилди, келажак авлоднинг вазифаси бу тенгламаларнинг ечимини топишдан иборат бўлгандай туюлди. Кейинчалик, маълум бўлдики, ҳеч қандай тугалланганлик ҳақида гап бўлиши мумкин эмас. Электромагнит назарияси ҳам механика сингари унга квант механика қонунлари ва нисбийлик назариясини қўллаш орқали жуда катта ютуқларга эришилди.

Шундай қилиб, электромагнит назарияси бизни ўраб олган табиатнинг хоссаси ва тузилишини ўрганишда кенг имкониятга эга бўлди. Электромагнит ўзаро таъсири табиатда мавжуд ўзаро таъсирлар ўртасида энг муҳим ўринни эгаллади. Ҳозирги вақтда электромагнетизм атомнинг ҳосил бўлишидан тортиб, барча кимёвий жараёнларни шу жумладан молекуляр боғланиш Вандер Ваальс кучлари, ковалент боғланиш жонли материянинг ҳосил бўлиши сабабини ҳам мавжудлигини тушунтирмоқда. Бу ерда Дж.Р. Захориас деган физикнинг “Science” журналида (8 март 1957й) келтирган сўзини айтиб ўтишни лозим топдик.

“....Кулон қонуни. Бир хил зарядлар итаришади, ҳар хил зарядлар бири-бирини улар ўртасидаги масофанинг квадратига тескари бўлган куч билан таъсирлашади..... атом ва молекуляр физиканинг барча ҳодисаларида, барча қаттиқ жисмлар ва суюқликларда, бизнинг атроф муҳит билан ўзаро муносабатимизни аниқлаб берди: Ишқаланиш кучи, шамол кучи, химиявий

боғланиш, магнетизм, бутун фабрика ва заводларни ҳаракатга келтирувчи кучлар- бу ҳаммаси Кулон қонунининг кўринишидир.”

Электромагнетизм курсини қуйидаги бўлимларга бўлиб ўрганамиз. Электромагнетизмнинг асосий қисми-электростатикада электр зарядларини ҳосил қилган майдони уни фазода тақсимланиши, турли хил моддаларга киришининг табиати ўрганилади. Доимий ток бўлимида эса электр токининг ҳосил бўлиш сабаблари, унинг турли хил хоссалари (иссиқлик, магнит, химиявий) электр токининг қонунлари ва мураккаб занжирларни ҳисоблаш каби масалалар ўрганилади. Шунингдек, бу бўлимда токнинг магнит майдонига алоҳида эътибор берилади. Магнит майдони қонунлари вакуумда ва модда бўлган ҳоллар ҳам атрофлича ўрганилади. Айниқса магнит занжирларининг қонунлари ва электр занжирлари ўртасидаги ўхшашлик ва фарқларга алоҳида аҳамият берилади. Ниҳоят бу бўлимда магнитастатик майдон билан электростатик майдоннинг ўхшаш ва фарқли томонлари турли хил мисолларда кўрсатиб берилади.

Ўзгарувчан ток бўлимида квазистационар тоқларнинг ҳосил бўлиш механизмлари ва унинг қонунлари атрофлича ёритиб берилади. Шунингдек, бу бўлимда синусоидал ток қонунлари ва уларнинг техникада ишлатилишига ҳам алоҳида аҳамият берилади. Бу ерда электр тебраниш ва унинг қонунлари механик тебраниш ва унинг қонунлари билан ўхшашликда берилади. Бу бўлимда Максвеллнинг электромагнит майдон назарияси унинг тенгламалар системасининг физик маънолари, қўлланишлари кўрсатиб берилади.

2- Маъруза.

ВАКУУМДА ЭЛЕКТРОСТАТИК ХОДИСАЛАРНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНЛАРИ.

Режа:

1. Электростатик майдон ҳақида тушунча.
2. Электр заряди. Заряд зичлиги. Кулон қонуни.
3. Электр майдон кучланганлиги.
4. Гаусс теоремаси ва унинг қўлланиши.
5. Гаусс теоремасининг дифференциал кўриниши.

Таянч сўз ва иборалар: Электростатик майдон, электр заряди, заряд зичлиги, Кулон қонуни, электр майдон кучланганлиги, нуқтавий заряднинг майдони, суперпозиция принципи, кучланганлик чизиқлари, кучланганлик оқими, нуқтавий зарядлар системаси, сферик симметрик тақсимланган майдон.

1. Мактаб физика курсидан маълумки, у ёки бу йўл билан электрланган жисмлар бир-бири билан ўзаро таъсирлашади. Бу ўзаро таъсирни тасвирлаш учун электр майдони деган тушунча киритилади. Зарядланган жисмлар фазода электр майдонини ҳосил қилади деб айтилади, бу эса унинг майдонига киритилган ҳар қандай жисм билан ўзаро таъсирлашишига асосланади таъсирлашади.

Агар майдоннинг характеристикаси вақтга боғлиқ бўлмаса, унга электростатик майдон дейилади. Бу маърузанинг асосий мақсади ҳам электростатик майдоннинг асосий хоссасини модданинг электр хоссасига боғлиқ бўлмаган ҳолда ўрганишдир. Бунинг учун зарядланган жисмларни ва уларнинг электростатик майдонни характерлайдиган баъзи бир физик катталикларни киритамиз ва улар бўйсунадиган қонуларни аниқлаймиз.

2. Электр заряди. Электростатик ўзаро таъсирни тажрибада ўрганиш шундай хулосага олиб келадики, электрланган жисмни скаляр физик катталик - электр заряди билан характерлаш мумкиндир.

Электр зарядини аниқлаш учун қуйидагича тажриба қиламиз. Электростатик майдоннинг қандайдир нуқтасига навбат билан турли хил зарядланган жисмларни жойлаштирамиз ва унга майдон томонидан таъсир қилган кучларни аниқлаймиз. Агар майдонни ҳосил қилувчи ва унга киритилган жисмларнинг ўлчами улар орасидаги масофага нисбатан кичик бўлса, тажриба кўрсатадики, ўзаро таъсир кучлар битта тўғри чизик бўйлаб таъсир қилади, лекин бу таъсир баъзи бир жисмлар билан бир йўналишда, бошқалари билан эса қарама-қарши йўналишда бўлади. Шунга асосан, барча зарядланган жисмлар иккига бўлинади ва қарама-қарши ишорали зарядлар билан характерланади, уларнинг абсолют миқдорлари q_1 ва q_2 га тенг деолинади. Шу жисмларга таъсир қилувчи кучлар катталикларининг F_1 ва F_2 нисбатлари уларнинг зарядлари q_1 ва q_2 нисбатида бўлади, яъни қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$q_1/q_2 = F_1 / F_2 \quad (2.1)$$

Агар биринчи жисмнинг зарядини q билан, иккинчи зарядни ўлчаш бирлигига қабул қилсак, у (2.1) га асосан қуйидагига эга бўламиз:

$$|q| = (1 \text{ заряд бирлиги}) F_q / F_q = 1 \text{ з.б.} \quad (2.2)$$

Шундай қилиб, заряднинг абсолют миқдори сон жиҳатидан шу зарядга ва бирлик зарядга навбатма-навбат майдоннинг шу нуқтасига жойлаштирилган зарядга таъсир қилувчи кучлар нисбатига тенг бўлади. СИ системасида электр ўлчов бирлиги сифатида ток кучи куч бирлиги — 1 Ампер бўлганлиги учун — 1 Кулон ўтказгич кўндаланг кесимидан 1 секундда ўтган 1 Ампер ток кучига мос келади.

$1 \text{ Кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЕ}_q = 6,3 \cdot 10^{18}$ та электрон (ёки протон) заряди бор.

Ҳозирги вақтда маълумки, жисмнинг заряди атом таркибига кирувчи элементар заррачаларнинг электр зарядининг борлиги билан аниқланади. (Мусбат зарядланган протонлар ва манфий зарядланган электронлар). Бу ва бошқа зарядланган элементар заррачалар элементар электр зарядига эга бўлади, унинг абсолют миқдори

$$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad (2.3)$$

бу эса битта электроннинг зарядидир ва $1,6 \cdot 10^{-19}$ К. бўлган заряднинг энг майда бўлакчасидир ёки электр зарядининг табиий ўлчовидир. (Кейинги вақтда кварклар назарияси яна майда заряд борлигини исботламоқда, бу ҳақда биз тўхтаб ўтирмаймиз).

Жисмнинг тўла заряди

$$q = e N_p + (-e) N_e, \quad (2.4)$$

бу ерда N_p - протонлар сони, N_e - электронлар сони.

Протонлар сони электронлар сонига тенг бўлганда $q=0$; электронлар сони кам бўлганда ($N_e < N_p$) жисм мусбат зарядланади, зиёд бўлганда ($N_e > N_p$)- манфий зарядланади.

Шундай қилиб жисм заряди ҳамма вақт элементар заряд катталигига нисбатан бутун ёки дискретдир.

Макроскопик жисмларнинг электр хоссасини рганишда, заряднинг бу жисмларда тақсимланишини узлуксиз деб қараш мумкин.

Заряднинг моддада тақсимланишини характерлаш учун заряд зичлиги деган тушунча киритилади.

1. Ҳажмий заряд зичлиги қуйидагича аниқланади

$$\rho = \Delta q / \Delta V, \quad (2.5)$$

яъни заряд Δq - нинг Δv ҳажмга нисбатига айтилади.

Шундай қилиб, заряд зичлиги сон жиҳатдан, ҳажм бирлигига тўғри келадиган зарядга сон жиҳатдан тенг бўлади. Агар заряднинг зичлиги координата функцияси сифатида берилган бўлса, ҳар қандай ҳажм V да тўпланган зарядни топиш мумкин.

Шу мақсадда фазонинг қаралаётган соҳасини жуда кичик бўлакчаларга бўламиз. У вақтда Δv кичик ҳажмидаги Δq заряд, X, Y, Z координата атрофидаги (2.5) ифодага асосан қуйидаги ифода билан аниқланади

$$\Delta q = \rho (x, y, z) \Delta v, \quad (2.6)$$

V ҳажмдаги тўла заряд q ни топиш учун (2.6) нинг йиғиндисига оламиз,

$$q = \lim \sum \rho_i \Delta V_i, \quad (2.7)$$

бу ерда ρ_i - Δv_i ҳажм элементидаги заряднинг ўртача зичлиги.

2. Баъзи ҳолларда заряд сиртдаги макроскопик қатламда ҳам (масалан ўтказгич сирти яқинида) тўпланиши мумкин. Макроскопик қараганда бундай қатламнинг қалинлигини ташлаб юбориш мумкин ва зарядни сирт бўйича тақсимланган деб қараш мумкин. Заряднинг бундай тақсимланиши сирт заряд зичлиги билан характерланади, у макроскопик чексиз кичик участкасидаги заряд Δq нинг шу участка юзаси ΔS га нисбати билан аниқланади.

$$\sigma = \Delta q / \Delta S, \quad (2.8)$$

Демак, сирт заряд зичлиги сон жиҳатдан юза бирлигига тўғри келувчи зарядга тенг бўлади. Кичик сирт ΔS участкасидаги Δq заряд, (2.8) га кўра қуйидагича аниқланади:

$$\Delta q = \sigma \Delta S, \quad (2.9)$$

бутун S сиртдаги q заряд, унинг барча кичик қисмидаги зарядлар зичликларининг йиғиндиси орқали аниқланади, ёки сирт интеграли орқали аниқланади:

$$q = \lim \sum \sigma_i \Delta S_i = \int \sigma dS, \quad (2.10)$$

3. Кўпгина масалаларда заряд қандай тартибланган формада (ип, цилиндр) тақсимланишини аниқлаш учун чизиқли заряд зичлиги тушунчаси киритилади:

$$\tau = \Delta q / \Delta l, \quad (2.11)$$

бу ерда Δq -жисмнинг Δl узунликка тўғри келувчи заряд. (2.11) га асосан Δl узунлик қисмига тўғри келган заряд қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\Delta q = \tau \Delta l, \quad (2.12)$$

Чекли узунликдан L участкадаги заряд q - контурли интеграл бўлиб қуйидагича аниқланади:

$$q = \int \tau dl, \quad (2.13)$$

Кулон қонуни. Кулон (1785 йил) тажрибада иккита нуқтавий, заряднинг, яъни ўлчами улар орасидаги масофага нисбатан кичик бўлган зарядланган жисмлар (учун тажриба) ўзаро таъсир қонунини топди. Бу қонунга кўра,

иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучлари Нютоннинг учинчи қонунини қаноатлантирди. яъни зарядлар ўртасидаги куч зарядларни бирлаштирувчи тўғри чизик бўйича йўналган бўлади, катталиклари тенг ва йўналишлари қарама-қарши бўлади) бу кучларнинг катталиги q_1 ва q_2 зарядларга тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофанинг квадратига r_{12} тескари пропорционал:

$$F_{12} = (k |q_1| |q_2|) / (r_{12})^2, \quad (2.14)$$

бу ерда k - пропорционаллик коэффициентлари бўлиб, ўлчов системасига боғлиқ ва тажрибада аниқланади. СИ системасида у қуйидагича ёзилади:

$$k = 1 / 4\pi\epsilon_0, \quad (2.15)$$

ϵ_0 - доимийликка электр доимийси дейилади. Тажрибада ϵ_0 -нинг қиймати учун қуйидаги натижани беради:

$$\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф / м}, \quad (2.16)$$

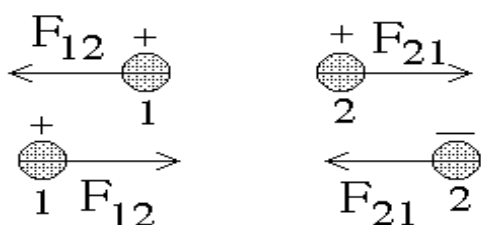
Бу ерда Ф/м электр доимийсининг ўлчов бирлиги.

Кулон қонунини вектор кўринишида ҳам ёзиш мумкин.

$$F_{12} = (1/4\pi\epsilon_0)(q_1 q_2 r_{12} / r_{12}^3) \quad (2.17)$$

Бу ерда F_{12} - q_2 заряд томонидан q_1 зарядга таъсир этувчи куч:

r_{12} - q_1 заряддан q_2 зарядга ўтказилган бирлик вектор.



Расм -1 да бу кучнинг йўналиши кўрсатилган. Кучларнинг йўналиши заряднинг ишорасига боғлиқ.

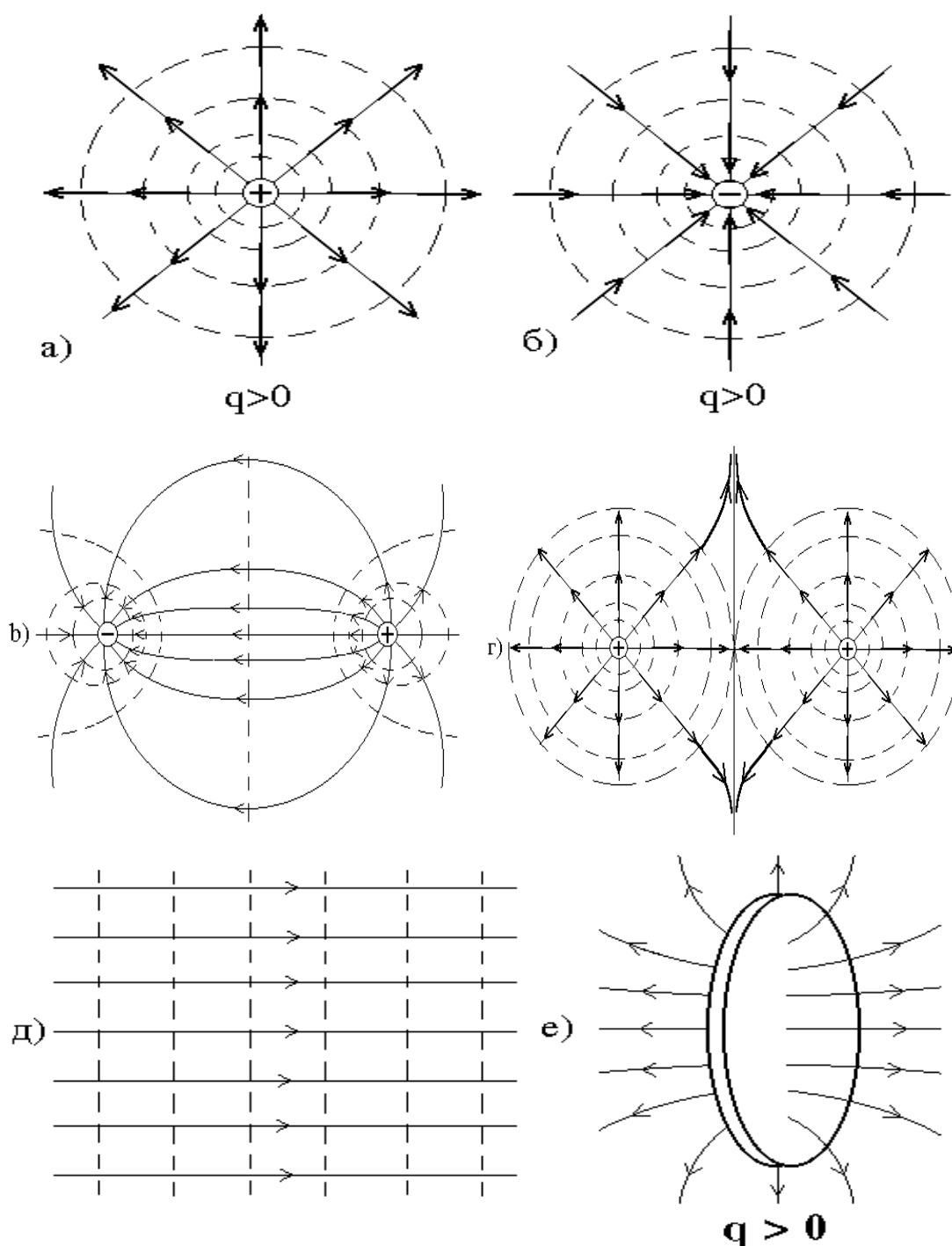
Агар зарядлар ишораси бир хил бўлса, зарядларга таъсир қилувчи кучлар қарама- қаршитомонга йўналган бўлади.

Расм 1.

Агар зарядлар ҳар хил ишорали бўлса, зарядларга таъсир этувчи кучлар бир- бирига томон йўналган бўлади.

Дж. Р. Захориас деган физик “Science” журналида (8 март 1957 й) қуйидагича ёзади: “...Кулон қонуни. Бир хил зарядлар итаришади, ҳар хил

зарядлар бир- бирини улар ўртасидаги масофанинг квадратиغا тескари бўлган куч билан таъсирлашади..... атом ва молекуляр физиканинг барча ходисаларида, барча қаттиқ жисмлар ва суюқликларда, бизнинг атроф муҳит билан ўзаро муносабатимизни аниқлаб берди: Ишқаланиш кучи, шамол кучи, химиявий боғланиш, магнетизм, бутун фабрика ва заводларни ҳаракатга келтирувчи кучлар- бу ҳаммаси Кулон қонунининг кўринишидир.”



Расм 2.

Электр майдон кучланганлиги. Электр майдоннинг асосий характеристикаси кучланганлик векторидир. Қандайдир қўзғалмас зарядлар системаси томонидан ҳосил килинган ихтиёрий электростатик майдонини қараймиз. Синаш заряди q_0 ни оламир ва уни майдоннинг турли хил нуқталарига жойлаштирамиз. (2.1) га кўра синаш нуқтавий зарядга майдон томонидан таъсир қилувчи куч F синаш заряд q_0 катталигига пропорционалдир:

$$F = E q_0, \quad (2.18)$$

Синаш заряди энг камида иккита шартни қаноатлантириши керак. Биринчидан, унинг геометрик ўлчамлари жуда кичик бўлиши керак, чунки биз фазонинг маълум нуқтасидаги куч қизиқтиради. Иккинчидан унинг катталиги q_0 ҳам унча катта бўлмаслиги керак, акс ҳолда унинг майдони текширилаётган майдоннинг ҳосил қилган зарядларининг қайта тақсимланишини ўзгартириб юбориши мумкин, яъни натижаларни сезиларли ўзгартириб юбориши мумкин.

F -куч майдоннинг характеристикаси бўлаолмайди, чунки у шу майдонга киритилган синаш зарядига боғлиқдир. Вектор E эса q_0 га боғлиқ эмас, у майдоннинг хоссасига, айниқса майдонни ҳосил қилган заряднинг фазода тарқалишига ва фазонинг нуқтасига боғлиқдир. Унга электр майдон кучланганлиги дейилади. (2.18) ифодадан қуйидагига эга бўламиз:

$$E = F / q_0, \quad (2.19)$$

Электр майдон кучланганлиги сон жиҳатдан синаш заряд катталигига таъсир қилувчи кучга тенгдир. Ёки бошқача айтганда, кучланганлик сон жиҳатдан ва йўналиши жиҳатдан мусбат синаш заряд бирлигига таъсир қилувчи кучга тенгдир. СИ системасида кучланганликнинг ўлчов бирлиги 1Н/Кл бу эса 1В/м га эквивалентдир.

Жуда кўп масалаларда фазода зарядларнинг тақсимланишига қараб электростатик майдоннинг кучланганлигини аниқлаш талаб этилади.

Нуқтавий заряднинг майдони. Нуқтавий зарядни q билан, фазодаги нуқталарнинг ҳолатини радиус- вектори $\mathbf{r}$ билан характерлаймиз. Синаш заряд q_0 га таъсир килувчи Кулон қонуни (2.14) билан аникланади, бу ерда қабул килинган белгилашларга қура, q_1 ни q га, q_2 ни q_0 га ва r_{12} ни r га алмаштирамиз.

$$\mathbf{F} = (1/4\pi\epsilon_0)(qq_0\mathbf{r}/r^3), \quad (2.20)$$

(2.19) га қура, кучни синаш заряд катталигига булсак, қуйидагига эга буламиз.

$$\mathbf{E} = (1/4\pi\epsilon_0)(q\mathbf{r}/r^3), \quad (2.21)$$

Кучланганликнинг абсолют киймати учун қуйидагига эга буламиз.

$$E = (1/4\pi\epsilon_0)(|q|/r^2), \quad (2.22)$$

(2.21) дан келиб чиқадики, мусбат нуқтавий заряднинг ($q > 0$) майдонда кучланганлик вектори радиус-вектор $\mathbf{r}$ томон йўналган булади, манфий зарядни ($q < 0$) майдон $\mathbf{r}$ га қарши йўналган булади , яъни q зарядга томон йўналган бўлади. Кучланганликнинг катталиги масофанинг квадратиға тесқари пропорционалдир. Нуқтавий заряднинг майдон манзараси расм-2 да тасвирланган (а ва б ҳол). Бу ерда кучланганлик вектори стрелка билан тасвирланган.

Суперпозиция принципи. Электростатик майдон учун суперпозиция принципи, ёки қўшилиш, бунга кўра ихтиёрий зарядлар системаси томонидан ҳосил қилинган майдон кучланганлиги ҳар бир нуқтада алоҳида зарядлар ҳосил қилган майдон кучланганликлар йиғиндисига тенг бўлди.

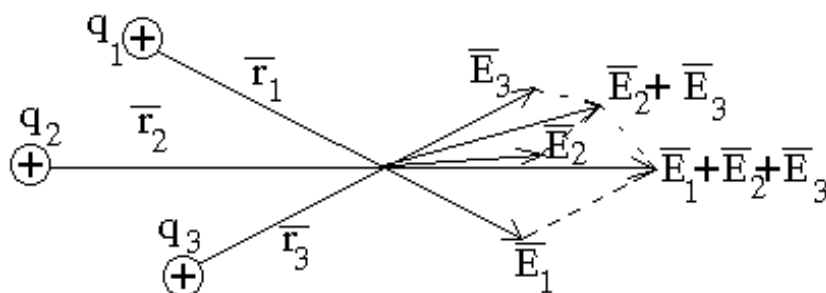
$$\mathbf{E} = \Sigma \mathbf{E}_i, \quad (2.23)$$

бу ерда $\mathbf{E}_i$ -системанинг i -заряд ҳосил қилган майдон кучланганлиги, ва сумма системадаги барча зарядлар бўйича олинади. Суперпозиция принципи зарядлар фазода ҳар қандай тақсиланганда майдон кучланганлиги назарий ҳис билан мумкинлигини кўрсатади. Ҳақиқатда ҳам ҳар қандай зарядланган жисмлар системаси нуқтавий зарядлар йиғиндиси ёки тўплами деб қараш

мумкин. Алоҳида i -та нуқтавий заряд q_i та формула (2.23) га кўра майдон ҳосил қилган, суперпозиция принципига асосан қуйидагига эга бўламиз.

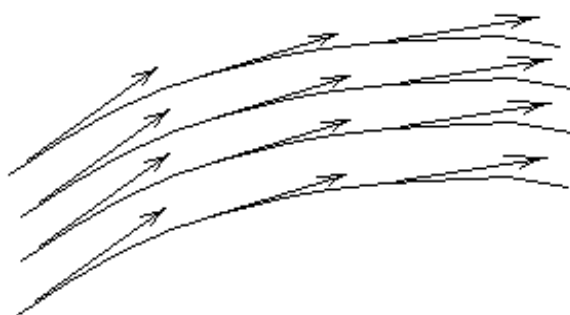
$$\vec{E} = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^2} \vec{r}_i \quad , \quad (2.24)$$

Бу ҳол учта нуқтавий заряд учун қуйидаги расмда кўрсатилган:



Расм 3.

Кучланганлик чизиқлари. Агар қандайдир вектор катталикининг қиймати фазонинг барча нуқталарида ёки фазонинг соҳасида аниқланган бўлса, вектор майдон ҳақида гапирилади. Вектор майдоннинг кўргазмали тасвирини ҳосил қилиш учун чизиқлар шундай ўтказиладики, ҳар бир нуқтадаги векторнинг йўналиши шу чизиқларга ўринли бўлиши керак. (расм 4.)



Расм 4.

Вектор майдон чизиқлари-ни ўтказиш шундай шарт билан амалга оширилади, унинг зичлиги ҳар бир нуқтадаги вектор катталикининг абсолют қийматига тенг бўлади. Бунга кўра вектор майдон кичик чизиқлар манзарасига қараб нафақат

унинг йўналиши ҳақида, балки унинг катталиги ҳақида фикр юритилди:

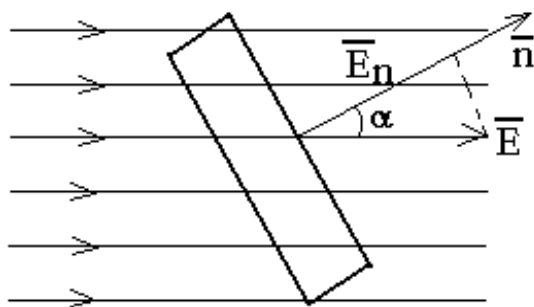
чизиқлар зич бўлган жойда векторнинг катталиги кўп, ва аксинча. Кучланганлик вектори чизиқлари яна бир муҳим хоссага эга бўлади: агар куч чизиқларини зичлик шартини бўйича ўтказилса, улар зарядланган жисмлардан ташқари узлуксиз бўлиб, заряд бор жойда эса узилади, мусбат заряд бор жойда -”бошланади”, манфий зарядларда -” тугайди “. Бу эса Гаусс тенгламасини натижаси, бу ҳақда кейин қараймиз. Расм 2 да мусбат ва манфий заряд (а,б), иккита турли хил ва бир хил зарядланган (в ва г), бир жинсли (г) ва юпка зарядланган (л) диск-нинг кучланганлик чизиқлари туташ чизиқлар билан белгиланган.

Кучланганлик оқими. Вектор майдонларининг хосасини характерлаш учун скаляр каталик сирт орқали ўтувчи вектор оқими кири-тилади. Электростатикада кучланганлик вектори оқими билан иш кўрилади бу ерда кучланганлик вектор оқими ҳақида сўз юритилади.

Оқимни аниқлаш учун, ҳусусий ҳолдан бошлаймиз, майдон бир жинсли бўлган, сирт текис бўлган ҳолни қараймиз. Бу ҳолда кучланганлик вектори $\vec{E}$, юза S орқали, оқим Φ қуйидаги формула билан аниқланади :

$$\Phi = ES \cos \alpha = E_n S \rho, \quad (2.25)$$

бу ерда α бурчак кучланганлик $\vec{E}$ билан юзага туширилган нормал $\vec{n}$ ўртасидаги бурчак, $E_n = E \cos \alpha$ кучланганликнинг нормал бўйича проекцияси. (расм 5).



Умумий ҳолда, -+майдон бир жинсли бўлмаганда ва сирт ясси бўлмаганда, сиртни фикран майда қисмларга бўламиз, яъни тақрибан уни ясси деб ҳисоблаш мумкин бўлсин, барча нуқталардаги майдонни бир жинсли деб

Расм 5.

ҳисоблаймиз. Юзаси ΔS_i -бўлган i -та

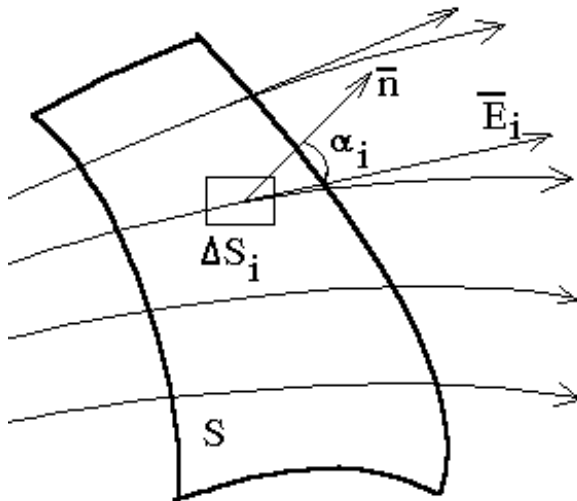
қисмдан ўтган кичик кучланганлик оқими $\Delta\Phi_i$ (2.22) га кўра қуйидагича бўлади:

$$\Delta\Phi_i = E^{(i)} \Delta S_i \cos \alpha_i \quad (2.26)$$

бу ерда $E^{(i)}$ - шу участкадаги майдон кучланганлиги ва α_i - кучланганлик $E^{(1)}$ билан нормал ўртасидаги бурчак. (расм 6).

S сирт орқали ўтувчи тўла кучланганлик оқими Φ ни топиш учун унинг майда участкаларидан ўтувчи оқимларнинг йиғиндисини оламиз ва лимитга ўтамиз, яъни $\Delta S_i \rightarrow 0$:

$$\Phi = \lim_{\Delta S_i \rightarrow 0} \sum_i E_n^i \Delta S_i = \int_S E_n dS, \quad (2.27)$$

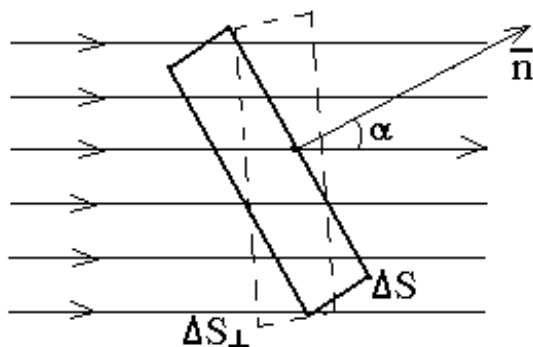
**Расм 6.**

ΔS сиртдан ўтган майдон кучланганлик оқимининг абсолют қиймати сон жиҳатидан шу юзани кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқлари сонига тенг бўлади. Ҳақиқатда ҳам расм 7 дан кўринадики ΔS юзада ва унинг текисликка проекцияси $\Delta S_{\perp}$ дан ва бир хил сондаги кучланганлик

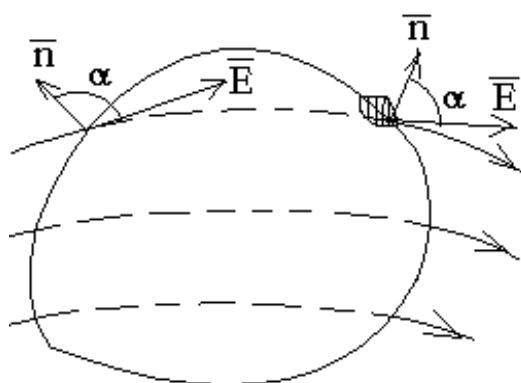
чизиқлари ўтади ва у $E \Delta S_{\perp}$ га тенг,

теғислик ҳақидаги шартга кўра $\Delta S_{\perp}$ юзачадан E кучланганлик чизиги ўтади.

$\Delta S_{\perp} = \Delta S \cos \alpha$ бўлган, чунки у вақтда $E \Delta S_{\perp} = E \Delta S \cos \alpha = \Delta\Phi$ исбот этилди.



Расм 7.



Расм 8.

Оқимнинг ишораси кучланганлик вектори йўналиши билан сиртга туширилган нормал орасидаги бурчакка боғлиқдир. Ёпиқ сирт бўйича оқимни аниқлашда шартли равишда сиртга ташқи нормал туширилади. У вақтда расм 8 дан кўринадики, оқим мусбат бўлади кучланганлик чизиқлари сиртдан чиққан жойда, (бу ерда $\alpha < \pi/2$, $E_n > 0$, демак, $\Delta\Phi = E_n \Delta S > 0$) ва манфий бўлади, кучланганлик чизиқлари кирган жойда ($\alpha > \pi/2$, $E_n < 0$, $\Phi < 0$). Демак, ёпиқ сирт орқали ўтган оқим сон жиҳатдан сиртдан чиқаётган чизиқлардан унга кираётганининг айирмасига тенг бўлади.

Гаусс теоремаси. Электростатик майдон учун қуйидаги энг муҳим оқим тўғрисида Гаусс теоремаси мавжуд. Ҳар қандай ихтиёрий ёпиқ сирт орқали ўтган кучланганлик векторининг оқими пропорционаллик коэффиценти аниқлигида шу сирт ичида жойлашган зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир. СИ системасида пропорционаллик коэффиценти $1/\epsilon_0$ га тенг ва теорема қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i \quad (2.28)$$

Ў шунини билдирадики, интеграл ёпиқ сирт бўйича олинади.

Ўнг томондаги йиғинди заряднинг заряд зичлиги (2.6) орқали ифодаласак, теорема қуйидагича ёзилади:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV, \quad (2.29)$$

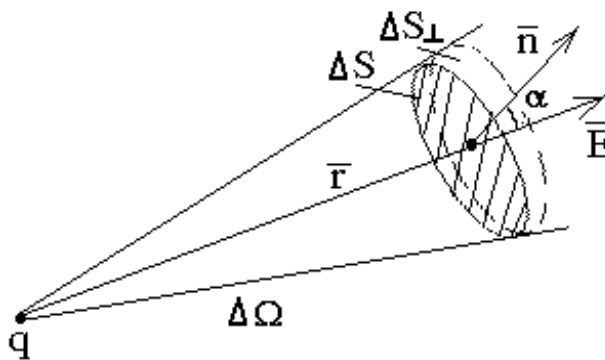
$\int_V$ интеграл ҳажм бўйича олишини билдиради.

Теоремани исбот қилишни уч этапга бўлиб олиб борамиз.

1. Дастлаб қўшимча шартни исбот қиламиз. q нуқтавий заряд майдонида ΔS - юзачадан ўтган кучланганлик оқими $\Delta\Phi$ шу заряд ва жисм оний $\Delta\Omega$ аниқланади, яъни

$$\Delta\Phi = \pm \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q \Delta\Omega, \quad (2.30)$$

бу ерда ишора юзага туширилган нормални танлаб олиш билан аниқланади.



Расм 9.

Аниқроқ бўлиш учун заряд q ни мусбат деб ҳисоблаймиз. ΔS га нормал-ни шундай танлаймизки, яъни у радиус вектор $\mathbf{r}$ билан ўткир бурчак ҳосил қилсин. Формула (2.23) га қўйиб, нуқтавий заряд кучланганлигининг абсолют

миқдори учун қуйидагига эга бўламиз:

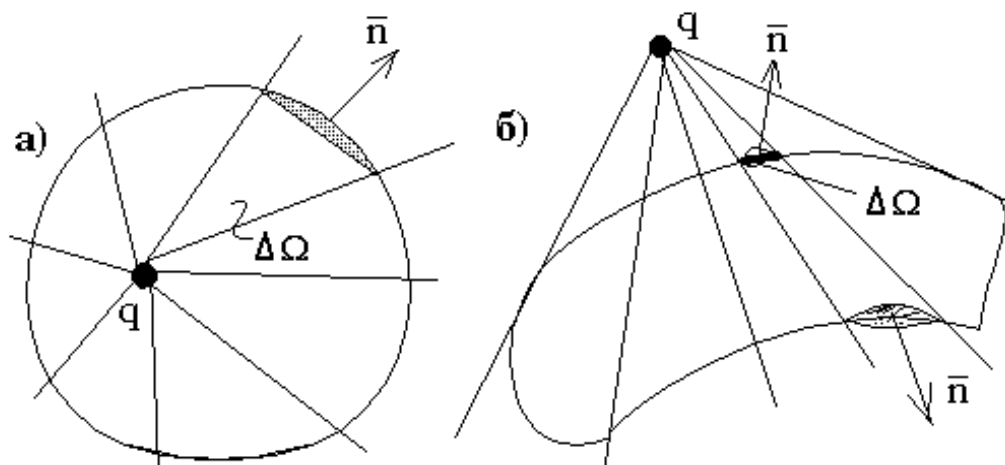
$$\Delta\Phi = E \Delta S \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} \Delta S \cos \alpha$$

лекин, $\Delta S \cos \alpha = \Delta S_{\perp}$, бу ерда $\Delta S_{\perp}$ - r га перпендикуляр бўлган текислик юзаси, $(\Delta S_{\perp}/r^2) = \Delta\Omega$ - жисмоний бурчак ($\Omega = S/r^2$). Шуларни ҳисобга олсак _____, ишорасини ҳисобга олсак бу формула (2.27) га ўтади.

“+” ишора нормалнинг заряд q дан йўналишга, “-” нормалга тескари йўналишга мос келади.

2. Энди теоремани тула нуқтавий заряд майдони учун исботлаймиз. Исталган ихтиёрий ёпиқ сирт орқали ўтган кучланганлик оқими q/ϵ_0 ёки O га тенг, бу эса заряд q нинг сиртнинг ичида ёки ташқарисида бўлишига боғлиқдир.

Сиртни қавариқ деб, уни кичик қисмларга бўламиз, улардан ҳар бири тегишли жисмоний бурчак доирасида тўпланган деб (заряд q жойлашган). Расм -10 а.



Сиртнинг ҳар бир қисмидан ўтувчи кучланганлик оқими формула () билан аниқланади. Агар сирт зарядни ўраб олса (расм 10 а), у вақтда бу формулада “+”

Расм 10.

ишора олиш керак, чунки

сиртнинг барча қисмларида ташқи нормаль заряд q дан йўналган. Сиртнинг барча қисмларидан ўтган оқимларнинг йиғиндисини олсак ва ёйилган жисмоний бурчак 4π стерадианга тенг бўлишини ҳисобга олсак, тўла оқим учун қуйидаги ифодани ёзамиз:

$$\Phi = \int d\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int d\Omega = \frac{q}{\epsilon_0}$$

Агар заряд ёпиқ сиртдан ташқарида жойлашса, у вақтда сирт битта жисмоний бурчак доирасида жуфт участкаларга бўлинади (расм 10 б) Ҳар

иккита шундай участкадан ўтувчи оқимлар $\Delta\Phi$ (2.27) га кўра, лекин ишораси қарама-қарши бўлади, чунки участкалардан бирида нормаль заряд q га йўналган,

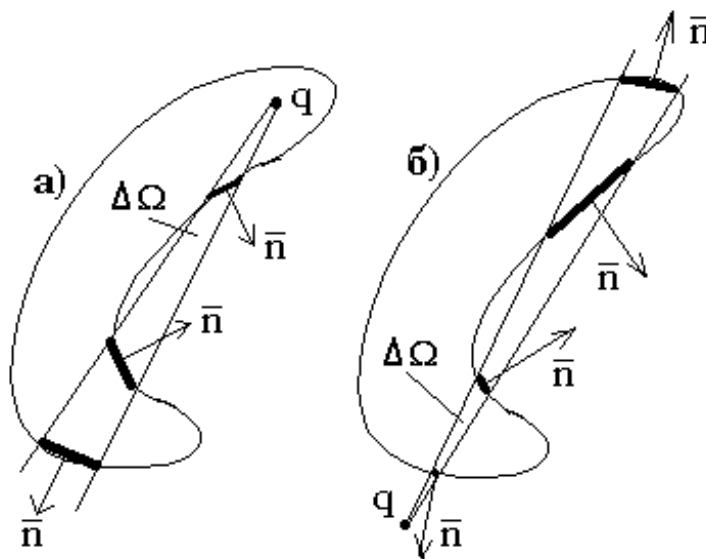
Шунинг учун йиғинди олганда кичик оқимлар бир-бирини йўқотади ва тўла оқим бутун сирт орқали ўтувчи нолга тенг бўлади.

Шундай қилиб,

$$\Phi = \begin{cases} \frac{q}{r}, & \text{агар заряд - сирт и \div ида булса,} \\ 0, & \text{агар заряд - сиртдан ташкарида булса,} \end{cases}$$

ва шуни исбот қилиш керак эди, исбот қилинди.

Биз қараган ҳолда сирт қавариқ эди, лекин теорема ҳар қандай формадаги ёпиқ сирт учун ўринлидир. (расм 11)



Бу ерда заряддан ўтувчи нур ёпиқ сиртни жуда кўп кесиб ўтади. Оқим-нинг бу участкалар-дан кесиб ўтган абсолют миқдорлари худди қавариқ сиртдаги сингари бўлади, ишоралар навбатлашади, чун-ки нормал йўналиш ҳам алмашади. Зарядни ўраб турган сирт учун (расм 11а),

Расм 11.

жисмоний бурчак $\Delta\Omega$ чега-

расидаги участкалар сони ҳамма вақт тоқ бўлади, йиғиндиси олинганда фақат четки участкалардан компенсирланмаган оқим $\Delta\Phi$ қолади. Заряд ўраб олмаган сирт учун (расм 11 б) жисмоний бурчак доирасида участкалар сони

жуфт бўлади, йиғиндиси олинганда оқимлар жуфт-жуфт бўлиб бир-бирини йўқотади.

3. Ниҳоят, Гаусс теоремасини умумий ҳол учун ихтиёрий системадаги нуқтавий зарядлар майдони учун исбот қиламиз.

Кучланганлик учун суперпозиция принциpidан маълумки, ихтиёрий ёпиқ сирт орқали ўтган кучланганлик оқим векторини системанинг ҳар бир нуқтавий заряди ҳосил қилган оқимлар Φ_i - йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин.

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S (\sum_i E_n^{(i)}) dS = \sum_i (\oint_S E_n^{(i)} dS) = \sum_i \Phi_i \quad (2.31)$$

Юқорида қилган исботимизга кўра, заряднинг сиртдан ташқарида ҳосил қилган оқимлари 0 га тенг, сирт ичида жойлашганлари q/ϵ_0 га тенг бўлади.

$$\text{Шундай қилиб, } \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i$$

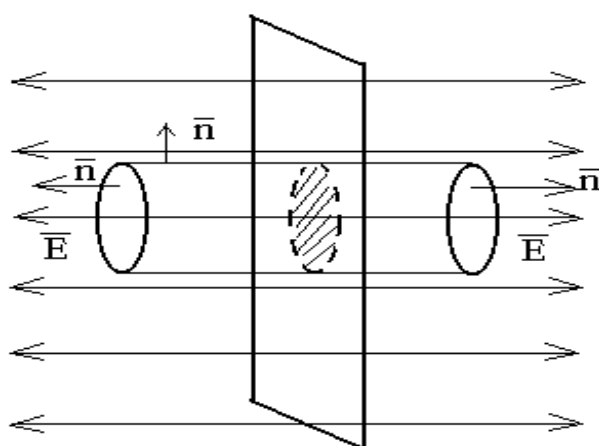
бу ерда ўнгда S сирт ичида жойлашган зарядлар киради.

Гаусс теоремаси зарядлар ва уларнинг ҳосил қилган майдонини боғласада, умуман олганда заряднинг берилган тақсимланиши бўйича майдон кучланганлигини ҳисоблаш имкониятини бермайди, чунки E кейинги интеграл тагидадир. Лекин заряднинг тақсимланиши симметрик бўлган ҳолда, у ёки бу формада ёпиқ сирт танлаб олиш имконияти бўлган ҳолларда кучланганлик вектори ҳамма ерда сиртга перпендикуляр бўлади ва унинг барча қисмларида абсолют қиймати бир хил бўлади. Бундай ҳолда кучланганлик катталиги $E = \pm E_n = \text{const}$ бўлади ва уни интегралдан чиқариш мумкин ва аниқлаш мумкин.

Иккита мисол қараб чиқамиз.

Чексиз зарядланган текислик майдони. Текис зарядланган чексиз текисликни қараймиз, унинг заряд зичлиги $\sigma > 0$ бўлсин. Зарядларнинг тақсимланишига кўра конкрет сирт формаси танлаб олинади.

Қаралаётган масалада, майдон кучланганлиги зарядланган текисликдан узоқликда бўлган барча нукталарда бир хил, иккинчидан, ҳамма ерда текисликка перпендикуляр ва ундан йўналган. Бу тасаввурлар сиртни тўғри цилиндр кўринишида қарашга асос бўлади, унинг ясовчиси кучланганлик чизиқларига



параллел, асослари эса текисликнинг иккала томони-дан бир хил масофада жойлашган. (Расм 12.)

Цилиндрнинг ён сирти орқали ўтган кучланганлик оқими 0 га тенг, чунки унда $E_n = 0$. Ҳар бир асосдан ўтган оқим қуйидагича ёзилади:

Расм 12.

$$\Phi = \int_S E_n dS = \int_S E dS = ES$$

бу ерда S - асосининг юзи. Цилиндр сирти орқали ўтган тўла оқим:

$$\Phi = \Phi_{\text{ён сирт}} + \Phi_{1 \text{ асос}} + \Phi_{2 \text{ асос}} = 2ES$$

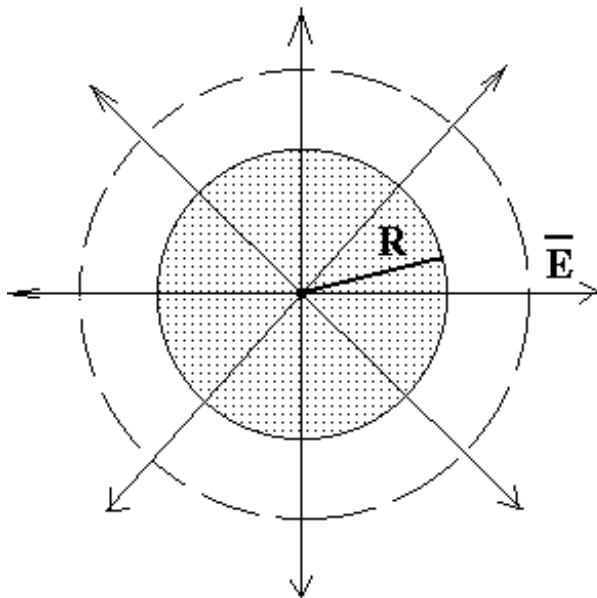
Цилиндр ичида жойлашган заряд (штрихланган кисмда) σS га тенг. Гаусс теоремасига кўра қуйидагига эга бўламиз: $2ES = (1/\epsilon_0) \sigma S$

$$\mathbf{E} = \sigma/2\epsilon_0, \quad (2.32)$$

Бу формуладан кўринадики, кучланганлик нуқтанинг ҳолатига боғлиқ бўлмайди, демак майдон пластинканинг иккала томонида ҳам бир жинслидир.

Сферик-симметрик тақсимланган заряднинг майдони

Заряд q радиуси R бўлган сферада симметрик тақсимланган бўлсин, яъни заряд зичлиги ρ сфера маркази O гача бўлган масофага боғлиқ бўлсин. Зарядни мусбат деб ҳисоблаймиз. ($\rho > 0$). Симметрия тасаввури бўйича айтиш мумкинки, майдон кучланганлиги исталган нуқтада радиал йўналган ва унинг катталиги сфера марказидан тенг узоқликдаги барча нуқталарда бир хилдир (расм 13)



Демак, $E_n = E = \text{const}$ Маркази O бўлган радиуси r га тенг бўлган барча сферик сиртда ўзгармас ва шу сирт орқали ўтган кучланганлик оқими қуйидагича:

$$\begin{aligned} \oint_S E_n(r) dS &= \oint_S E_n(r) dS = \\ &= E(r) \int_S dS = E(r) \cdot 4\pi r^2 \end{aligned}$$

Расм 13.

Гаусс теоремасини радиуси $r > R$ бўлган сферик сиртга қулласак, (расмда пунктир билан кўрсатилган) ва унинг ичида бутун заряд q тўпланган деб қарасак,

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = (1/\epsilon_0)q,$$

$$\text{Бу ерда } E(r) (r > R) = (1/4\pi\epsilon_0)(q/r^2), \quad (2.33)$$

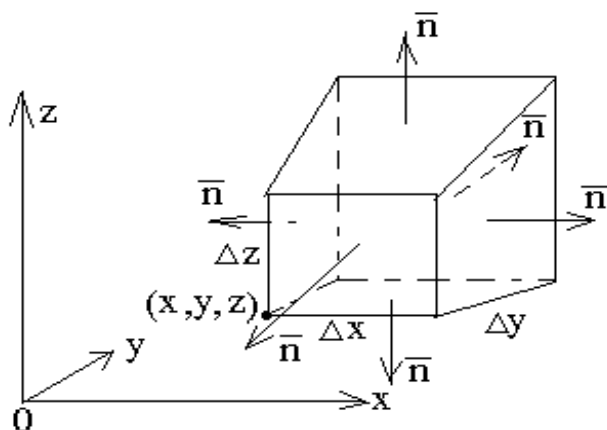
Шундай қилиб ташқи соҳада майдон, система симметрия марказида жойлашган нуқтавий заряд q нинг майдони каби бўлади. Гаусс теоремасини радиуси $r < R$ бўлган сферик сирт учун (расмда кичик радиусли айлана) кулласак, $E(r) \cdot 4\pi r^2 = (1/\epsilon_0)q$. Бу ерда $q'(r)$ - шу сфера ичидаги заряд. Бу ердан топамиз:

$$E(r) (r < R) = (1/4\pi\epsilon_0)(q'(r) / r^2) \quad (2.34)$$

Шундай қилиб, системанинг ички нуқталарида майдон шу сфера ичида жойлашган заряд билан аниқланади ва бу сферадан ташқаридаги зарядга боғлиқ эмас.

Гаусс теоремасининг дифференциал кўриниши

Интеграл кўринишдаги Гаусс теоремаси (2.26) нолакал характерга эга, чунки унда физик катталикларнинг қиймати фазонинг турли хил нуқтасида мавжуд бўлади E_n танлаб олинган сиртнинг барча нуқталарида ва ρ - шу сирт билан чегараланган ҳажмнинг барча нуқталарида. Агар сиртни нуқтага яқинлаштирсак ёки лимитга ўтсак, Гаусс теоремасининг дифференциал формаси- физик катталикларнинг қийматини боғловчи дифференциал тенглама ҳосил бўлади, заряд зичлиги ва кучланганликнинг координата бўйича ҳосиласи фазонинг битта нуқтаси учун мавжуд бўлади. Координаталари X, Y, Z булган нуктани караймиз ва унинг координаталари кичик силжишлари $\Delta x, \Delta y$, ва Δz томонлари бўйича тўғри бурчакли параллелопипед ҳосил қиламиз. (расм 14)



Расм 14.

Шу параллелопипед сирти орқали ўтган кучланганлик вектори оқими учун ифодани топамиз. Пастки қирра учун юза $\Delta S = \Delta x \Delta y$ ва $E_n = -E_z(x, y, z)$ чунки бу қиррага ташқи нормал Z ўқиға тесқари йўналган:

$$\Delta \Phi = -E_z(x, y, z) \Delta x \Delta y$$

Юқори қиррадан ўтувчи оқим $E_z(x, y, z + \Delta z) \Delta x \Delta y$ га тенг бўлади. Ҳақиқатда бу ҳолда $E_n = +E_z$ га тенг, чунки ташқи нормал йўналиш Z ўқи билан мос келади ва ундан ташқари E_z нинг қийматини $x, y, z + \Delta z$ нуқтада олиш керак, чунки юқори қирра Δz га силжиган. Худди шундай йўл билан бошқа қирралар: чапдаги $-E_y(x, y, z) \Delta y \Delta z$, унгдаги $E_x(x + \Delta x, y, z) \Delta y \Delta z$, олдинги $-E_y(x, y, z) \Delta x \Delta z$ ва орқадаги $E_y(x, y + \Delta y, z) \Delta x \Delta z$. Қирралар орқали ўтган оқимларни қўшиб, параллелопипед сиртидан ўтган тўла оқимни топамиз, уни Гаусс теоремаси бўйича $(1/\epsilon_0) \rho(x, y, z) \Delta x \Delta y \Delta z$ зарядга тенглаштирамиз (сирт ичида жойлашган):

$$[E_x(x + \Delta x, y, z) - E_x(x, y, z)] \Delta y \Delta z + [E_y(x, y + \Delta y, z) - E_y(x, y, z)] \Delta x \Delta z + [E_z(x, y, z + \Delta z) - E_z(x, y, z)] \Delta x \Delta y = (1/\epsilon_0) \rho(x, y, z) \Delta x \Delta y \Delta z$$

Тенгликнинг иккала томонини параллелопипед ҳажмига бўламиз ва лимитга ўтамыз: $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta y \rightarrow 0$ ва $\Delta z \rightarrow 0$ натижада қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho, \quad (2.35)$$

Бу дифференциал тенглама бўлиб Гаусс теоремасининг дифференциал кўринишини ифодалайди.

3- Маъруза.

ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОННИНГ ПОТЕНЦИАЛ.

Режа:

1. Зарядни электростатик майдонда кўчирилганда бажарилган иш.
2. Циркуляция тўғрисида теорема.
3. Потенциал ва потенциал энергия.
4. Потенциаллар айирмаси.
5. Кучланганлик билан потенциал орасидаги боғланиш.
6. Эквипотенциал сиртлар ҳақида тушунча.
7. Электростатиканинг асосий тенгламалари.

Таянч сўз ва иборалар: Иш, консерватив кучлар, циркуляция, потенциал, потенциаллар айирмаси, потенциал энергия, суперпозиция принципи, бир жинсли майдон, градиент, эквипотенциал сиртлар, Пуассон ва Лаплас тенгламалари.

1.Зарядни электростатик майдонда кўчирилганда бажарилган иш. Синаш зарядни майдонда ҳаракат қилдирилганда электростатик кучлар иш бажаради. Механикадан маълумки, F кучнинг чексиз кичик кўчишдаги Δl иши $\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = F_l \Delta l$ билан аниқланади, бу ерда α - куч йўналиши билан кўчиш орасидаги бурчак, $F_l = F \cos \alpha$ кучнинг кўчиш йўналишдаги проекцияси. Чекли йўлдаги иш (В нуқтадан С нуқтагача участкада) кичик ишларнинг йиғиндиси сифатида аниқланади:

$$A_{BC} = \int_B^C F \cos \alpha dl = \int_B^C F_l dl$$

синаш зарядга таъсир қилувчи куч $F = Eq_0$ билан аниқлангани учун, электростатик кучнинг синаш зарядини чексиз кичик силжиш Δl кўчирганда бажарган иши қуйидагича бўлади:

$$\Delta A = q_0 E \Delta l \cos \alpha = q_0 E_l \Delta l, \quad (3.1)$$

В нуқтадан С нуқтагача чекли участкада бажарган иши

$$A_{BC} = q_0 \int_B^C E \cos \alpha dl = q_0 \int_B^C E_l dl, \quad (3.2)$$

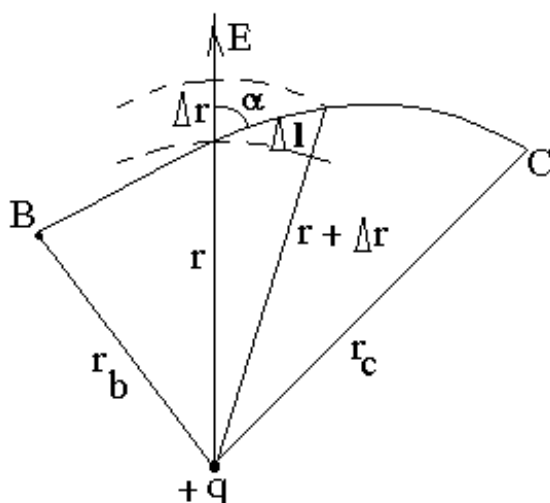
Синаш зарядни q_0 нуқтавий заряд майдонида кўчирганда бажарилган ишни ҳисоблаймиз. (расм 15).

(3.2) формулага (2.24) нуқтавий заряд майдон кучланганли-гининг ифодасини қуйидагича ва $dl \cos \alpha = dr$ эканлигини ҳисобга олсак (расм 15) дан

$$A_{BC} = q_0 \int_B^C E \cos \alpha dl = q_0 \int_{r_B}^{r_C} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \right) dr = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_B}^{r_C} \frac{dr}{r^2} =$$

кўриниб турибдики, у вақтда қуйидагига эга бўламиз:

$$= \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_C} \right), \quad (3.3)$$

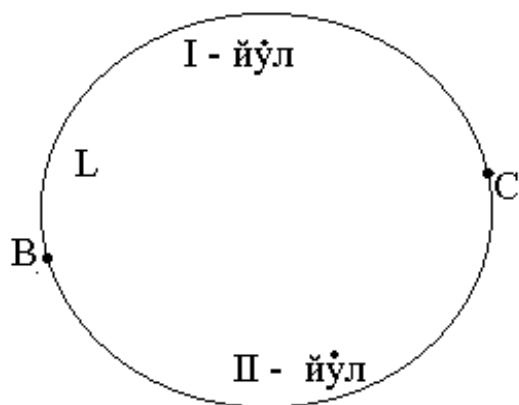


Расм 15.

бажарилган ишнинг йулнинг формасига боғлиқ булмаслиги хар кандай электростатик майдоннинг умумий хоссасига киради. Хакикатдан хам, (3.2) формуладан ва (2.23) суперпозиция принциpidан фойдаланиб куйидагига эга буламиз:

бу ерда r_B ва r_C заряд q дан йулнинг бошлангич ва охирги нуктасигача булган масофа. Бу формуладан куринадики, иш силжиш (кучиш)нинг бошлангич ва охирги нук-таларининг холатига боғлиқ булиб, йулнинг формасига боғлиқ эмасдир, чунки исбот килишда форма ихтиерий танлаб олинган эди. Куриш

мумкинки, синаш зарядни кучирганда



Расм 16.

$$A = q_0 \int E_l dl = q_0 \int \left(\sum_i E_l^{(i)} dl \right) = \sum_i \left(q_0 \int E_l^{(i)} dl \right) = \sum_i A_i \quad (3.4)$$

яъни ихтиерий зарядлар системаси томонидан бажарилган иш ҳар бир нуқтавий заряднинг (алохида) бажарган ишларининг йигиндисига тенг бўлади. Ҳар бир иш A_i синаш заряднинг траекториясининг формасига боғлиқ эмас, у вақтда йиғинди иш ҳам йўлнинг формасига боғлиқ бўлмайди. Бу шуни билдирадики, *электростатик кучлар-консервативдир*.

2. Иш йўлнинг формасига боғлиқ бўлмаслигидан зарядни ёпик контур бўйича бажарган иши нолга тенг бўлиши келиб чиқади. Ҳақиқатда ёпик контур L да ихтиёрий B ва C нуқталар оламиз (расм 16). Нуқтавий зарядни (q_0) контурбўйича кўчирганда бажарган иши иккита ҳаддан иборат: $A=A_{BC}+A_{CB}$ бу ерда рим рақамлари йўналишни билдиради.

Иккинчи ҳад ($-A_{BC}$) га алмаштириш мумкин, чунки йўналиш ўзгартирилганда кўчиш ҳам ишорасини ўзгартиради ва шундай қилиб $A=A_{BC}-A_{BC}$. Аммо $A_{BC}=A_{BC}$ иш йўлнинг формасига боғлиқ бўлмагани учун $A=0$. (3.2) ифодани қўллаб ва q_0 га қисқартириб, олинган натижани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint_L E_l dl = 0 \quad (3.5)$$

интеграл ёпик контур бўйича олинади.

Ихтиёрий вектор майдони A учун $\oint_L A_l dl$ ифодани ёзиш мумкин ва унга A векторнинг ёпик контур бўйича циркуляцияси дейилади. Циркуляция оқим билан бирга вектор майдонининг асосий характеристикасидир. Формула (3.5) шуни билдирадики, электростатик майдон кучланганлигининг ёпик контур бўйича циркуляцияси нолга тенг экан.

3. Потенциал ва потенциал энергия. Электростатик кучларнинг консерватив хоссасидан келиб чиқадики, электростатик майдонда жойлашган синаш заряд потенциал энергияга эга бўлади. Потенциал энергиянинг

умумий аниқланишидан фойдаланиб аниқлаш мумкинки, майдоннинг қандайдир В нуқтасидан қандайдир фиксирланган нуқтага (потенциал энергиянинг санок нуқтаси) кўчирганда бажарган ишни ҳисобдаймиз. Чекли ўлчамдаги зарядлар системаси учун санок боши сифатида (санок нуқтаси) чексиз узоқлашган нуқта (∞) қабул қилинади.

Шундай қилиб (3.2) ни ҳисобга олсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$W_{\text{нат}}(B) = A_{B\infty} = q_0 \int_B^{\infty} E_l dl, \quad (3.6)$$

Синаш зарядининг потенциал энергияси майдоннинг характеристикаси бўла олмайди, чунки у синаш зарядининг катталигига боғлиқдир. (3.6) га асосан бу боғланиш тўғри пропорционалдир, лекин потенциал энергиянинг синаш заряд катталигига нисбати синаш зарядга боғлиқ бўлмайди. Синаш заряд потенциал энергиянинг шу синаш зарядга нисбати электростатик майдоннинг шу нуқтасидаги потенциали дейилади:

$$\varphi(B) = \frac{W_{\text{нат}}(B)}{q_0} = \frac{A_{B\infty}}{q_0} = \int_B^{\infty} E_l dl, \quad (3.7)$$

Бу аниқлашдан келиб чиқадики, потенциал сон жиҳатдан бирлик мусбат заряднинг потенциал энергиясига тенгдир. Потенциалнинг СИ системасида ўлчов бирлиги “ Вольт” ва (3.7) га кўра $1\text{В}=1\text{Жоуль} / 1\text{Кл}$.

Электростатик майдоннинг потенциали скаляр катталикдир. Фазонинг барча нуқталарида ёки фазонинг маълум соҳасида қандайдир скаляр катталикнинг қиймати аниқланган бўлса у вақтда скаляр майдон ҳақида гапирилади. Демак, электростатикада биз скаляр майдон потенциали ҳақида гапирамыз.

Дастлаб нуқтавий заряд учун потенциал формуласини чиқарамиз. Заряд q дан r масофада жойлашган синаш заряднинг потенциал энергиясини топамиз, бунинг учун (3.6) ва (3.3) формулалардаги r_B ўрнига r ни ва (∞) ўрнига r_C ни қўямиз:

$$W_{\text{нат}}(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r}, \quad (3.8)$$

Бу ифодани q_0 га булсак нуқтавий заряд q нинг r масофадаги майдонини топамиз:

$$\varphi = \frac{W_{\text{нат}}(r)}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}, \quad (3.9)$$

Потенциал учун ҳам кучланганлик сингари суперпозиция принципи бажарилади, зарядлар системасининг майдоннинг қандайдир нуқтасидаги потенциали ҳар бир заряднинг шу нуқтадаги алоҳида потенциаллари йиғиндисига тенг бўлади:

$$\varphi = \sum_i \varphi_i \quad (3.10)$$

$$\varphi(B) = \int_0^\infty E_l dl = \int_0^\infty \left(\sum_i E_l^{(i)} \right) dl = \sum_i \left(\int_B^\infty E_l^{(i)} dl \right) = \sum \varphi_i(B) \quad (3.11)$$

Ҳақиқатда ҳам потенциал таъсирида (3.7) кучланганлик учун суперпозиция принципини қўлаб қуйидагига эга бўламиз:

φ_i -ўрнига (3.9) даги ифодасини қўйсак, системанинг алоҳида нуқтавий зарядидан ҳосил қилган потенциали ифодасини оламиз.

$$\varphi = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i} \quad (3.12)$$

бу ерда r_i - системанинг q_i - нуқтавий зарядида потенциал ахтарилаётган нуқтагача бўлган масофа, йиғинди системада барча нуқтавий зарядлар бўйича олинади. (3.11) формула ихтиёрий зарядланган жисмларнинг фазонинг ихтиёрий нуқтасида майдон потенциалини ҳисоблаш имконини беради.

4. Потенциаллар айирмаси. Потенциални билган ҳолда майдон кучларининг синаш зарядни фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига кўчирганда бажарган ишни осон бажариш мумкин. Ўз навбатида q_0 зарядни В нуқтадан С нуқтага кўчирганда бажарилган ишни ҳисоблаш учун потенциал санок нуқтаси (∞) дан ўтадиган йўлни аниқлашимиз керак. У вақтда иш иккига : $A_{BC}=A_{B\infty}+A_{C\infty}$ ажралади.

$A_{\infty C}$ ни $-A_{B\infty}$ га алмаштириб қуйидагига эга бўламиз:

$$A_{BC} = A_{B\infty} - A_{C\infty}$$

Ўнгда турган ишлар аниқланиши бўйича q_0 заряднинг потенциал энергияларининг тегишли нуқталар (В ва С) қийматидир.

$A_{BC} = W_{\text{нат}}(B) - W_{\text{нат}}(C)$. Потенциал энергияни (3.7) формула бўйича потенциал орқали ифодаласак, охирида қуйидагига эга бўламиз:

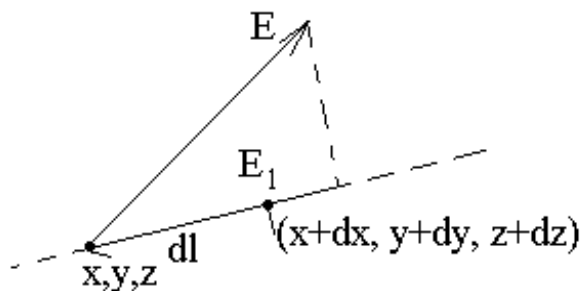
$$A_{BC} = q_0 (\varphi(B) - \varphi(C)) \quad (3.13)$$

Шундай қилиб ахтарилган иш йўлнинг бошланғич ва охириги ҳолатларининг потенциаллар айирмаси орқали аниқланар экан.

Бу формуладан потенциаллар айирмасининг физик маъноси келиб чиқади: у сон жиҳатдан электростатик кучларнинг мусбат заряд бирлики бир нуктага ўчирганда бажарилган ишга тенгдир.

5. Кучланганлик билан потенциал орасидаги боғланиш потенциал (3.7) нинг аниқланишидан келиб чиқади. Лекин бу ердаги боғланиш локал эмасдир, чунки бу ерда потенциалнинг қандайдир нуктадаги қиймати бутун чизикдаги кучланганликнинг қиймати орқали аниқланади. Ҳозир биз кучланганлик потенциални координата бўйича ҳосиласининг ҳар бир нукта учун боғланишини қараб чиқамиз.

E ва $\varphi(x,y,z)$ координаталари x,y,z бўлган кучланганлик ва потенциалнинг қийматлари бўлсин. Маълум йўналиш бўйича $x+dx$, $y+dy$, $z+dz$ чексиз координаталарга, яъни дастлабки нуктада dl масофада жойлашган йўналишга силжийди. (расм. 17.)



Синаш зарядни бир нуктадан иккинчи нуктага кўчиришда бажарилган ки-чик иш:

$$dA = q_0 [\varphi(x,y,z) - \varphi(x+dx, y+dy, z+dz)], \quad (3.14)$$

Кичик иш учун унинг ифодаси

Расм 17.

(3.1) ва қавсларда потенциалнинг минус ишора билан ўзгаришини ҳисобга олсак:

$$E_1 dl = - d\varphi, \quad (3.15)$$

Бу ерда:

$$E_1 = - (d\varphi/dl), \quad (3.16)$$

$d\varphi/dl$ ифода потенциалнинг йўналиш бўйича ҳосиласини билдиради. У сон жиҳатдан узунлик потенциал ўзгаришининг dl йўналишдаги қийматига тенг бўлади.

Демак унинг абсолют қиймати потенциалнинг қаралаётган йўналишда ўзгариш тезлигини характерлайди ишораси эса шу йўналишда ошиш ёки камайишни билдиради. Потенциал ўзгаришнинг кучланганлик вектори йўналишида ўзгариш характери бошқа йўналишларга нисбатан нима билан манзур? Бу саволга жавоб бериш учун (3.16) формула E вектори йўналиши учун ёзамиз. Бу йўналиш учун $E_l = E$ у вақтда

$$E = - \left(\frac{d\varphi}{dl} \right)_{\text{Йўналишда}}$$

бу ердан келиб чиқадики, E вектор йўналишида потенциал камаяди: ($E > 0$, $dl > 0$, демак, $d\varphi < 0$), шу билан бирга тезроқ камаяди. Шундай қилиб кучланганлик вектори потенциалнинг энг кўп камайиши томон йўналган бўлади. (3.16) формула x , y , z уқ йўналиши бўйича декарт координатасида ёзамиз, кучланиш векторининг E_x , E_y , E_z бўйича проекцияларини аниқлаймиз

$$E_x = - \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad E_y = - \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad E_z = - \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (3.17)$$

$- \frac{\partial \varphi}{\partial x}, - \frac{\partial \varphi}{\partial y}$ ва $- \frac{\partial \varphi}{\partial z}$ $\varphi(x, y, z)$ -скаляр фазанинг градиентлари устида ва **grad** φ белгиси билан бегиланади. (3.17) формула асосан, кучланиш вектори минус потенциал градиенти оркали ифодаланади.

$$\vec{E} = -\text{grad} \varphi \quad . \quad (3.18)$$

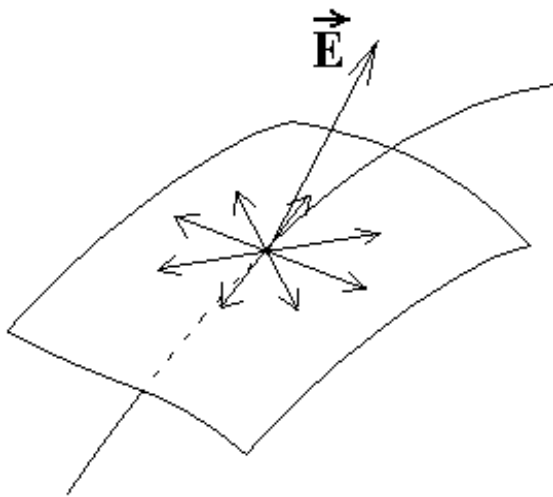
(3.15) ва (3.16) формулалар майдон кучланганлигини ҳисоблашга имконият беради, бунинг учун потенциални топиш ва уни координаталар бўйича дифференциаллаш керак. Бу суперпозиция принципига нисбатан ҳам қулайдир.

6. Потенциалнинг бир хил қийматларининг геометрик урнига тенг потенциали сирт ёки эквипотенциал сирт деб аталади. Кучланганлик чизиклари ва эквипотенциал сиртлар бир-бирига ортогоналдир, яъни ҳар қандай кучланганлик чизиклари ҳар қандай эквипотенциал сиртни тўғри бурчак остида кесиб ўтади. Ҳақиқатдан ҳам ихтиёрий кучланганлик чизигининг эквипотенциал сирт билан кесишган нуқтасини қараймиз (расм.18.). Эквипотенциал сирт бўйича кучганда потенциал ўзгармайди, у вақтда қаралаётган нуқтада исталган йўналиш учун $d\phi = 0$ бўлади.(эквипотенциал сиртга уринма бўлган йўналишда). Расм.18. да бу йўналишлар бўйича майдон кучланганлик векторининг проекцияси нолга тенг бўлади, яъни кучланганлик вектори эквипотенциал сиртга перпендикуляр бўлади. Майдон кучли бўлган жойларда эквипотенциал сиртлар яқинрок (зичрок) жойлашади. Эквипотенциал сиртлар оиласини чизишда шундай шарт қабул қилинадики, ҳар бир сиртда потенциал бирлик потенциалга ўзгарсин.

7. Оқим ҳақидаги теорема (2.11) ва циркуляция (3.5) электростатик майдоннинг энг муҳим хоссасини билдириш ва элкетростатик майдоннинг вакуумдаги тенгламасининг интеграл қурилишини билдиради.

$$\oint_S E_n d\rho = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV$$

$$\oint_L E_t dl = 0, \quad (3.19)$$



Расм 18.

тенглама келиб чиқади.

Лекин амалиётда дифференциал тенглама билан иш қилинади. Гаусс теоремасининг дифференциал қилиниши (2.17) ва циркуляция теорема (3.18), шунга қара электростатик тенгламаларни дифференциал формада қуйидаги қилинишга эга бўлади.

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (3.20)$$

Бу икки тенгламадан потенциал учун ягона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho, \quad (3.21)$$

Хусусий ҳосилалар бундай диф. тенгламага математикада Пуассон тенгламаси дейилади.

Зарядлар бўлмаган ишланган нуктада, хусусан вакуумда $\rho = 0$ ва Пуассон тенгламаси Лаплас тенгламасига ўтади.

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.22)$$

Мана шу диф. тенглама электростатик майдоннинг вакуумда потенциаллини аниқлашда қўл қўлаймиз.

Мустақил иш учун. 1. Бир жинсли майдон учун потенциал билан қўшланганлик орасидаги боғланишни аниқланг. (Ж. $\varphi(B) - \varphi(C) = \int_C^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$). 2. Нуқтавий заряд, диполь учун эквипотенциал сиртларни чизинг.

Назорат саволлари.

1. Зарядни электростатик майдонда қўчирганда бажарган ишнинг йўлнинг формасига боғлиқ бўлмаслигини исботланг.

2. Электростатик кучларни нима учун консерватив куч деб атайдими?
3. Электростатик майдоннинг потенциалли майдон эканлигини кўрсатинг.
4. Электростатик майдон кучланганлигининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нимага тенг?
5. Потенциал энергия билан потенциал ўртасида қандай фарқ бор?
6. Электростатик майдоннинг потенциали билан кучланганлик ўртасида қандай боғланиш бор?
7. Тенг потенциалли ёки эквипотенциал сиртлар деб нимага айтилади?

4- Маъруза.

ЎТКАЗГИЧ ЭЛЕКТРОСТАТИК МАЙДОНГА ЖОЙЛАШТИРИЛГАНДА РЎЙ БЕРАДИГАН ХОДИСАЛАР.

Режа:

1. Умумий тушунчалар.
2. Ўтказгичда заряднинг мувозанати.
3. Элкетр сигими.
4. Конденсатор
5. Элкетр майдонининг энергияси.

Таянч сўз ва иборалар: Элкетростатик индукция, экранлаш, элкетр сигими, конденсатор, энергия, энергия зичлиги.

1. Биз курдикки, электростатик майдон зарядларнинг фазода жойлашиши билан аникланишини. Электростатик майдон назариясини янада ривожлантириш учун жисмларда заряд қандай тақсимланади, агар уни зарядласак ёки майдонга жойлаштирсак. Бу саволга жавоб модданинг хоссасига боғлиқдир.

Узининг электр хоссаси бўйича барча моддалар икки гуруҳга бўлинади: ўтказгичлар ва диэлектриклар. (яримўтказгичлар электростатика доирасида қаралганда ўтказгич сифатида тутади). Ўтказгичларда элкетр майдон таъсирида ток пайдо бўлади, диэлектрик-ларда эса йук. Бу уларнинг тузилишининг турли хиллиги билан тушунтирилади. Ўтказгич-ларда ҳамма вақт ток ташувчилар мавжуд бўлади, яъни зарядланган заррачалар майдон таъсирида ўтказгич чегарасида ҳаракатга келиши мумкин. Диэлектрикларда бундай эркин зарядлар йук, барча зарядланган заррачалар атом ва молекула доирасида боғланган ва майдон таъсирида фақат микроскопик силжийди, холос.

Бу маърузада ўтказгичнинг электростатик майдонда қонуниятлари урганилади. Биз асосан металл ўтказгичлар қараймиз. Маълумки, металллар каттик ҳолатда кристалл қурилишга эга. Кристалл панжара тугунларида мусбат ионлар, "қолган" электронлар ўтказгич доирасида эркин ҳаракат

килиши мумкин. Бу металлнинг энг содда модели ёки уни "эркин электронлар модели" деб юритилади.

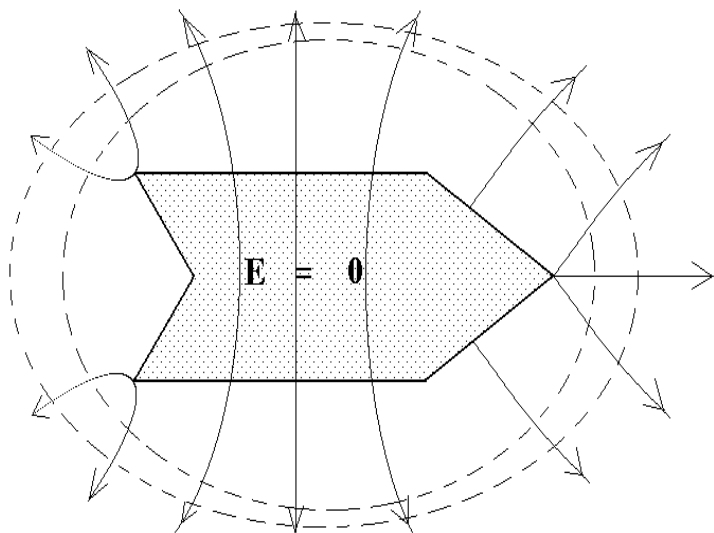
2. Ўтказгичда зарядлар мувозанати.

Тажрибалар куйидаги мухим қонуниятга олиб келади: Агар ўтказгичга заряд берилса ёки уни ташки электр майдонига жойлаштирилса киска вақт ичида (релаксация вақти) ўтказгичда зарядларнинг мувозанатли тақсимланиши руй беради. Мана шу заряднинг мувозанатли тақсимланиши электростатикада урганилади. Зарядларнинг ўтказгичда мувозанат тақсимланиши ва унинг электростатик майдони қатор хоссаларга эга бўлади. Энг аввало, заряд ўтказгичда мувозанатда бўлганида ток бўлмайди, эркин электронларга қуч таъсир қилмайди. Демак, ўтказгичнинг ичида электростатик майдон бўлмайди: $E = 0$. Хусусан, ўтказгич зарядланса ва ташки майдон бўлмаса, ўтказгичда заряд шундай тақсим-ланадики, унинг ҳосил қилган майдони ўтказгичдан ташқарида нулга тенг бўлади. Агар нейтрал ўтказгич ташки электр майдонига жойлаштирилса, унда зарядларнинг қайта тақсимланиши руй беради (электростатик индукция ходисаси), энг асосийси, индуцир-ланган зарядларнинг майдони ўтказгичнинг ичида ташки майдонни компенсациялайди.

Сунгра, ўтказгич сиртида қучланганлик вектори шу сиртга перпендикуляр бўлади. Акс ҳолда, ўтказгичнинг сирти бўйича қучланганлик векторининг ташкил этувчиси сирт ток-ини ҳосил қилар эди. Ўтказгич ичида майдон бўлмагани учун, синаш зарядни ўтказгич ичида қучирган иши нулга тенг бўлади, бошлангич ва охириги ҳолатларга боғлиқ бўлмаган ҳолда.

Бу ишнинг потенциаллар айирмаси билан боғлиқ эканлигини ҳисобга олсак, шундай ҳулосага келишимиз мумкинки, ўтказгичнинг барча нукталарининг потенциаллари тенг. Хусусан, ўтказгич сиртида эквипотенциал сиртлар расм.19. да эквипотенциал сиртлар пунктир билан курсатилган. Ўтказгич ичида майдон қучланганлигининг нулга тенг бўлишида шу нарса келиб чиқадики, ўтказгич ичида мусбат ва манфий зарядлар компенсацияланган (ρ

$= 0$), натижада компенсирланмаган заряд ўтказгич сиртида таксимланади. Ҳақиқатдан ҳам $E = 0$, у вақтда ҳар қандай ёпик сирт бўйича утган кучланганлик оқими ўтказгич ичида нолга тенгдир. Гаусс теоремаси (2.11) бўйича бу шуни билдирадики, заряд нолга тенг исталган сирт ичида, бу факат $\rho = 0$ ўтказгичнинг барча нукталарида бўлса.....



Расм 19.

Ўтказгич сирт заряд зичлиги билан майдон кучланганлиги уртасида боғланиш бор:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad (4.1)$$

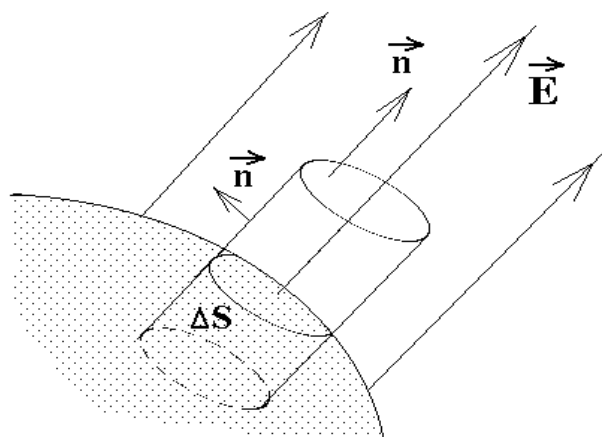
Бу формулани Гаусс

теоремасини қўллаб чиқариш

мумкин. Ўтказгич сиртидан кичик сирт ΔS ни қараймиз ва ундаги жойлашган заряд Δq бўлсин. Бу элемент сиртини цилиндр билан ураймиз, унинг ясовчиси ўтказгич сиртига перпендикуляр, асосларидан бири ўтказгич ичида жойлашади,

бошқаси ўтказгич ташқарисида

ва унинг сиртига жуда яқин бўлади.(расм 20.).



Цилиндрнинг "ички" асосидан ва

цилиндр ён сиртида утган кучланганлик оқими нолга тенг, чунки ўтказгич ичида $E = 0$, ўтказгичдан ташқарида жойлашган қисмида (ён сиртида) $E_n = 0$.

Кучланганлик чизикларининг ўтказгич сиртига перпендикуляр бўлгани учун.

Демак, цилиндр сирти орқали утган тула

Расм 20.

оқим унинг "ташки" асоси оркали утган

оқим билан аникланади ва у $E\Delta S$ га тенг. Бу ифодани Гаусс теоремаси буйича ифодага тенгаштирсак, цилиндр ичидаги заряд $\sigma\Delta S$ га тенг.

$$E\Delta S = (1/\epsilon_0) \sigma\Delta S, \quad E = \sigma / \epsilon_0 . \text{ исбот этилди.}$$

Электростатик майдон ёпик металл қобик билан ўраб олинган соқага кирмайди. Бу ходисадан экранлашда кулланилади, лаборатория деворлари металл варақ билан копланди, электр майдон таъсири булмаслиги учун ёки буни электростатик химоя дейилади.

Яна шуни кайд киламизки, зарядларнинг таксимланиши ўтказгичнинг рельефига жуда боғлиқдир: заряднинг сирт зичлиги эгрилик радиуси кичик булагн жойдадир (учда). Максимал, ботик жойларда кичик булади. (4.1) га кура, майдон ҳам шундай булади: учда у жуда кучли булиши, ботикда эса - кучсиз. Бу расм 19 дан куришиб турибди: уч якинида кучланганлик чизиклари тигис жойлашган, ботикда эса - сийрак.

3. Электр сигими. Ўтказгичнинг барча нукталарида потенциал бир хил булгани учун, ўтказгичнинг потенциали хакида гапирилади. Назария ва тажриба курсатадики, ўтказгичнинг потенциали ϕ ўтказгичнинг зарядига тўғри пропорционалдир:

$$\phi = (1/c)q, \quad (4.2)$$

бу ерда, $1/c$ - пропорционаллик коэффициенти. Демак, заряднинг потенциалга нисбати берилган ўтказгич учун доимий катталиқка тенгдир ва уни ўтказгичнинг **элкетр сигими** дейилади:

$$C = q / \phi, \quad (4.3)$$

Сигим ўтказгичнинг геометрик хоссасига боғлиқдир (улчами ва формасига), лекин материалга боғлиқ эмас. (4.2) формуланинг иккала кисмини озгина угартириш олсак, куйидагига эга буламиз.

$$C = (\Delta q / \Delta \phi), \quad (4.4)$$

Бу ердан сигимнинг физик маъноси келиб чиқади: у сон жихатдан ўтказгичнинг потенциални бир бирликка ошириш учун керак булган зарядга тенгдир. Сигимнинг улчов бирлиги СИ системасида "фарада".

Яккаланган ўтказгич шарнинг сигимини ҳисоблаймиз: маълумки, () дан,

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} \quad (4.5)$$

бу ерда, q - шарнинг заряди, R - радиуси.

$$\text{Бу ифодани } C = q / \varphi, \text{ га куйсак, } C = 4\pi\epsilon_0 R, \quad (4.6)$$

келиб чиқади.

Сигими 1 фарада булган шар $R = (1 / 4\pi\epsilon_0) = 9 \cdot 10^9$ м. бу ер радиусидан 1500 марта каттадир. Шунинг учун амалиётда бошқа улчов бирликлар - микрофарада ($1 \text{ мкф} = 10^{-6} \text{ ф}$) ва пикофарада ($1 \text{ пкф} = 10^{-12} \text{ ф}$).

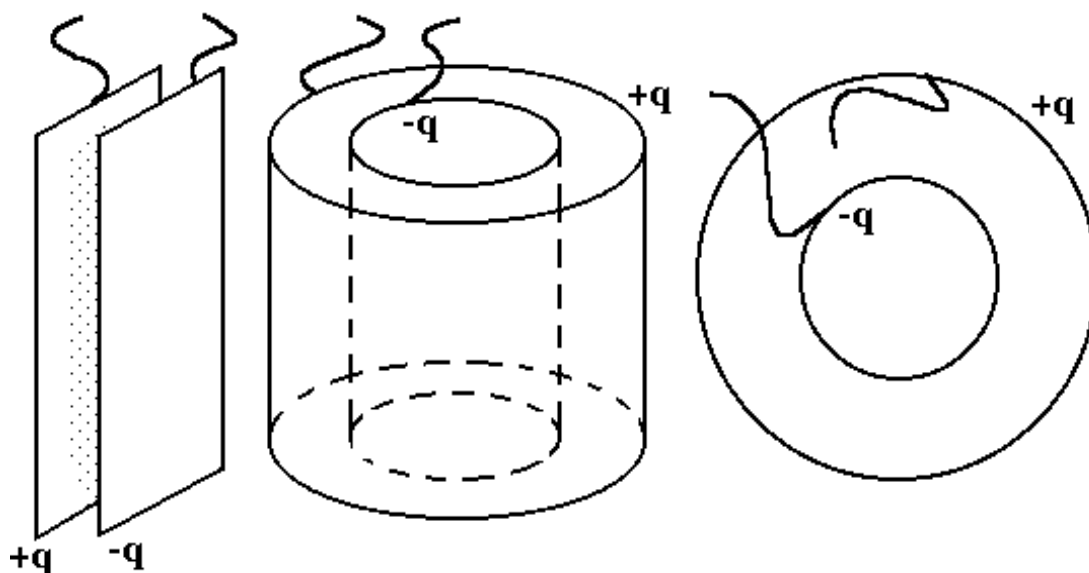
4. Конденсаторлар. Радиотехникада конденсаторлар - ташкил топган курилма жуда кўп қўлланилади. Агар конденсатор копланаларига абсолют миқдори бир хил, лекин қарама-қарши ишорали заряд берилса, у вақтда электр майдон копланалар орасидаги фазода тўпланади. Копланалар формасига қараб конденсаторлар ясси (копланалари параллель текислик), цилиндрли (копланалари - қийдирилган цилиндр шаклида) ва сферик (копланалари - концентрик сфера) (расм 21). Ясси конденсаторларнинг назария-сини қараймиз. Дастлаб зарядланган конденсатор ҳосилқилган майдон қучланганлигини қараймиз. Зарядланган текисликнинг майдон қучланганлигининг абсолют қиймати, Гаусс теоремасига асосан:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (4.7)$$

σ - копламалардаги заряднинг сирт зичлиги.

E_+ ва E_- лар бир хил абсолют микдорга эга булади, $E_+ = E_- = \sigma / 2\epsilon_0$ ва йўналиши, E_+ - мусбатдан, ва E_- - манфий платинкага (расм 22).

Конденсатордан ташкарида бу кучланганликлар карама - карши йуколди, демак, йигинди майдон 0 га тенг, копламалар орасида E_+ ва E_- бир томонга йўналган, натижада $E = E_+ = E_- = \sigma / \epsilon_0$.

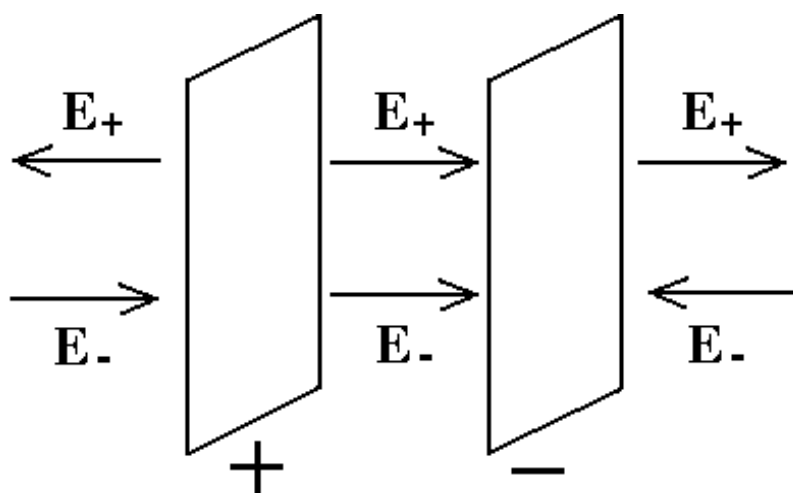


Расм 21.

Реал конденсаторда майдон урта кисмида бир жинсли булади, конденсатор четларида манзара узгаради (расм 23), чегаравий эффектлар пайдо булади.

Копламалар уртасидаги потенциаллар айирмаси ёки кучланиш:

$$U = Ed = (\sigma / \epsilon_0) d, \quad (4.8)$$



Расм 22.

бу ерда d - пластинкалар ораси-даги масофа.

Конденсаторлар сигими деб, копламалардан биридаги заряд катталигининг копламлар орасидаги кучланиш-га нисбатига айтилади.

$$C = q / U, \quad (4.9)$$

бу ерда, (4.8) да U - ни ва $q =$

σS эканини ҳисобга олсак,

$$C = \epsilon_0 S / d, \quad (4.10)$$

Агар копламалар орасига диэлектрик жойлаштирилган булса, конденсатор сигими, ёки

$$C = \epsilon_0 \epsilon S / d, \quad (4.11)$$

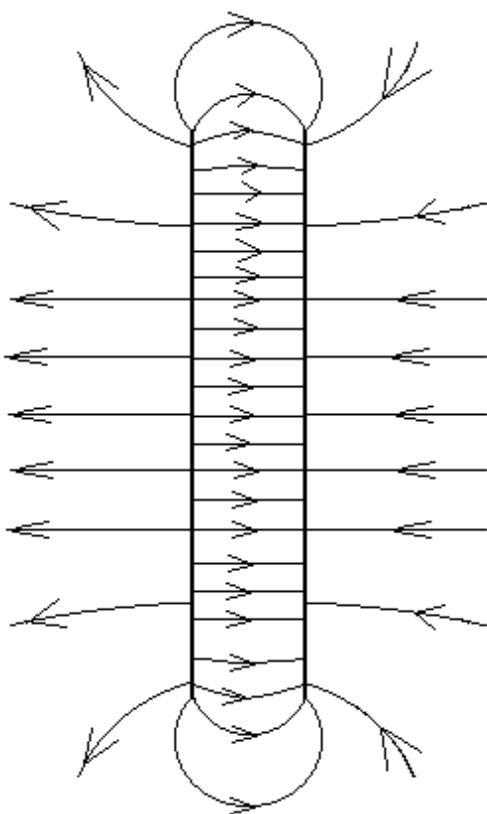
Шундай килиб, ясси конденсатор сигимини ошириш учун пластинка юзини ошириш, улар уртасидаги масофани камайтириш ёки пластинкалар орасидаги фазони диэлектрик билан тулдириш керак. Конденсаторлар бири бири билан кушилади ва конденсаторлар батареясини ҳосил қилинади. Конденсаторлар параллел кушилганда батареянинг сигими алоҳида конденсаторлар сигимларининг йигиндисига тенг булса, кетма - кет уланганда батарея сигимининг тескари қиймати алоҳида конденсаторлар сигимларининг тескари қийматлари йигиндисига тенг булади.

$$C_{\text{паралл}} = \sum C_i ; C_{\text{кетма-кет}} = \sum (1 / C_i) \quad (4.12)$$

Зарядланган конденсаторлар энергияга эга булади. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун, конденсаторга разрядланишга имкон берамиз, бунинг учун пластинкани ўтказгич билан кушамиз: разряд вақтида ўтказгич бўйича электр токи утади, электр майдони зарядни қучиради, иш бажаради ва унга тенг миқдорда атрофга иссиқлик ажралиб чиқади. Бу ишни ҳисоблаймиз.

Разряд вақтида пластинкадаги кучланиш U га тенг булса, мос равишда пластинкадаги заряд $q = CU$ га тенг. Киска вақт ичида битта пластинкадан иккинчи пластинкага $\Delta q = C\Delta U$ заряд оқиб утади. Электростатик кучларнинг зарядни кучиришда бажарган иши $\Delta A = U\Delta q = -UC\Delta U$ га тенг (минус шунинг учун куйилдики, мусбат иш кучланиш камайганда бажарилади, яъни $\Delta A > 0$, бу эса $\Delta U < 0$ га мос келади). Конденсатор зарядсизланганда бадарилган тула иш, U кучланиш U - дан 0 га камайганда,

$$A = \int_U^0 (-CUdU) = -C \int_U^0 U dU = \frac{CU^2}{2} \quad (4.13)$$



$U = q / C$ эканини ҳисобга олсак, иш $A = q^2 / 2C$ кўринишда ёзиш мумкин. Нихоят, C ва U унига () ва () дан кийматларини куйсак,

$$A = CU^2 / 2 = (\epsilon_0 S / d)(E^2 d^2 / 2) = (\epsilon_0 \epsilon E^2 / 2) V, \quad (5.14)$$

бу ерда V - конденсатор ҳажми. Энегиянинг сакланиш қонунига қура, конденсатор зарядсизланганда бадарилган иш зарядланган конденсатор эга булган энегияни ифода-лайди. Ш.к. зарядланган конденсатор энергияси W учун куйидаги формула ёзилади:

Расм 23.

$$W = CU^2 / 2 = q^2 / 2C = (\epsilon_0 \epsilon E^2 / 2) V, \quad (4.15)$$

5. Электр майдон энергияси. Электромагнетизмнинг умумий назариясидан келиб чиқадики, электр майдон энергияга эга булади. Хусусий ҳолда, зарядланган конденсатор-нинг энергияси унинг электр майдон

энергиясидир. Фазода энергиянинг тақсимланишини аниқлаш учун - майдон энергия зичлиги тушунча киритилди ва у қуйидагича аниқланади,

$$W = \Delta W / \Delta V , \quad (4.16)$$

бу ерда ΔV - қаралаётган нукта атрофидаги кичик ҳажм, ΔW - иш ҳажмида берилган электр майдон энергияси. Конденсаторнинг электр майдони чегаравий эффектларни ҳисобга олмаганда копламалар орасидаги фазода тупланади ва бир жинслидир, шунинг учун майдоннинг энергия зичлиги копламалар орасидаги барча нукталарда бир хил ва майдон тула энергиянинг фазо ҳажми V га нисбатига тенг бўлади.

$$W = W / V = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2.$$

Электромагнетизмнинг умумий назариясида қўрсатилганидек, энергия зичлиги учун олиш

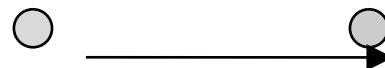
$$W = \epsilon_0 \epsilon E^2 / 2.$$

Барча электр майдонлари учун уринлидир.

5- Маъруза.

ДИЭЛЕКТРИКЛАРДАГИ ЭЛЕКТРОСТАТИК ХОДИСАЛАР.

Режа:



1. Электр диполи ва унинг электрик моменти.
2. Диэлектрикнинг тузилиши хақида умумий тасаввурлар.
3. Диэлектрикнинг кутбланиши.
4. Кутбланиш вектори билан кутбланган зарядлар уртасида боғланиш.
5. Модда мавжуд булган холда электростатик майдон ва диэлектриклар булган холда Гаусс теоремаси.
6. Силжиш векторининг хоссалари.
7. Электростатиканинг чегаравий масалалари.

Таянч сўз ва иборалар: Электр диполи, электр дипол момент вектори, жуфт куч момент вектори, кутбланмаган ва кутбланган диэлектриклар, кутбланиш вектори, диэлектрик кабул килувчанлик, кутбланган зарядлар, боғланган ва эркин зарядлар, электр силжиши ёки электростатик индукция вектори, чегаравий масала.

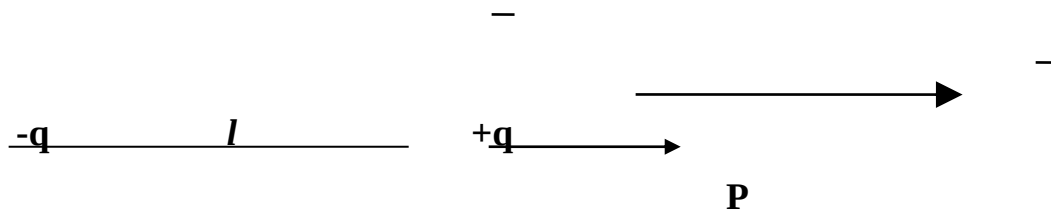
1. *Электр диполи* деб, абсолют микдори жихатдан тенг ва карама-карши ишорага эга булган иккита нуктавий заряддан иборат булган нейтрал системага айтилади. Диполнинг зарядлари $+q$ ва $-q$ билан белгиланса, манфий заряддан мусбат зарядга ўтказилган масофа l - узунлик вектор билан бегиланади. Электр диполини электрик момент вектори билан тасвирлаш кулайдир:

$$\mathbf{p} = q \mathbf{l} \quad (5.1)$$

бу ерда $\mathbf{l}$ - $P_1 P_2$ кесма узунлиги.

аниклаш буйича бу вектор диполь уки буйича йўналган ва модуль жихатдан заряд катталикларидан бири ва улар орасидаги масофага купайтмасига тенг булади. $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$.

(расм 24)

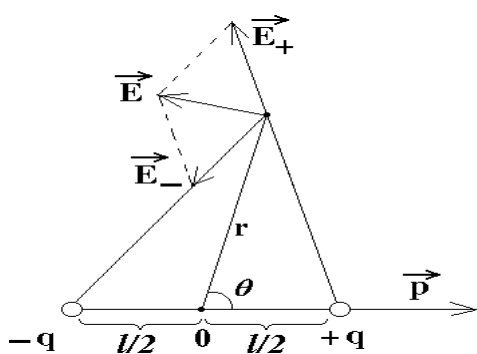


Расм 24.

Суперпозиция принципига кура, диполнинг майдон кучланганлиги E диполнинг мусбат ва манфий зарядлари ҳосил килган кучланганликлари E_+ ва E_- нинг йигиндисига тенг. Диполдан анча узунликда булган масофаларда ($r \gg l$) ҳисоблашлар майдон кучланганлигининг абсолют киймати учун қуйидаги формулани чиқарамиз,

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P \sqrt{1 + 3\cos^2 \theta}}{r^3} \quad (5.2)$$

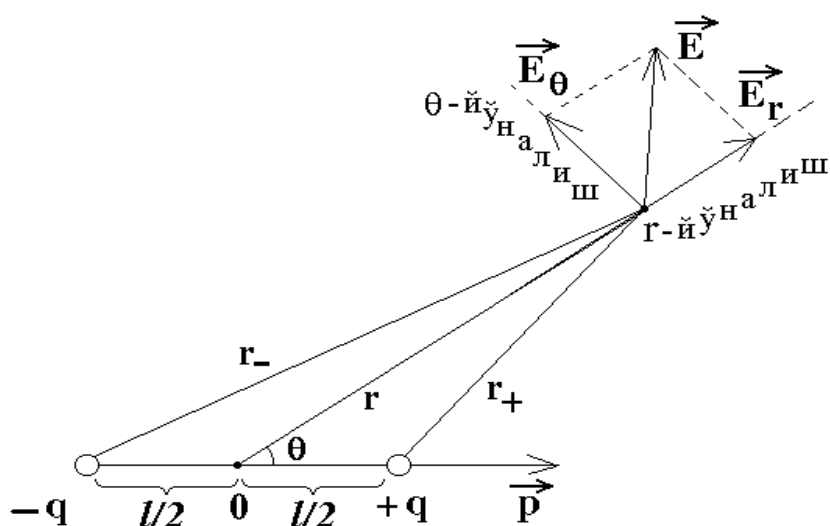
бу ерда r ва θ - кузатиш нуктасининг кутб координаталар. (расм 25.).



Шунга алохида эътибор бериш керакки, диполнинг электр майдон кучланганилиги масофа билан $1/r^3$ қонуният билан камаяди, маълумки нуктавий заряд майдон $1/r^2$ қонун буйича камаяр эди. Диполнинг майдо-нининг манзараси расм 26 в да келтирилган. (5.2) форму-лани исбот киламиз. Соддалик учун диполь майдонини ундан

узокрок нукталарда $r \gg l$ караймиз, бу вақтда l^2 ни r^2 нисбатан ташлаб юбориш мумкин, мос равишда l^2 / r^2 ҳам бирга нисбатан кичик булади. Масала-ни кутб координата системасида ечиш кулай (r, θ). (расм 26).

Расм 25.



потенциални ҳисоблаймиз,

бу ерда $\mathbf{r}$ - диполь
марказидан кузатиш
нуктасигача булган масофа,
 θ - кузатиш нуктасининг
радиус - вектори билан
диполь электр майдон
вектори $\mathbf{p}$ орасидаги бурчак.

Дастлаб, суперпозиция
принципини куллаб

Расм 26.

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

r_+ ва r_- ни косинуслар теоремасини куллаб ва квадрат илдизни Ньютон
биномига ёйиш оркали топамиз:

$$r_+ = \sqrt{r^2 - 2r \frac{l}{2} \cos \theta} = r \left(1 - \frac{l}{r} \cos \theta \right)^{\frac{1}{2}} = r \left(1 - \frac{l}{2r} \cos \theta + \dots \right);$$

$$r_- = \sqrt{r^2 + 2r \frac{l}{2} \cos \theta} = r \left(1 + \frac{l}{r} \cos \theta \right)^{\frac{1}{2}} = r \left(1 + \frac{l}{2r} \cos \theta + \dots \right);$$

.....билан l/r га нисбатан юкори тартиблилар $(l/r)^2, (l/r)^3$) лар

Потенциал учун формула куйидагига келади:

$$\varphi(r, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(\frac{1}{1 - \frac{l}{2r} \cos \theta} - \frac{1}{1 + \frac{l}{2r} \cos \theta} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(1 + \frac{l}{2r} \cos \theta - 1 + \frac{l}{2r} \cos \theta \right) = \frac{ql \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

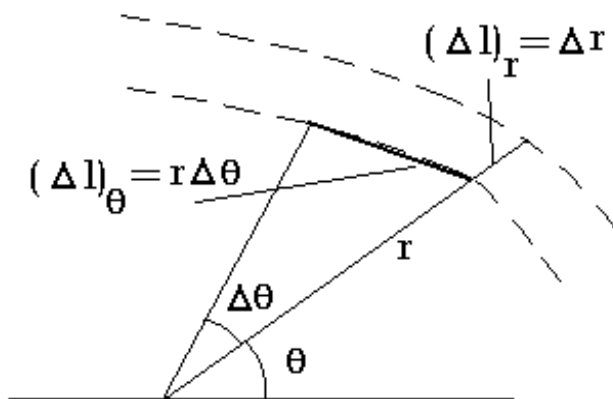
$ql = p$, булгани учун, охирги натижа:

$$\varphi(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P \cos \theta}{r^2}$$

(5.3)

Энди (3.15) формула буйича майдон кучланганлигини радиал (E_r) ва унга перпендикуляр θ -йўналиш буйича проекцияларини ҳисоблаймиз. Радиал йўналишда силжиганда $(\Delta l)_r = \Delta r$, а θ -йўналиш буйича силжиганда $(\Delta l)_\theta = r\Delta\theta$ (расм 27), у вақтда

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial} \right)_{r\text{-йўналиш}} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \quad \hat{a} \hat{a} \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial} \right)_{\theta\text{-йўналиш}} = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}$$



Расм 27.

Ш.к. (3.15) формула буйича (5.3) ни дифференциаллаб куйидагини топамиз.

$$E_r = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_{r-\text{йун}} = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2P \cos \theta}{r^3}, \quad (5.4)$$

$$E_\theta = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta}\right)_{\theta-\text{йун}} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P \sin \theta}{r^3}, \quad (5.5)$$

Кучланганлик векторининг абсолют микдorigа Пифагор теоремасига асосан топамиз:

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} = \sqrt{\left(\frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3}\right)^2 4 \cos^2 \theta + \left(\frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3}\right)^2 \sin^2 \theta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}}{r^3}$$

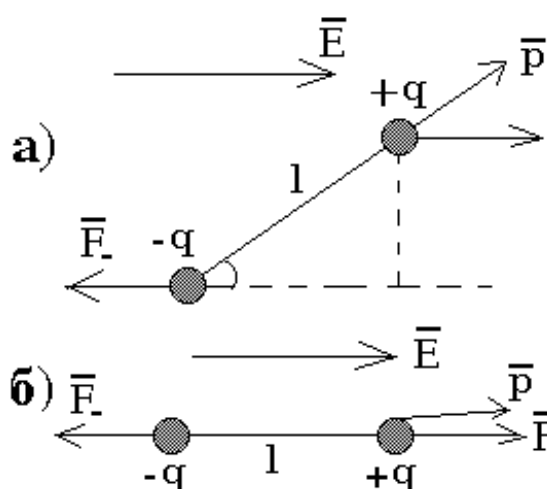
(5.4) формула буйича E_r ва E_θ ни $\theta = \pi / 2$ нукталар учун ҳисоблашни тавсия қиламиз, қурасизки, кучланганлик векторининг йўналиши бу нукталарда расм 28 в га мос келади.

Энди диполнинг ташки электр майдонидаги тутишини қараймиз. Агар майдон бир жинсли булса, у вақтда диполнинг мусбат ва манфий заряди абсолют қиймати $F = Eq$ га тенг булган, лекин қарама-қарши йўналган $\mathbf{F}_+$ ва $\mathbf{F}_-$ кучлар таъсир қилади. (расм 28 а). $\mathbf{E}_+$ ва $\mathbf{E}_-$ кучлар жуфт куч моментини ҳосил қилади, унинг моменти $M = F d = l \sin(\alpha)$ елкага эга булади, бу ерда α - электр моменти билан кучланганлик векторлари орасидаги бурчак. Демак, бу куч моментининг абсолют микдorigа $M = Fd = Fl \sin(\alpha) = Eq l \sin(\alpha) = pE \sin(\alpha)$ тенг булади.

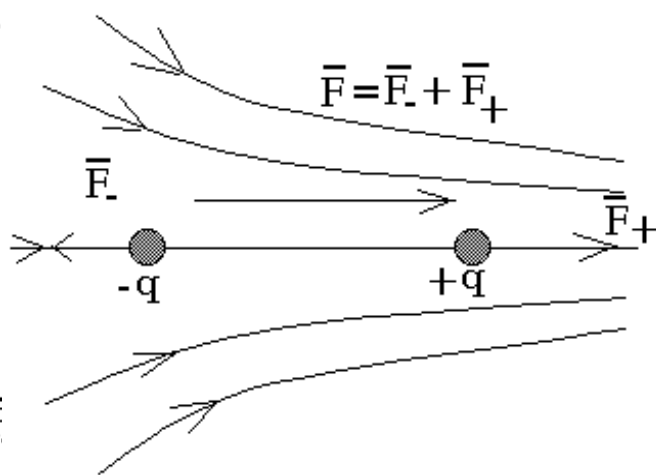
Буни вектор қурилишида ёзамиз,

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}, \mathbf{E}], \quad (5.6)$$

Бу момент диполни тургун мувозанат ҳолатга кайтаришга ҳаракат қилади, бу вақтда электр моменти вектори $\mathbf{p}$ кучланганлик чизиги бўйича йўналган бўлади. (расм 28 б). Расмдан куринадики, майдон кучлари диполни чузишга ҳаракат қилади, айниқса у абсолют каттик бўлмаса, у тегишли деформацияга эга бўлади. Нихоят, йигинди ташки куч нулга тенг, диполнинг масса маркази тезланишга эга бўлмайди. Шундай қилиб, бир жинсли ташки майдон диполга ориентирловчи ва деформацияловчи таъсир курсатади. Бир жинсли бўлмаган майдон булардан ташқари диполни майдон кучланганлиги катта бўлган йўналишга итаради, чунки бу ҳолда $\mathbf{F}_+ \neq \mathbf{F}_-$. (расм 29 а.)



Расм 28.



Расм 29.

2. Диэлектрикнинг тузилиши хақида умумий тасавурларни утамыз. Хар қандай диэлектрик суюқ ва газсимон қуринишда нейтрал молекулалардан ташкил топган бўлади. Электр заряди молекула доирасида жуда мураккаб тақсимланган бўлади, лекин макрос- копик назарияда унинг тақсимотини унча аниқ урганишга ҳожат йук: молекула электр ҳолатини, яъни унинг ҳосил қилган майдонини унинг ташки майдонга реакциясига қараб, мусбат заряди "мусбат заряд марказида", манфий заряди - "манфий заряд марказида" тупланган деб қаралади. Бошқача суз билан айтганда, молекулани электр майдони $\mathbf{p} = \mathbf{q} \mathbf{l}$ диполга ухшаш деб қараш мумкин, бу ерда q - молекуланинг

мусбат ва манфий зарядининг абсолют микдори, l - "манфий заряд маркази" дан "мусбат заряд маркази" гача ўтказилган вектордир.

Шундай молекулалар ҳам буладики, мусбат ва манфий зарядлари мос келади, бир-бирининг устига тушади. Бу симметрия марказига эга булган молекулалар, масалан, H_2 , O_2 ). Бундай молекулалар хусусий диполь моментига эга булмайди ($p = 0$, чунки $l = 0$) ва шунинг учун уларни кутбланмаган деб аталади. Агар молекулада мусбат ва манфий заряд марказлари мос келмаса, нолдан фарқ килувчи диполь моментига эга булади ва уларни кутбланган молекулалар дейилади.

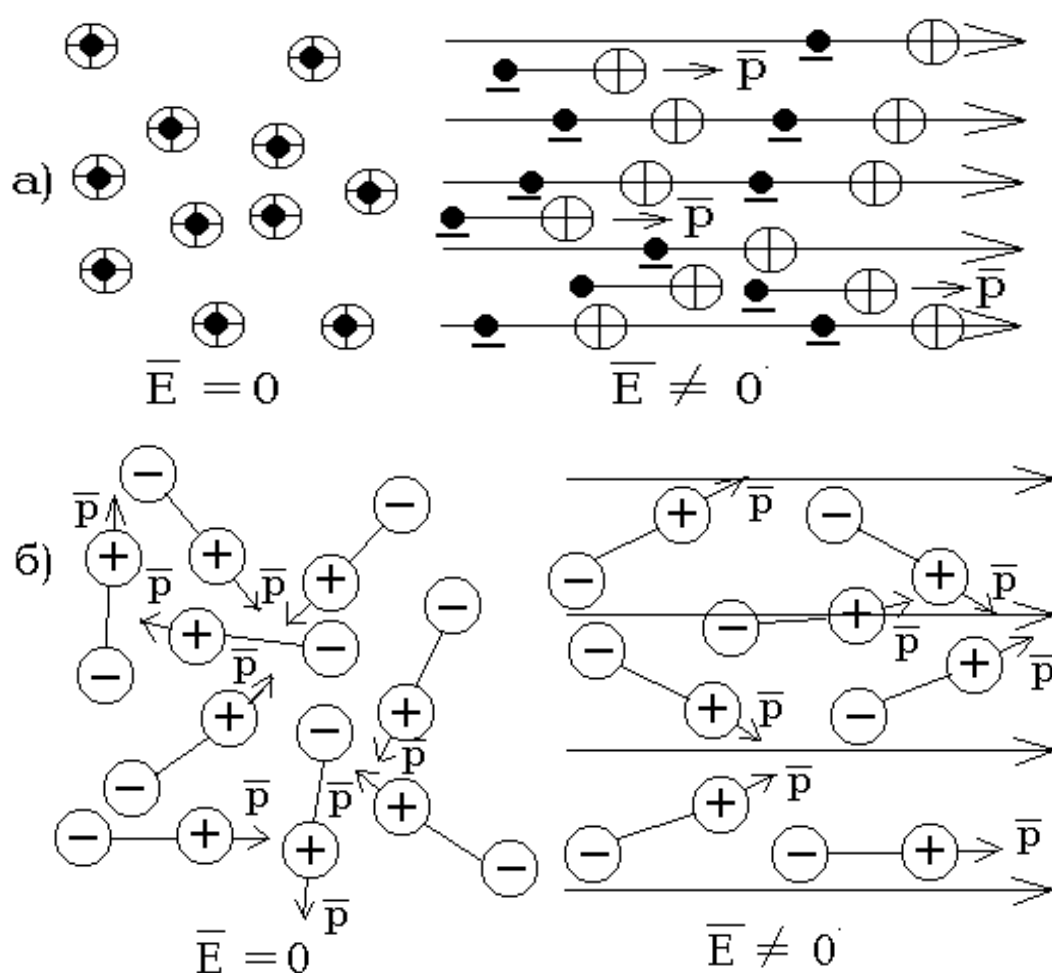
Купгина каттик диэлектрикларда кристал панжара тугунларида ионлар жойлашган булади. Баъзи ҳолларда (масалан: битта элемент атомидан ҳосил булган кристалларда) барча ионлар мусбат ионга эга булади, улар уртасидаги боғланиш валент электронлар оркали (ковалент боғланиш) амалга оширилади. Бошқа ҳолларда, кристалл химик бирикмалардан иборат булса, (масалан, ошъ тузи кристали) ионлар турли хил ишорага эга булади ва панжарада узаро тортишиш кучлари оркали ушлаб турилади (ионли боғланиш). Бундай кристаллнинг кристалл панжарасини иккита панжарачадан, бири мусбат иондан, иккинчиси - манфий иондан ҳосил булган деб ҳисоблаш мумкин.

3. Диэлектрикнинг кутбланиши. Энди диэлектрикни ташки электр майдонига жойлаштирсак қандай жараёнлар бўлишини қараб чиқамиз. Электр майдонида мусбат зарядга майдон йўналиши буйича йўналган куч таъсир қилади, манфий зарядга - қарама-қарши йўналишдаги куч таъсир қилади. Натижада кутбланмаган молекулаларда мусбат ва манфий заряд марказлари (майдон булмаганда мос келган) бир-бирига нисбатан силжийдилар - молекулалар индуцирланган диполь моментга эга булади (расм 30 а).

Кутбланган молекулаларга майдон энг аввало йўналтирувчи таъсир қурсатади: молекуланинг диполь момент векторлари ташки майдон

булмаганда хаотик ҳаракатда булади, майдон таъсирида эса улар майдон йўналиши бўйича ориетирланади. (расм. 30 б).

Кристалларда ҳам майдон таъсирида зарядларнинг силжиши руй беради. Ковалент боғланишли кристалларда биринчи навбатда электронлар силжийди: ионли кристалларда панжарачалар бир-бирига нисбатан силжийди. Биз қурдикки, диэлектрик мухит унинг тузилишига қараб ташки электр майдон таъсирига турлича учрайди. Лекин барча



Расм 30.

диэлектриклар учун характерли булган томон шундаки, диэлектрикнинг хажмининг энг кичик элементи нулдан фарк киладиган йигинди диполь моментга эга булади-диэлектрик кутбланади. Юкорида айтиб утилган кутбланиш механизмида куйидаги номга эга булади. Кутбланмаган

молекулалардан ташкил топган диэлектрик қутбланишини электрон силжиш қутбланиши дейилади. Бу термин ковалент боғланишли кристалл диэлектриклар учун ҳам ишлатилади. Қутбланган молекулалардан ҳосил бўлган диэлектрикнинг қутбланишига ориентацияли қутбланиш дейилади. Ниҳоят, ионли боғланишли кристалларда рўй берган қутбланишга ионли силжиш дейилади.

Диэлектрикнинг қутбланиш даражасини миқдорий жиҳатдан характерлаш учун физик кавтталиқ қутбланиш вектори киритилади. Қутбланиш вектори модда ҳажм бирлигидаги дипол моментлари йиғиндисидир. Демак, агар кичик ҳажм ΔV да (қандайдир нуқта атрофида) молекуланинг йиғинди дипол моменти $\sum_i \vec{P}_i$ га тенг бўлади (бу ерда P_i -i-та молекуланинг моменти, йиғинди ΔV ҳажмдаги барча молекулалар бўйича олинди), бу вақтда таъриф бўйича қаралаётган нуқтадаги қутбланиш вектори $\vec{P}$ қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{P}_i}{\Delta V} \quad (5.6)$$

Майдоннинг характериға ва диэлектрикнинг хоссасига қараб қутблаш диэлектрикнинг турли нуқталаридатурлича бўлиши мумкин, бошқача қилиб айтганда, қутбланиш вектори координатанинг функциясидир.

Назария ва тажриба кўрсатадики, изотроп диэлектриклар учун (биз шундай диэлектриклар билан чегараланамиз) , унча кучли бўлмаган майдонда қутбланиш вектори электр майдон кучланганлигига пропорционалдир:

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}, \quad (5.7)$$

Коэффициент χ - модданинг хоссасига ва диэлектрикнинг ҳолатига боғлиқ бўлади ва унга модданинг диэлектрик қабул қилувчанлиги дейилади. Диэлектрик қабул қилувчанлиқтурли хил модда учун турлича бўлади.

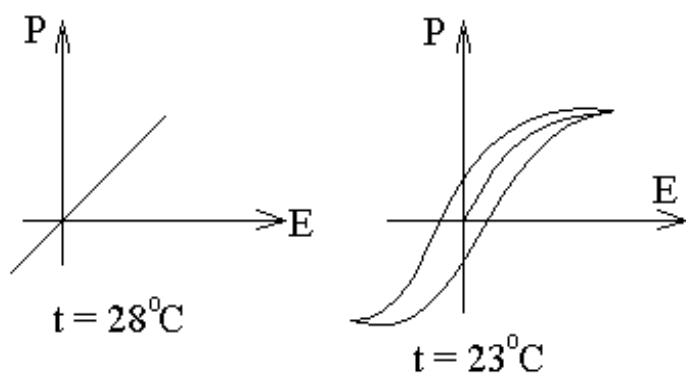
Масалан, қутбланган молекуладан ташкил топган диэлектриклар учун назария кўрсатадики, χ - температура (T) га тескари пропорционал:

$$\chi \sim 1 / T$$

Қутбланмаган молекуладан тузилган диэлектриклар учун χ температурага умуман боғлиқ бўлмайди.

Шундай жисмлар борки, улар учун диэлектрик доимийлик ϵ ташқи майдон кучланганлиги E га боғлиқ бўлади. Бундай диэлектриклар ўзига хос хусусиятларга эга бўлади, айниқса ферромагнетизм магнит хоссасига ўхшаш бўлади. Бу хоссалар биринчи марта сегнет тузида ўрганилди ва шу тузнинг номи билан сегнетоэлектриклар деб аталади. Сегнет тузининг физик хоссаси температурага жуда боғлиқдир, қандайдир критик температура Θ дан паст ёки юқорида уларнинг хоссаси бутунлай бошқача бўлади. $T > \Theta$ бўлганда майдон кучланганлиги билан қутбланиш ўртасида пропорционаллик сақланади: $P = \chi E$, бу вақтда коэффициент χ температурага боғлиқлиги куйидаги қонунга бўйсинади:

$\chi (T - \Theta) = \text{const.}$ $T < \Theta$ бўлганда P ва E ўртасидаги пропорционаллик бузилади. Бу вақтда P нинг E га боғланиши мураккаб бўлади (расм 31).



Бу вақтда P ва E нинг ўзгариши $T < \Theta$ да сиртмоқ формасига ўхшаш бўлади.

Ташқи электр майдони бўлмаганда диэлектрикнинг ҳар бир нуқтасидаги мусбат ва манфий зарядлар

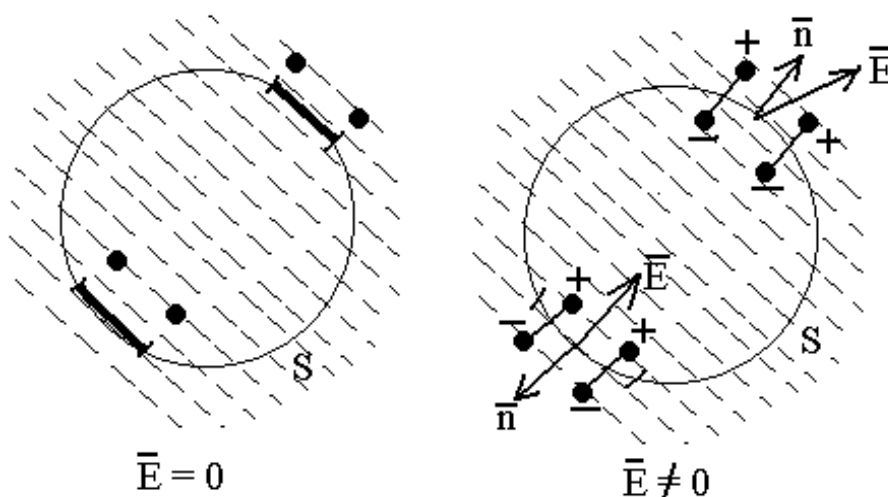
компенсирланган бўлади, заряднинг зичлиги ҳамма ерда нолга тенг. Диэлектрикнинг электр майдонида қутбланиши зарядларнинг кйта таксимланишига олиб келади, натижада диэлектрик сиртида компенсирланмаган зарядлар пайдо

зарядлар ёки (богланган зарядлар) деб айтиладм. Биз кутбланган заряд билан кутбланиш вектори орасидаги богланишни караб чиқамиз.

4. Кутбланиш вектори билан кутбланган заряд орасидаги богланиш.

Диэлектрик (кутбланмаган) ичида S сирт билан чегараланган сохани караймиз. (расм 32)

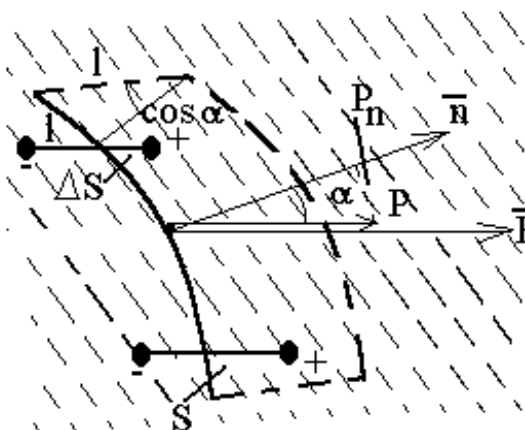
Кутбланишда мусбат зарядларнинг кучланганлик векторининг йўналиши бўйича ва манфий зарядлар карама-карши йўналишда силжийди. Молекуланинг масса маркази жойида қолади, чунки протон массаси электрон массасига нисбатан 2000 марта катта, шунинг учун силжишни манфий зарядлар бажаради. Расм. дан куринадики, кучланганлик сиртнинг участкаларининг ичига йўналган бўлса, манфий зарядларнинг бир қисми каралаётган сохани ташлиб кетади, кучланганлик участканинг ташқи қисмига йўналган бўлса, сохага манфий зарядлар қушимча яна киради. Агар қирган ва чиққан зарядлар бир-бирига тенг бўлмаса, соха у вақтда кутбланган зарядга эга булади.



Расм 32.

Дастлаб S сиртнинг ΔS кичик участкадан утган кичик заряд Δq ни ҳисоблаймиз. Расм 33 дан кўринадики диэлектрик текислигининг қисми ΔS участка қалин чизиқ билан тасвирланган, ΔS орқали молекула манфий зарядлари юзаси ΔS ва баландлиги $\cos\alpha$ бўлган параллелолипедда

жойлашади, бу ерда l - молекуладаги электр зарядларининг силжиши, α - нормал билан кучланганлик орасидаги бурчак.



Параллелопипеднинг ҳажми $l \cos \alpha \Delta S$ га тенг, демак, унда $n_0 l \cos \alpha \Delta S$ молекула жойлашади. n_0 - молекулалар концентрацияси.

Бу сонни ҳар бир молекуланинг манфий заряди q га кўпайтириб, ахтарилаётган заряд ΔQ нинг абсолют қийматини топамиз:

бу ифодада $ql = p$ молекула дипол моментининг катталиги, $qln_0 = pn_0$ $|\Delta Q^K| = qn_0 l \cos \alpha \Delta S$,
 $= P$ кутбланиш вектори катталиги.
 $qln_0 \cos \alpha = p \cos \alpha = P_n$ - кутбланиш

Расм 33. векторининг сиртга S туширилган ташқи нормалнинг прорекцияси ва охирида қуйидагига эга бўламиз:

$$\Delta Q^K = -P_n \cdot \Delta S, \quad (5.8)$$

Минус ишора шунинг учун қўйилганки, $P_n > 0$ бўлган сирт қисмида соҳа манфий заряд олади $\Delta Q < 0$, бу расм 33 кўринади. (5.8) ифодани сиртнинг бутун қисмлари бўйича йиғиндисини олиб, қаралаётган соҳадаги тўла кутбланган зарядни топамиз:

$$Q^K = -\oint_S P_n dS, \quad (5.9)$$

демак, кутбланиш векторининг S сирт бўйича оқимига тенг (тескари ишора билан). Энди диэлектрик сирти яқинида нима бўлишини кўрамиз.

Модда бўлган ҳолда электростатик майдон.

Электростатиканинг асосий вазифаси ихтиёрий зарядланган ўтказгич ва нейтрал диэлектрик томонидан ҳосил қилган майдонни топишдан иборатдир. Диэлектрик қутбланганда ҳосил бўлган қутбланган зарядлар ҳам ўзи электр майдони ҳосил қилгани учун, фазонинг ҳар бир нуқтасида ҳосил бўлган кучланганлик ўтказгичнинг эркин зарядлари ҳосил қилган майдон кучланганлиги $E^{\text{эрк}}$ ва диэлектрикнинг қутбланган зарядлари ҳосил қилган майдон кучланганлиги $E^{\text{к}}$ йиғиндисидан иборат бўлади:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{эрк}} + \mathbf{E}^{\text{к}} \quad (5.10)$$

(Агар диэлектрикка яъна заряд берилса, у вақтда бу формулага қутбланмаган зарядлар ҳосил қилган кучланганлик ҳам киритилади).

Шуни эслатиб ўтамизки, суперпозиция принципи масалани умумий ҳолда ечишга яроқли эмас. Иш шундаки, уни қўллаш зарядларнинг фазода тарқалиши берилган ҳолда қулайдир, эркин зарядларнинг ўтказгич сиртида тақсимланиши ва диэлектрикдаги қутбланган зарядлар изланаётган майдон орқали аниқланади ва аввалдан аниқ эмас. (бундан заряднинг тақсимланишини симметрия нуқтаи назаридан ёки нуқтавий зарядлар системаси мустаснодир). Шунинг учун майдонни аниқлашда электростатика тенгламаларидан фойдаланилади.

Циркуляция ҳақидаги теорема модда бор ёки йўқ бўлишидан қатъий назар ўринли бўлади. Оқим ҳақидаги Гаусс теоремасини аниқлаштириш мумкин, яъни бу ерда қутбланган зарядлар ўрнига диэлектрик муҳит характеристикаси ишлатилади.

Диэлектрик бўлган ҳол учун Гаусс теоремаси.

Гаусс теоремаси (2.28) ичида эркин $q^{\text{эпк}}$ ва қутбланган зарядлар $q^{\text{кутб}}$ мавжуд бўлган ихтиёрий сирт S учун ёзамиз:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\sum_i q_i^{\text{эпк}} + \sum_i q_i^K \right), \quad \dots \quad (5.11)$$

Формула (5.9) дан фойдаланиб, ўнгда турган қутбланган заряд ифодасини қутбланиш вектори орқали ёзамиз:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\sum_i q^{\text{эпк}} - \oint_S P_n dS \right), \quad (5.12)$$

$\oint_S (P_n dS)$ ни ўнг томонга ўтказамиз ва иккала томонини ε_0 га кўпайтирамиз, натижада Куйидагига эга бўламиз:

$$\oint_S (\varepsilon_0 E_n + P_n) dS = \sum_i q_i^{\text{эпк}}, \quad (5.13)$$

Агар чап томонини янги вектор орқали ёзсак, ифода (5.13) яна соддалашади.

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (5.14)$$

$\mathbf{D}$ векторга электр силжиш вектори ёки электростатик индукция вектори дейилади. Энди Гаусс теоремаси энг содда кўринишга келади:

$$\oint_S D_n dS = \sum_i q_i^{\text{эпк}}, \quad (5.15)$$

Ўнг томонда ёпиқ сирт S ичида жойлашган эркин зарядлар қолади, лекин чапда кучланганлик вектори оқими ўрнига S сиртдан ўтувчи силжиш вектори оқими туради. Бу Гаусс теоремасини умумий интеграл кўринишидир.

Силжиш векторининг хоссалари.

Изотроп диэлектриклар учун кутбланиш вектори каби силжиш вектори майдон кучланганлигига пропорционалдир. Ҳақиқатда ҳам (5.7) ни (5.14) га қўйсак қуйидагига эга бўламиз:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}, \quad (5.16)$$

$\varepsilon = 1 + \chi$ катталикка модданинг нисбий диэлектрик сингдрувчанлиги дейилади.

Ҳамма вақт $\chi > 0$ бўлгани учун $\varepsilon \geq 1$ катта ҳар қандай диэлектрик учун $(1+\chi)$ ни ҳисобга олсак, $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ векторлар ўртасидаги боғланиш, (5.16) формулага кўра қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (5.17)$$

Электр силжиш вектори ҳам кучланганлик вектори сингари фазонинг ҳар бир нуктасида вектор майдонини ҳосил қилади. (5.17) га кўра фазонинг ҳар бир нуктасида $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ векторларининг йўналиши мос келади. Шунинг учун $\vec{D}$ векторнинг чизиқлари форма жиҳатдан кучланганлик чизиқлари билан мос келади. $\vec{D}$ вектор чизиқлари учун ҳам қуйуқлик ҳақидаги шартни қўлласак (чизиқлар сони сон жиҳатдан $\vec{D}$ нинг қийматига тенг) биз кўрамизки, (5.12) га кўра $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ векторининг чизиқлар зичлиги бир хил эмасдир: улар бир -биридан ε_0 ε кўпайтмага фарқ қилади.

$\vec{D}$ вектор чизиғининг энг муҳим хоссаси шундаки, у нафақат зарядланган жисмлардан ташқарида, балки кутбланган зарядлар бор жойда

хам узлуксиз бўлади, улар узулишга эга бўлади, яъни фақат эркин зарядлардагина бошланади ва тугайди, у вақтда кучланганлик чизиқлари барча зарядларда (хоҳ эркин , хоҳ қутбланган) узулишга эга бўлади.

Вакуумнинг исталган нуқтасида $P=0$ ва (5.13) га кўра, $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$, яъни жисмдан ташқарида силжиш вектори ϵ_0 кўпайтгичга кучланганлик вектори билан мос келади. Диэлектрик ичида $\mathbf{D}$ векторнинг физик маъноси қуйидаги теорема билан аниқланади: *агар диэлектрик бир жинсли бўлса ва бутунлай эквипотенциал сиртлар орасидаги фазони бутунлай тўлдирса, у вақтда диэлектрикнинг ичида*

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}^{\text{эрк}}, \quad (5.18)$$

Силжиш вектори ϵ_0 кўпайтгичгача фақат эркин зарядлар ҳосил қилган майдон кучланганлиги билан мос келади. Формула (5.18) да (5.17) ҳисобга олсак, диэлектрик ичида

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}^{\text{эрк}}}{\epsilon} \quad (5.19)$$

Исбот қилиш мумкинки, қутбланган зарядлар диэлектрик сиртида шундай тақсимланадики, уларнинг ҳосил қилган майдони диэлектрик ичида нолдан фарқ қилади. Шунинг учун диэлектрикни киритиш эркин зарядларнинг дастлабки тақсимланишини ўзгартирмайди, уларнинг майдони (5.19) формула бўйича диэлектрикка киритилган $E^{\text{эрк}}$ майдонга тенгдир. () формула шуни билдирадики, эквипотенциал сиртлар орасидаги фазони бир жинсли диэлектрик билан тўлдирилганда, бу соҳада кучланганлик ϵ марта камаяди.

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\varepsilon}, \quad (5.20)$$

Бу ерда диэлектрикнинг ичидаги исталган иккита нуқтаси орасидаги потенциаллар айирмаси ҳам ε марта камаяди. (3.12), (3.2) ва (5.20) формулаларни ҳисобга олсак,

$$\varphi(A) - \varphi(B) = \int_A^B E_Q dl = \int_A^B \frac{E_l^{(0)}}{\varepsilon} dl = \frac{1}{\varepsilon} \int_A^B E_l^{(0)} dl = \frac{\varphi_{(A)}^{(0)} - \varphi_{(B)}^{(0)}}{\varepsilon} \quad (5.21)$$

Иккита диэлектрик чегарасида индукция чизикларининг
синиш қонуни.

Эркин зарядларнинг кучланганлиги E_0 диэлектрик чегарасида қандайдир бурчак ташкил қилсин. Чегара боғланган сиртда зарядлар ҳосил бўлади: биринчи диэлектрикда -

$+\sigma_1^1$ ва $-\sigma_1^1$ заряд зичлик, иккинчида $+\sigma_2^1$ ва $-\sigma_2^1$ сирт заряд зичликлар. $+\sigma_1^1$ ва $-\sigma_1^1$ сирт зарядлар биринчи диэлектрикда

$E_1^1 = -4\pi\sigma_1^1$ майдонни, $+\sigma_2^1$ ва $-\sigma_2^1$ заряд иккинчи диэлектрикда

$E_2^1 = -4\pi\sigma_2^1$ майдон кучланганликларини ҳосил қилади. Икки муҳит

чегарасида кучланганликнинг нормал ва тангенциал ташкил этувчилари учун қуйидаги чегаравий шартлар мавжуд:

$$E_{1+} = E_{2+}, \quad (5.22)$$

яъни диэлектрик чегарасидан ўтганда майдон кучланганлигининг тангенциал ташкил этувчилари узлуксиз бўлади. Нормал ташкил этувчилар эса бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтганда узилишга эга бўлади.

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}, \quad (5.23)$$

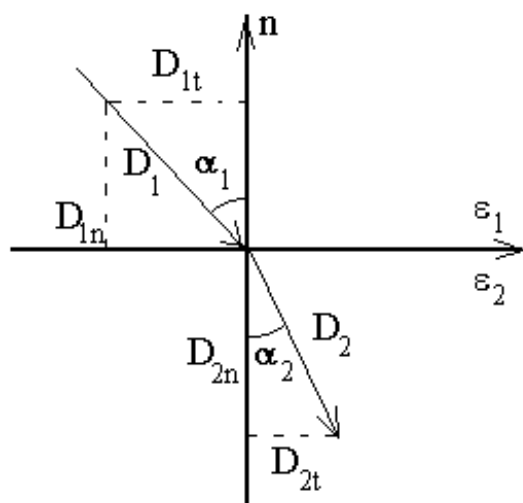
бу ерда ε_1 ва ε_2 - биринчи ва иккинчи муҳитнинг электр сингдрувчанлиги. () ва () ларга $\mathbf{E}$ векторнинг чегаравий шартлари дейилади. $\mathbf{E} = \mathbf{D}/\varepsilon$,

$$\frac{D_{1+}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{2+}}{\varepsilon_2}, D_{1n} = D_{2n} \quad \text{муносабатга кўра электростатик}$$

индукция вектори $\mathbf{D}$ учун ҳам куйидаги чегара шартлар ўринли бўлади:

$$, \quad (5.24)$$

Индукция векторининг нормал ташкил этувчиси икки диэлектрик чегарасидан ўтганда узлуксиз бўлади, тангенсиал ташкил этувчилари эса узилишга эга бўлади.



Биринчи диэлектрикда D_1 индукция векторининг нормал билан ташкил қилган бурчагини α_1 билан, иккинчи диэлектрикда D_2 нинг нормал билан ташкил қилган бурчаги α_2 бўлсин. D_1 ва D_2 ни ташкил этувчиларга ажратамиз (расм 34). Расмда

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}}, \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}},$$

бундан,

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} \cdot \frac{D_{2n}}{D_{1n}},$$

юқоридаги чегаравий шартни ҳисобга олсак, куйидаги натижага эга бўламиз:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (5.25)$$

Расм 34.

Бу муносабат икки диэлектрик чегарасида индукция ва кучланганлик чизиқларининг синиш қонунини ифодалайди.

Кристалларнинг диэлектрик хусусияти.

Кристалларнинг қутбланиши майдон кучланганлигининг кристаллографик ўққа нисбатан йўналишига қараб турлича бўлиши мумкин. Бу ҳолда қутбланиш вектори **P** нинг йўналиши **E** векторнинг йўналиши билан мос келмайди, демак, **P** ва **E** векторлар орасидаги боғланишни содда муносабат (5.7) билан ифодалаб бўлмайди. χ ўрнига тўққизта χ_{ik} катталиқ киритилади ва **P** ва **E** векторларининг координата ўқлари бўйича ташкил этувчилари ўртасида қуйидаги боғланиши ўринли бўлади:

$$\begin{aligned} P_x &= \chi_{xx} E_x + \chi_{xy} E_y + \chi_{xz} E_z \\ P_y &= \chi_{yx} E_x + \chi_{yy} E_y + \chi_{yz} E_z \quad , \quad (5.26) \\ P_z &= \chi_{zx} E_x + \chi_{zy} E_y + \chi_{zz} E_z \end{aligned}$$

Шунингдек, электростатик индукция вектори **D** вакучанганлик вектори **E** ўртасидаги боғланиш ҳам тензор характериға эға бўлади.

Кристалл жисмларнинг панжараларида заррачаларнинг жойлашиши махсус эффектларнинг ҳосил бўлишиға олиб келади, бу эффектлардан бириға Пьезоэлектрик эффект деб аталади: бу эффектнинг моҳияти қуйидагичадир баъзи бир кристаллар (масалан кварц, турмалин, сегнет тузи ва ҳоказо) механик деформацияланганда (уни сиққанда ва чўзганда) унинг ёқларида қарама- қарши ишорали электр зарядлари пайдо бўлади. Сегнет тузларда бу эффект жуда кучли. Тўғри Пьезоэффектдан ташқари тескари Пьезоэффект ҳам мавжуд бўлади. Агар кристаллни ташқи электр майдонға жойлаштирсак унинг ўлчамлари ўзгаради. Тўғри ва тескари Пьезоэффектлар техникада кўп қўлланилади.

Назорат саволлари.

1. Диэлектрикларнинг тузилиши.
 2. Электр майдони диполга қандай таъсир қурсатади?
 3. Қутбланган ва қутбланмаган молекуладан иборат бўлган диэлектрикнинг қутбланишида қандай фарқ бор?
 4. Қутбланиш вектори қандай физик маънога эга?
 5. Электр силжиш вектори, қучланганлик вектори ва қутбланиш векторлари ўртасида қандай боғланиш бор?
 6. Қутбланган заряд билан қутбланиш вектори орасида қандай боғланиш бор?
 7. Диэлектрик учун Гаусс теоремасининг қурилиши қандай бўлади?
 8. Нисбий диэлектрик сингдирувчанлик билан мухитнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги ўртасида қандай боғланиш бор?
 9. Сегнетоэлектриклар ва уларнинг бошқа диэлектриклардан фарқи нима?
 10. Каттик жисмларнинг қутбланишининг оддий диэлектриклардан фарқи?
- Тўғри ва тескари пьезоэлектрик эффект нимадан иборат?

6- Маъруза.

ДОИМИЙ ЭЛЕКТР ТОКИ ВА УНИНГ ҚОНУНЛАРИ.

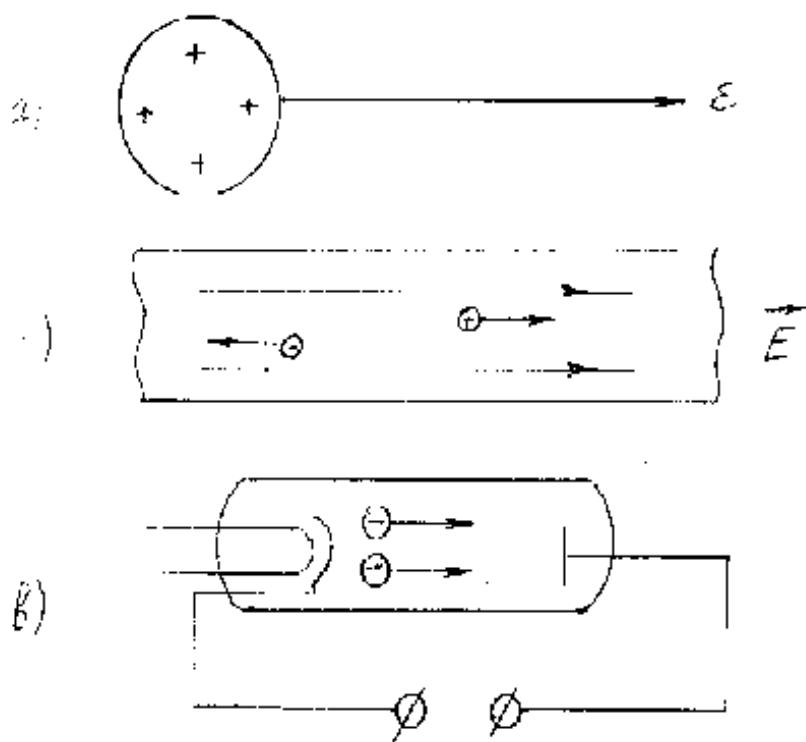
Режа:

1. Электр токи ҳақида умумий тушунча.
2. Ток кучи ва ток зичлиги.
3. Бегона кучлар ва уларнинг ҳосил бўлишининг сабаблари, электр юритувчи куч, потенциаллар айирмаси ва кучланиш.
4. Доимий ток қонунлари.
5. Ом ва Жоуль-Ленц қонунларининг дифференциал формаси.
6. Тармоқланган доимий электр токи учун Кирхгоф қонунлари.

Таянч сўз ва иборалар: ток турлари, ток ташувчилар, траектория, ток зичлиги вектори, ток зичлиги векторининг оқими, электр юритувчи куч, бегона кучлар, кучланиш, қаршилик, Ом қонуни, Жоуль-Ленц қонуни, тармоқланган занжирлар, тугунлар, ёпиқ контур.

1. Электр токи ҳақида умумий тушунча ва токларнинг турлари.

Электр токи деб, электр зарядларининг тартибли ҳаракатига айтилади. Электр токига берилган бу таъриф бир томонлама бўлиб электр токининг умумийлигини ҳисобга олинмайди. Маълумки, бу вақтда турли хил ҳоллар бўлиши мумкин. Масалан, қандайдир жисмни зарядлаймиз, яъни унга электр заряди берамиз ва уни фазода кўчирамиз. Бу вақтда электр заряди макроскопик жисм билан бирга ҳаракат қилади (расм 35а). Бундай токка конвекцион ток деб аталади.



35 расм

Энди ташқи электр майдонида жойлашган ўтказгични қарайлик. (расм 35б) Ўтказгич ичида жойлашган электр зарядининг ҳаракати қуйидагича бўлади: мусбат зарядлар майдон бўйича, манфий зарядлар эса майдонга қарама-қарши бўлади. Бундай микроскопик заряднинг ҳосил қилган токига ўтказувчанлик токи деб аталади. Маълумки, электрон лампада (расм 35 в) микроскопия электр зарядлари бўшлиқдаги ҳаракати туфайли электр токини ҳосил қилади. Бундай токка вакуумдаги ток деб айтилади.

Сизга маълумки, электромагнит индукция ҳодисасидан берк контурда ҳосил бўлган токка — индукцион ток деб айтилган эди. Бу ерда индукцион токнинг пайдо бўлиши ўтказгичдаги эркин электроннинг кристалл панжарада маҳкамланган мусбат зарядга нисбатан ҳаракати туфайли пайдо бўлади (расм 35 г).

Юқорида келтирилган мисоллар электр токига умумий таъриф бериши кераклигини тақазо этади. Электр токи деб, моддадаги мусбат ва манфий зарядларнинг қарама-қарши томонга ёки улардан бирининг қўзғалмас

ҳисобланган иккинчисига нисбатан ҳаракати ёки бу иккита заряднинг бири-бирига нисбатан ташки куч таъсиридаги ҳаракатига айтилади.

Шундай қилиб курамизки, электр зарядини жуфт заряд ҳосил қилади. Биз электрстатика қисмида бир-биридан маълум масофада жойлашган иккита нуқтавий зарядни диполь деб атаган эдик. Диполнинг асосий характеристикаси унинг моменти эди: $p = l q$ бу ерда l мусбат ва манфий зарядларни бирлаштирувчи масофа, q — мусбат ва манфий зарядларнинг абсолют қиймати. Агар диполь учларининг қўзғалмас нуқта O га нисбатан радиус векторларни r_1 ва r_2 белгиласак, $\mathbf{l} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ У вақтда диполнинг электр моментининг ўзгаришини қўйидагича ёзиш мумкин:

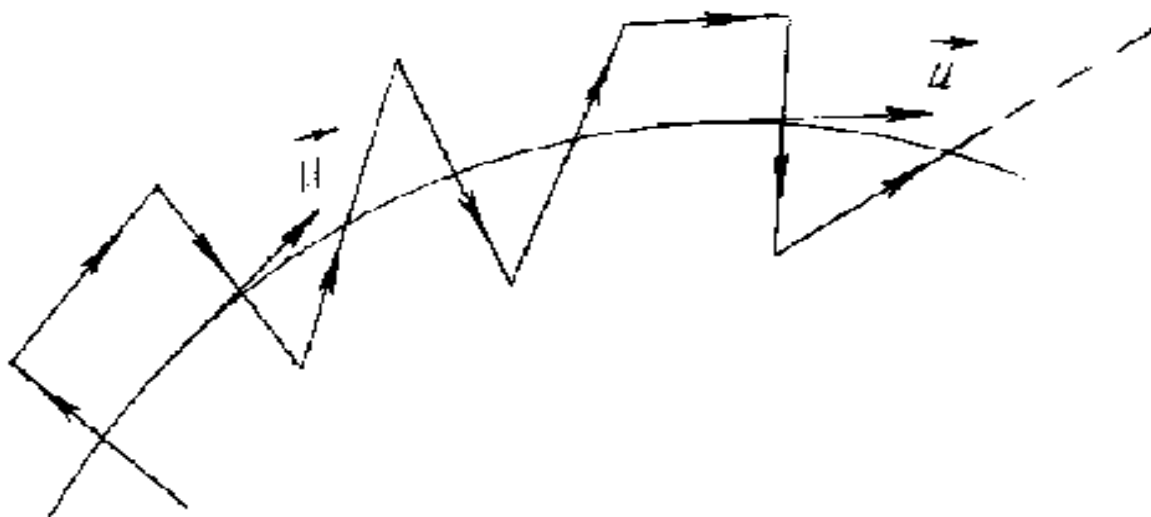
$$(d\mathbf{p}/dt) = e(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1) = e_1\mathbf{v}_1 + e_2\mathbf{v}_2 \quad (6.1)$$

Бу ерда $\mathbf{v}_1$ ва $\mathbf{v}_2$ иккита заряднинг тезлигининг абсолют қиймати, $\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ - нисбий тезлик. Ток кучининг бундай формуласи, яъни уни диполь моментининг вақт бўйича ўзгариши ёки қутбланиш векторининг вақт бўйича ўзгариши деб ёзиш электр токининг реал таърифига яқин бўлади ва методологик жиҳатдан тўғри бўлади. Биринчидан, диполнинг барча моддаларда мавжудлигини ҳисобга олинса, иккинчидан механик аналогияга мос келади. Маълумки, механикада массанинг тезликга кўпайтмасига импульс деб атаган эдик. Агар диполь моменти билан унинг ўхшашлигини олсак, m ўрнига q келади, v ўрнига l келади. Демак, электр токини электр ҳаракат импульсининг вақти бўйича ўзгариши деб қараш мумкин. Бу эса Ньютоннинг иккинчи қонунининг импульс орқали ёзилишининг ўзгинасидир. Ток кучининг импульсининг ўзгариши орқали ифодалаш магнит майдоннинг характеристикасини вектор потенциал орқали ифодалашда ўз аксини топади. Бу ҳақда биз магнит майдоннинг вектор потенциалига бағишланган мавзуда тухтаб ўтамиз (маъруза №12).

Биз техник жиҳатдан жуда кўп қўлланишга эга бўлган ўтказувчанлик токининг қонунларини қараб чиқамиз. Электр токини ўтказадиган моддаларга ўтказгич дейилади. Ўтказгичнинг асосий белгиси унда зарядланган заррача -ток ташувчиларнинг бўлишидир, яъни ташқи майдон

таъсирида ўтказгич бўйлаб ҳаракатини ҳосил қилишидир. Ўтказгичлар: металллар, ярим ўтказгичлар, баъзи-бир суюқликлар, (электродитлар), маълум шароитда газлар ҳам бўлиши мумкин.

Ўтказгичдан ток ўтганда алоҳида ток ташувчиларнинг траекториясини схематик равишда синиқ чизиқ билан тасвирлаш мумкин. (расм 36). Ток ташувчилар хаотик ҳаракатда бўлади ва шу билан бирга унга таъсир қилувчи куч томонга тартибли ҳаракат ҳам қилади. Электр токини макроскопик жиҳатдан тасвирлаганда иссиқлик ҳаракатини ҳисобга олмаслик ҳам мумкин, чунки у заряднинг систематик кўчишига унча ҳалақит бермайди ва траектория бўйича ёки ток чизиқлари бўйича V тезлик билан ҳаракатини



қарасак етарли бўлади.

Расм 36

Электр токи доимий дейилади, агар ток ташувчиларнинг ҳаракати стационар бўлса, яъни ток ташувчиларнинг тартибли ҳаракати ўзгармас бўлса, у ҳолда ток чизиқларининг манзараси ҳам ўзгармай қолади.

2. Ток кучи ва ток зичлиги. Ўтказгич ичида қандайдир S сиртни қараймиз. Қисқа вақт ичида, t ва $t + \Delta t$ вақт мобойнида бу сирт орқали Δq заряд ўтсин, у вақтда ток кучини қуйидагича аниқланади:

$$J = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (6.2)$$

Бу нисбатга S сирт орқали ўтаётган ток кучи дейилади.

Агар S сирт орқали ўтган зарядни вақтнинг функцияси $q(t)$ деб қарасак, у вақтда (6.2) га кўра ток кучи заряднинг вақт бўйича ҳосиласига тенгдир:

$$I = dq / dt \quad (6.3)$$

Демак, ток кучи сон жиҳатдан қаралаётган сиртдан вақт бирлиги ичида ўтган заряддир. Доимий токда $q(t)$ вақтга пропорционал, шунинг учун (6.3) формуладаги ҳосила ўрнига исталган вақт ичида утган заряднинг шу вақтга нисбати олинади:

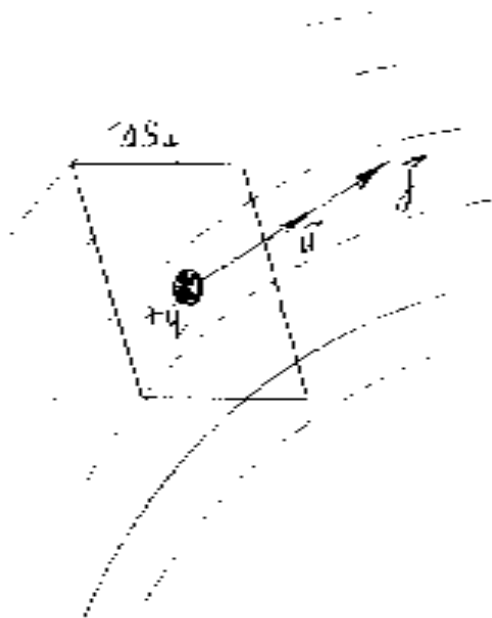
$$I = q / t \quad (6.4)$$

Ток кучи алгебраик катталиқдир. Ўтказгич бўйича иккита йўналишлардан бирини мусбат деб, ток кучига мусбат ишора, агар мусбат ташувчилар шу йўналишда ҳаракат қилсалар (ёки манфий қарама-қарши) ва манфий ишора - акс ҳолда. Ток кучининг ўлчов бирлиги СИ системасида ампер бўлиб, бу ҳақда магнит майдони мавзусида (№8) алоҳида тўхталамиз.

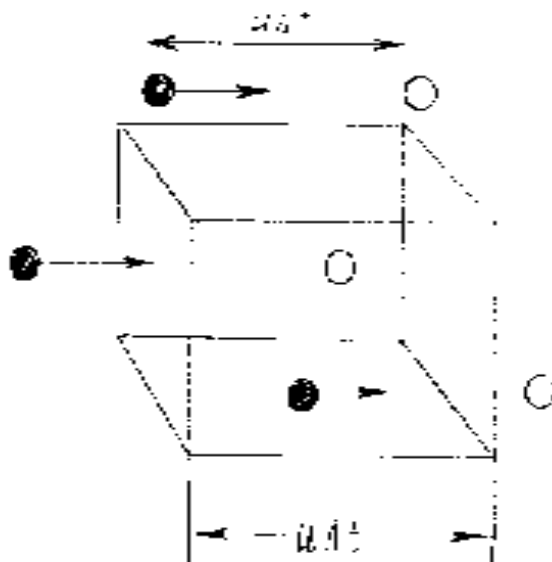
Кўпгина ҳолларда ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан ўтган тўла ток кучини билиш етарли бўлмайди, шунинг учун ўтказгич кесими бўйича токнинг тақсимланишини билиш керак бўлади. Шу мақсадда ток зичлиги вектори деган катталиқ киритилади. Ток зичлиги деб, шундай векторга айтиладики, унинг катталиги ток чизиқларига перпендикуляр бўлган бирлик юзадан ўтган ток кучига тенг бўлиб, йўналиши мусбат ток ташувчиларининг тартибли ҳаракат йўналиши билан мос келади. (расм 37)

Агар ток чизиқларига перпендикуляр бўлган юза $\Delta S_{\perp}$ га ΔI ток кучи тўғри келса, у вақтда таъриф бўйича, биз ток зичлиги вектори катталиги учун қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$\mathbf{j} = \Delta I / \Delta S_{\perp} \quad (6.5)$$



Расм 37



Расм 38

Ток зичлигини ток ташувчилар концентрацияси n_0 ва тартибли ҳаракат тезлиги u орқали ифода қилиш мумкин. Расм 38 дан кўринадик, кичик $\Delta S_{\perp}$ юза орқали Δt вақт ичида фақат шунча ток ташувчилар ўтадики, агар t вақт ичида асоси $\Delta S_{\perp}$ ва баландлиги $u\Delta t$ бўлган тўғри параллело-пипедда жойлашган ташувчиларгина (бошқа ташувчилар юзага етмаслиги, у ёки унинг яқиндан ўтиб кетиши мумкин) жойлашган бўлади. Бу ташувчилар сонини $n_0 u \Delta t \Delta S_{\perp}$ ни алоҳида ток ташувчи зарядга кўпайтирсак, $\Delta S_{\perp}$ сиртдан Δt вақт ичида ўтган заряд $q n_0 u \Delta t \Delta S_{\perp}$ га тенг бўлади. Буни Δt га бўлсак, $\Delta S_{\perp}$ орқали ўтган ток кучи ΔI ни топамиз: $\Delta I = q n_0 u \Delta t \Delta S_{\perp}$. Бу ифоданинг иккала томонини $\Delta S_{\perp}$ га бўлсак, ток зичлиги учун қуйидаги катталик келиб чиқади:

$$j = q n_0 u \quad (6.6)$$

Б у формуланми вектор кўринишида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathbf{j} = q n_0 \mathbf{u} \quad (6.7)$$

Агар ток ташишда мусбат ва манфий зарядлар иштирок этса, у вақтда унга тегишли ток зичлиги:

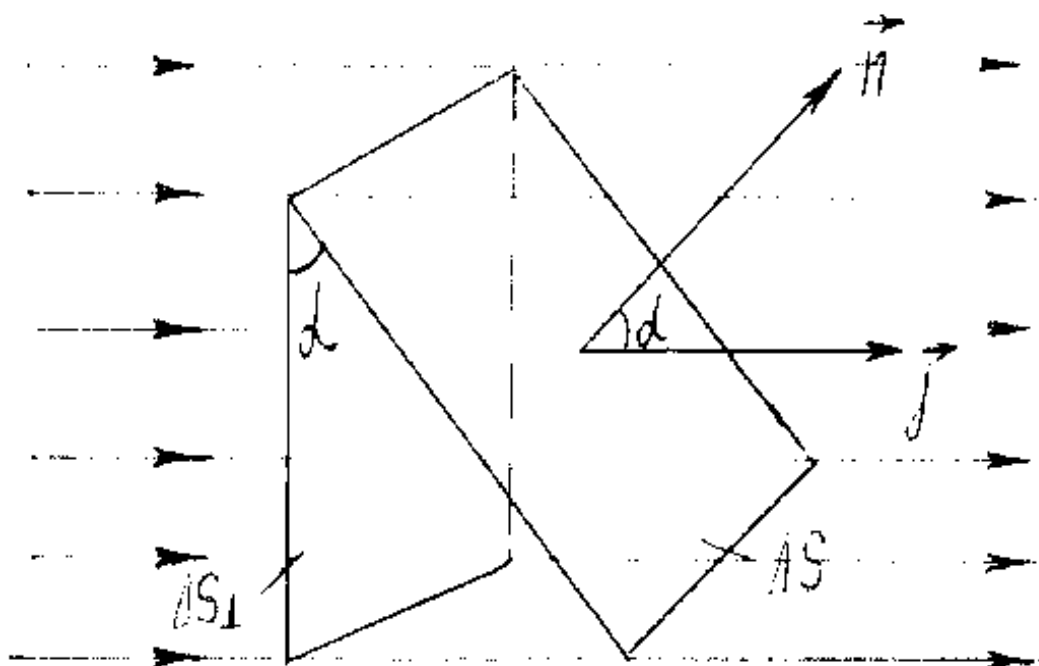
$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_+ + \mathbf{j}_- = q_+ n_0 \mathbf{u}_+ + q_- n_0 \mathbf{u}_- \quad (6.8)$$

Ҳар қандай ихтиёрий сирт S орқали ўтган ток кучи ток зичлиги векторининг шу сирт орқали ўтган оқимига тенг:

$$\mathbf{I} = \int_S \mathbf{j}_n d\mathbf{s} \quad (6.9)$$

Бу формулани исбот қилиш мумкин. Бунинг учун энг аввало, ΔS кичик сирт орқали ўтган ток кучи ΔI ни топамиз. (Расм 39)

Бу ток кучи равшанки, $\Delta S_{\perp}$ юзачадан, ΔS нинг ток чизиқларига перпендикуляр бўлган проекциясидан ўтувчи ток кучига тенг. Шунинг учун, буни ҳисобга олсак, қўйидаги муносабатга эга бўламиз:



Расм 39

Расм 39 дан кўринадики, $\Delta S_{\perp}$ ва j_n қўйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta S_{\perp} = \Delta S \cos \alpha \quad \text{va} \quad j_n = j \cos \alpha$$

$$\Delta I = j \Delta S_{\perp} = j \Delta S \cos \alpha = j_n \Delta S \quad (6.10)$$

Бу ток кучи сиртнинг барча кичик элементлари бўйича (S сирт фикран ΔS га алоқисини) қўйидаги (6.10) қўйидаги муносабатга, (6.9) келиб чиқади.

Бу формулани ҳисобга олиб, заряднинг сақланиш қонунини қўйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dQ}{dt} = -\oint_S j_n ds \quad (6.11)$$

Бу ифоданинг дифференциал кўриниши қуйидагича бўлади:

$$(d\rho/dt) + \text{div}(\mathbf{j}) = 0 \quad (6.12)$$

Биз юқорида келтирган ифодалар ўтказувчанлик токи учун қараган эдик. Бизга маълумки ўтказувчанлик токидан ташқари қутбланиш ва силжиш токлари ҳам мавжуддир. Биз юқорида келтирган ифодалар қутбланиш ва силжиш токи учун ҳам ўринли эканлигини кўрсатиш мумкин.

Доимий ток умумий қоидага бўйсунди, ўтказгичнинг исталган кесимидан бирхил ток оқади, ёки бошқача айтса ҳажмда тақсимланган доимий токда, ток зичлиги i ҳеч қандай манбага эга эмас деб қаралади. Агар қаердадир манба бўлса, у ерда заряд зичлигининг вақт бўйича ўзгариши рўй беради, демак E нинг ўзгариши рўй беради. Шунинг учун доимий токда қуйидаги шарт ўринлидир:

a) $\text{div } \mathbf{i} = 0$

б) $\oint \mathbf{i}_n \, dl = 0$ узлуксиз

Шундай қилиб, иккита ўтказгич чегарасида иккита чегара шартига эга бўламиз: σE нормал ташкил этувчининг узлуксизлиги ва E нинг тангенциал ташкил этувчисининг узлуксизлиги. Бундан келиб чиқадики, доимий токда ток чизиқлари электр ўтказувчанликлари σ_1 ва σ_2 бўлган иккита ўтказгич чегарасида, худди диэлектрик доимийлиги ϵ_1 ва ϵ_2 бўлган икки изолятор чегарасида индукция чизиқларининг силжиш қонуни қаби бўлади, агар $\epsilon_1:\epsilon_2 = \sigma_1:\sigma_2$ бўлса. Доимий бўлмаган ток, масалан, юқорида қараган конденсаторнинг разрядланишида ҳам рўй беради, умумий ҳолда, у заряд зичлигининг вақт бўйича ўзгариши билан боғлиқдир. Гаусс теоремасига асосан бу боғланиш қуйидагича бўлади. $\text{div} \mathbf{J} = -d\rho/dt$

Иккинчи томондан, $4\pi\rho = \text{div} \mathbf{D}$ ни ҳисобга олсак, вақт бўйича узгарувчи ток кучи қуйидаги ифодага тенг бўлади:

$$\text{div} \mathbf{J} = (-d\mathbf{D}/dt) / 4\pi$$

Агар $\mathbf{C} = \mathbf{i} + (d\mathbf{D}/dt)/4\pi$ (а) ни киритсак, у вақтда қуйидаги шарт бажарилади. $\text{div}\mathbf{C}=0$ $\mathbf{C}_n - \text{óçëöêñèç} \div \text{ããàðääà}$. Ўтказувчанлик токи қўшимча силжиш токи орқали: $(d\mathbf{D}/dt)/4\pi$ тўлдирилади. Бу тўла токни Максвелл киритган. Кейинчалик кўрамизки, у электродинамикада асосий ҳисобланади. Бу тушунчани қўлланишига энг содда мисол сим билан қисқа туташтирилган ясси конденсатор бўлади. Симдан ўтган силжиш токи: $I = dq/dt$ конденсатор қопламаларида тугайди. Иккинчи томондан, S - пластина юзаси бўлса ва σ - заряднинг сирт зичлиги бўлса, у вақтда изолятор ичида силжиш мавжуд бўлади.

$$D = 4\pi\sigma = 4\pi q/S$$

Ўтказгичдан I ток утганда $\mathbf{D}$ шундай узгарадики, натижада изолятордаги тула силжиш токи $S(-dD/dt)/4\pi = dq/dt = I$ бўлади.

Демак, изолятордаги силжиш токи, ўтказгичдаги ўтказувчанлик токи катталигида бўлади., яъни ўтказувчанлик токи ўзининг давомини силжиш токида топади. (а) га умумий талқин бериш учун ҳар қандай жисм учун бир вақтда электр ўтказувчанлик σ ва диэлектрик доимийлик ϵ ёзиш керак. У вақтда (а) ифода қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathbf{C} = \sigma\mathbf{E} + (\epsilon/4\pi)(d\mathbf{E}/dt)$$

Бу ифодани иккала томонини $\mathbf{E}$ га купайтирсак $\mathbf{E}$ майдоннинг вақт бирлиги ва ҳажм бирлиги ичида бажарган иши:

$$CE = \sigma E^2 + d(\epsilon E^2/8\pi dt)$$

Ўнг томондан у Жоуль иссиқлиги σE^2 сифатида ва майдон энергиясининг ошиши сифатида намоён бўлади.

Силжиш токи $(d\mathbf{D}/dt)/4\pi$ иккита турли хил элемент учун қуйидагича:

$$(d\mathbf{D}/dt)/4\pi = (d\mathbf{D}/dt)/4\pi + d\mathbf{P}/dt$$

яъни бўшлиқдаги силжиш токи ва қутбланиш токидан иборат бўлади.

Қутбланиш вектори $\mathbf{P}$ нинг вақт бўйича ўзгариши ҳам ток зичлиги сифатида намоён бўлади. Шундай қилиб, янги элемент бу бўшлиқдаги силжиш токи $(d\mathbf{D}/dt)/4\pi$ дан иборат бўлади. Бўшлиқда ҳам диэлектрикдаги

каби манфий ва мусбат зарядлар мавжуд ва улар бир бири билан квази-эластик кучлар билан боғланган ва шунга асосан $(d\mathbf{D}/dt)/4\pi$ векторни бўшлиқни қутбланиши деб талқин қилинади. Шу асосда эфир электродинамика назарияси келиб чиқади ва у назарияни ривожлантириш катта роль ўйнайди. Лекин фақат қутбланиш токи ҳақиқий заряд ташувчи эканлигини исбот этамиз. Шунинг учун, агар тўла ток (манбага эга бўлмаган) ни қуйидагича ёзиш мумкин.

$$(d\mathbf{D}/dt)/4\pi = (d\mathbf{E}/dt)/4\pi + d\mathbf{P}/dt$$

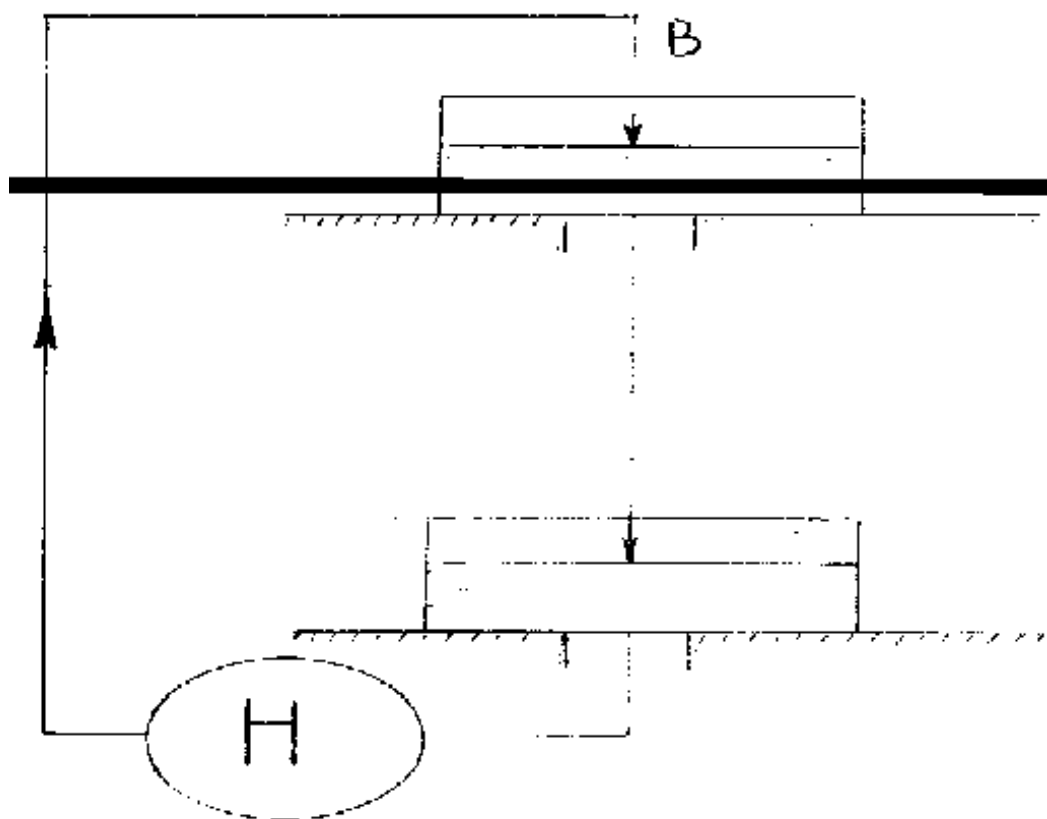
У вақтда биринчи икки ҳад ҳақиқатда зарядларни ҳақиқий ташувчи, учинчи ҳад эса, манбага эга бўлмаган майдон орқали тўлдирилади.

Бегона кучлар, электр юритувчи куч ва кучланиш.

Ўтказгичда электр токи ҳосил қилиш учун унда электр майдони ҳосил қилиш керак. Бу майдон ток ташувчиларга таъсир қилиб, уларнинг тартибли ҳаракатини ҳосил қилади. Равшанки, доимий ток олиш учун фақат электростатик кучларнинг бўлиши етарли эмас, чунки биз биламизки, уларнинг таъсирида заряд ўтказгич сирти бўйича текис тақсимланади, чунки ўтказгич ичида майдон бўлмайди. Иккинчи томондан, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, доимий ток занжирдан узлуксиз равишда иссиқлик ажралиб туради. Ўтказгичларнинг ички энергияси ундан ток ўтганда ўзгармайди, иссиқлик ажралиб чиқиши зарядни қандайдир бошқа кучлар томонидан кўчирилган иш ҳисобидан амалга оширилади. Бу электростатик куч бўлмаслиги керак, чунки уларнинг электростатикадан маълумки, ёпиқ контур бўйича бажарган иши нолга тенг.

Шундай қилиб, доимий ток бўлиши учун занжирда қандайдир ноэлектр куч бўлиши керак - бу кучни бегона кучлар дейилади. Агар Кулон кучлари турли хил ишорали зарядларни қўшиб, уларнинг потенциални тенглаштиришга ва электр токини ўтказишда йўқотишга олиб келса, бегона кучлар эса турли хил ишорали зарядларни ажратади ва ўтказгич учларида потенциаллар айирмасини доимий сақлаб туради. Занжирда бегона кучларнинг қўшимча майдони электр энергияси манбалари (гальваник

элементлар, аккумуляторлар, термогенераторлар, электргенераторлари ва ҳокозо.) орқали амалга оширилади. Доимий ток занжирида бегона кучлар манбаининг бўлиши ҳар қандай ёпиқ гидравлик системада суюқликнинг доимий оқimini ҳосил қилувчи насос каби зарурдир. Бу жараёни сифат жиҳатдан тушунтиришда қуйидаги гидравлик занжирдаги ўхшашликдан



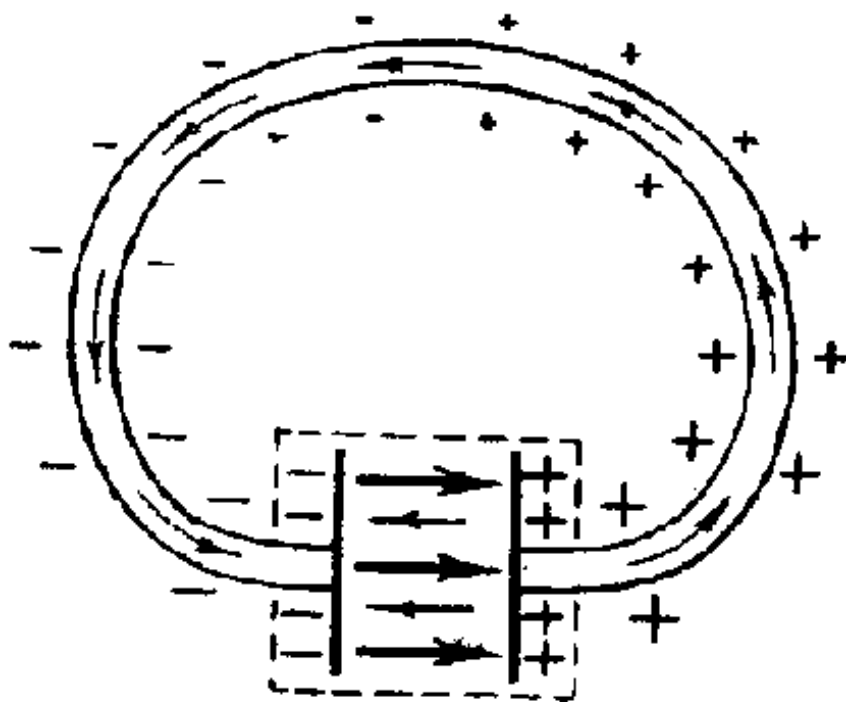
фойдаланиш мумкин.

Расм 40.

Юқоридаги расмда ёпиқ сув системасида А нуқтадан В нуқтагача сув насос Н томонидан ҳосил қилинган бегона кучлар таъсирида оғирлик кучига қарши ҳаракат қилади, В нуқтадан А нуқтагача у оғирлик кучи таъсирида ҳаракат қилади. Электр занжирида насос вазифасини электр энергия манбаи бажаради. Шу ҳисобдан ҳосил қилинган бегона кучларнинг майдони электр зарядини электр энергия манбаи ичида электростатик майдон кучига қарши иш бажариш ҳисобидан ҳосил бўлади. Натижада ташқи занжирнинг учларида потенциаллар айирмаси доимий ушлаб турилади ва занжирда доимий ток оқади.

Хозиргача мавжуд бўлган ўқув қўлланмаларида бегона кучларнинг келиб чиқишининг физик сабаби сифат жиҳатидангина изоҳланиб, унинг ҳақиқий физик маъноси етарлича ёритилмаганлиги учун, ушбу маърузада биз уни алоҳида қараб чиқмоқчимиз.

Бу кучлар заряддан ташқи занжир бўйлаб заряднинг тақсимланишини ҳосил қилиши керакки, натижада ўтказгич ичида электр майдони нолдан фарқ қилсин ва улар шундай хоссага эга бўлиши керакки, уларнинг ёпиқ контур бўйича бажарган иши нолга тенг бўлмаслиги керак. Одатдаги доимий ток занжирларида бегона кучлар ток манбаининг ичида (галваник элемент, аккумулятор) бўлади ва химиявий табиатга эга бўлади, а ташқи занжирда ток ташувчилар фақат электростатик куч таъсирида ҳаракатда бўлади. Кўрсатиш мумкинки, агар ўтказгич бир жинсли бўлса зарядлар ташқи занжирда ўтказгич сирти бўйича тақсимланади. Доимий ток манзараси 41 расмда тасвирланган. Бу ерда юпқа чизиқлар электр майдон кучланганлигини, қалин чизиқлар - бегона кучлар кучланганлигини билдиради. Бегона кучларни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун электр



юритувчи куч деб аталадиган физик катталиқ киритилади ёки у қисқача Э.Ю.К. деб ҳам юритилади. Электр юритувчи куч деб, бегона кучларни зарядни кучиришда бажарган иши A ни шу заряд q га

нисбатига айтилади.

Расм 41.

$$E = A/q \quad (6.13)$$

Бундан келиб чиқадики, ЭЮК сон жиҳатдан бирлик мусбат зарядни занжир бўйлаб кўчиришда бажарилган ишга тенгдир. Бегона кучлар майдон кучланганлиги E^6 мусбат зарядга таъсир қилувчи куч билан аниқланади:

$$E^6 = F^6/q \quad (6.14)$$

Занжирнинг ВС қисмидаги бегона кучларнинг бажарган иши электростатикадагига ўхшаш бўлиб, бу участкада таъсир қилувчи ЭЮК:

$$E = \quad (6.15)$$

Кучланиш деб, мусбат зарядни бошланғич (В) ҳолатдан охирги (С) ҳолатга кўчирганда бажарилган барча ишлар йиғиндисига айтилади. Умумий ҳолда кучланиш участка бошланғич ва охирги ҳолат нуқталарининг потенциаллар айирмасидан (электростатик кучлар иши) ва шу участкадаги ЭЮК йиғиндисидан (бегона кучлар иши) иборат бўлади:

$$U_{BC} = \varphi(B) - \varphi(C) + E_{BC} \quad (6.16)$$

Агар қаралаётган участкада бегона кучлар бўлмаса (одатда ток манбаи бўлмаган ҳол), у вақтда кучланиш потенциаллар айирмасига тенг бўлади:

$$U_{BC} = \varphi(B) - \varphi(C) \quad (6.17)$$

ЭЮК ва кучланишнинг таърифидан келиб чиқадики, бу иккала катталиқ ҳам бир хил ўлчамликка эга бўлиб, СИ системасида вольтда ўлчанади.

4. Доимий ток қонунлари. Иккита ҳолатни таъкидлаб ўтамиз. Биринчиси, доимий ток фақат ёпиқ занжирда оқади, акс ҳолда занжир узилган жойда зарядлар тўпланиб қолади. Бу эса вақт бўйича электр токининг ўзгаришига олиб келади, натижада ток ташувчиларнинг стационарлик ҳолати бузилади. Иккинчидан, ток кучи ҳар қандай ўтказгич кесимларида турлича бўлганда эди, шу кесма ўртасидаги участкада заряд тўпланиб қолар эди, бу яна ўз навбатида электр майдонининг ўзгаришига олиб келар эди, шу билан бирга токнинг стационар ҳаракати бузилар эди.

Энди доимий токнинг миқдорий қонунларига ўтамиз. Ом тажрибада аниқладики, доимий ток занжирининг бир қисми учун, бу участкада ЭЮК

бўлмаган ҳолда, ток кучи катталиги кучланишга пропорционал эканлигини кўрсатиб берди.

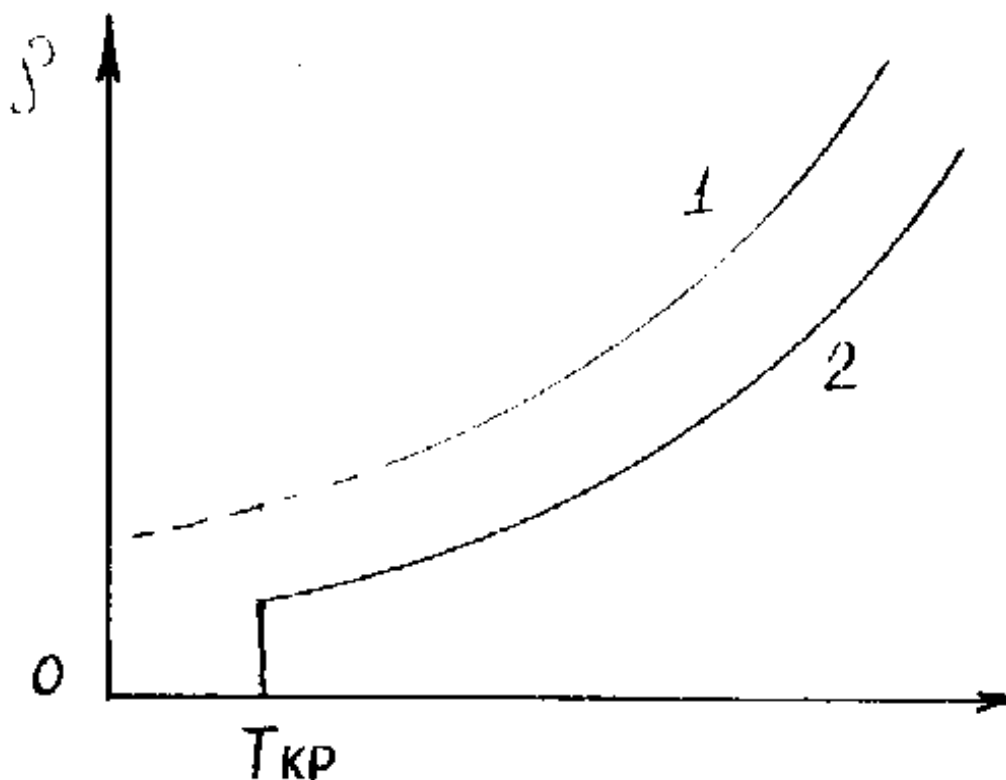
$$U=I \cdot R \quad (6.18)$$

Бу ерда R - пропорционаллик коэффиценти бўлиб, ўтказгичнинг физик хоссасига ва геометрик формасига боғлиқ бўлади ва унга ўтказгичнинг қаршилиги дейилади.

Цилиндрик формадаги бир жинсли ўтказгич қаршилиги, унинг узунлиги l га тўғри пропорционал бўлиб, ўтказгич кўндаланг кесим юзаси S га тесқари пропорционалдир:

$$R=\rho l/S \quad (6.19)$$

Бу ерда ρ коэффиценти бўлиб, сон жихатидан узунлик бирлигидаги цилиндрик ўтказгич қаршилигини билдиради. ($l=1\text{м}$, $S=1\text{м}^2$) унга ўтказгичнинг солиштирма қаршилиги дейилади. Унга тесқари катталиқ, $\sigma = 1 / \rho$ (6.20) га, модданинг электр ўтказувчанлиги дейилади. Солиштирма қаршилиқ ўтказгич температурасининг ошиши билан ошади, унча паст бўлмаган температураларда температурага тахминан пропорционалдир.



Расм 42.

Кўпгина металллар (симоб, қалай, алюминий, ва ҳ. ...) ва қотишмалар совитилганда қандайдир критик температурага ($T_{кр}$) етганда ўтаўтказувчанлик ҳолатига ўтилади. Бу ҳолатга ўтишнинг белгиси қаршиликнинг нолга тенг бўлиши билан баҳоланади, кейинги совутишларда ҳам ноль ҳолатда қолаверади (42 расмдаги 2-эгри чизик).

Критик температуралар қиймати 1911 йилларда, яъни Камерлинг Оннес даврида жуда паст эди. Бу қиймат 5К дан кичик эди. Аммо, 1986 йилда ўтаўтказувчанликнинг ривожланиши янги босқичга ўтди. Ута ўтказувчанлик температураси 80-100 К лар га кўтарилди. Бу янги кашфиёт учун Швейцариялик физикларга Нобель мукофоти берилди.

Жоуль-Ленц қонуни бўйича, доимий ток занжирининг участкасидан ток ўтганда узлуксиз равишда иссиқлик ажралиб чиқиб туради, бу иссиқлик миқдори участка қаршилигига, ток кучининг квадратига ва вақтга боғлиқдир. Демак, t вақт ичида ўтказгичдан ажралиб чиққан иссиқлик миқдори Q қуйидаги формула билан аниқланади:

$$Q = I^2 R t \quad (6.21)$$

Жоуль-Ленц қонуни ЭЮК га ва қаршиликка эга бўлган занжир учун Ом қонунини чиқаришга имкон беради. (энергиянинг сақланиш қонунинг натижаси сифатида). Ҳақиқатдан ҳам (6.21) ни ҳисобга олсак, ва уни q га бўлиб, топамизки, бирлик заряд ўтган вақтда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори сон жихатидан $I \cdot R$ га тенг бўлади. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра, бу иссиқлик бирлик зарядни кўчиришдаги барча кучларнинг ишига тенгдир:

$$I \cdot R = \varphi(B) - \varphi(C) + E \quad (6.22)$$

ЭЮКга эга бўлган занжир қисми учун чиқадиган Ом қонунидан бевосита тармоқланмаган ёпиқ занжир учун Ом қонуни келиб чиқади.

Агар формула (6.22) ни $\varphi(B) = \varphi(C)$ деб олсак, биз контурнинг дастлабки ҳолатига қайтган бўламиз. Тўла қаршиликни R деб белгиласак, ички қаршиликни r билан белгиласак, қуйидагига эга бўламиз

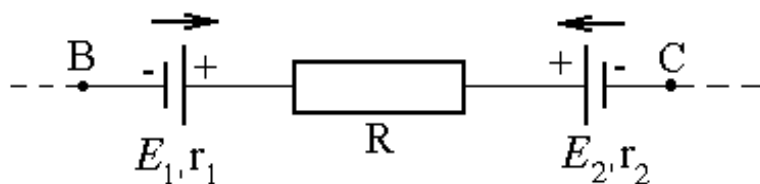
$$I(R + r) = E \quad (6.23)$$

(6.22) ва (6.23) формулалардаги йиғинди ЭЮК ни билдиради .

Ишоралар қондасини аниқлаймиз. Қандайдир ўраш йўналишини мусбат учун таклаймиз- бу бошланғич нукта В дан охирги нукта С йўналишни манбаи Э.Ю.К. га мусбат ишора, агар бегона кучларнинг кучланганлик йўналиши унда ўраш йўналиши билан мос келса ва манфий ишда акс ҳолда (бегона кучларнинг кучланганлиги йўналиши манба ичида манфий электродда мусбатга йўналган). Ток кучи ишораси мусбат зарядларнинг қаяққа йўналганлигига боғлиқ бўлади: ўраш мусбат йўналиш бўйича бўлса ($I>0$) ёки унга қарши ($I<0$) расмда кўрсатилган участка учун, бу ерда стрелкалар бегона кучларнинг манбадаги кучланганлигининг йўналиши кўрсатади. У вақтда Ом қонуни (6.22) қуйидагича ёзилади:

$$I(R+r_1+r_2) = \varphi(B)-\varphi(C) +E_1+E_2 \quad (6.24)$$

Агар R, r_1, r_2 ва $\varphi(B), \varphi(C), E_1, E_2$ ларнинг сон қийматларини қўйикганда $I>0$ бўлса, у вақтда ток мусбат йўналишига қарши оқади, яъни С (.) дан В(.)га ўтади.



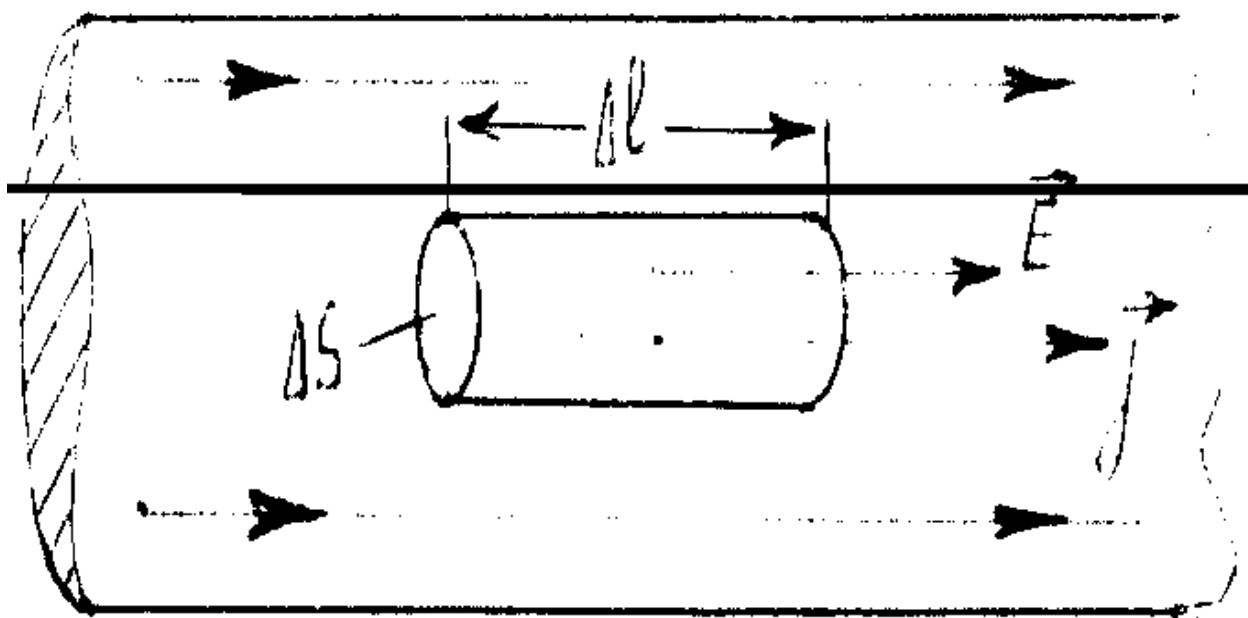
Расм 43

5. ОМ ВА ЖОУЛ-ЛЕНЦ ҚОНУНЛАРИНИНГ ДИФФЕРЕНЦИАЛ КЎРИНИШИ.

Фикран куч чизиқлари бўйлаб, асоси ΔS ва узунлиги l га бўлган кичик цилиндрни ажратамиз (44 расм) Ом қонуни цилиндрик элемент учун $\Delta U = R \Delta I$ кўринишда ёзилади, R - элемент қаршилиги $\Delta I = j \Delta S$ эканини ҳисобга олсак

$$R = \rho \Delta l / \Delta S \text{ ва } \Delta U = E \Delta l \text{ ва } \Delta U = -\Delta \varphi,$$

$$\mathbf{j} = 1/\rho \mathbf{E} \quad \text{ёки} \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (6.25)$$



Расм 44

$\mathbf{j}$ ва $\mathbf{E}$ векторларининг йўналиши мос келгани учун вектор $\mathbf{j}$ мусбат ток ташувчиларнинг тартибли ҳаракати томон йўналган бўлди. Шунинг учун кейинги ифодани вектор кўринишда ёзамиз.

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (6.26)$$

Бу формула ўтказгичнинг исталган нуқтасида ток зичлиги билан кучланишни боғлайди ва уни Ом қонунининг дифференциал формаси ёки вектор формаси деб айтилади. Бу қонун вақт бўйича ўзгарадиган жараёнларда ҳам ўринли бўлади. Бу қонун анизотроп муҳитлар учун ҳам ўринли бўлади. Чунки, анизотроп муҳитларда электр ўтказувчанлик токнинг ўтиш йўналишига ҳам боғлиқ бўлади. У вақтда бу скаляр бўлмай, балки тензордан иборат бўлади. У вақтда кейинги тенглама тензор тенгламага айланади. У вақтда i ва $\mathbf{E}$ векторлар бир бирига параллел бўлмай қуйидаги муносабатга бўйсунди, масалан i_x учун қуйидагича муносабат ўринли бўлади.

$$i_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{zx} E_z$$

i_y ва i_z учун ҳам худди шундай бўлади.

Бегона кучларнинг кучланганини ҳисобга олсак,

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{E}^{\text{бего}}) \quad (6.27)$$

Худди шундай йўл билан Жоул-Ленц қонунининг дифференциал формасини ҳам олиш мумкин:

$$W = \sigma E^2 \quad (6.28)$$

Бу ерда W -ўтказгич ҳажми бирлигида нуқта атрофида вақт бирлиги ичида ажралиб чиққан иссиқлик миқдори қонуниятини ифодалайди.

Ом қонуни ўрганимизда, ($i = \sigma E$) биз бир жинсли ўтказгичлар билан чегараландик. Бу ҳол бир жинсли бўлмаган ва битта ўтказгичдан иккинчи ўтказгичга ўтувчи қатлам учун ўринли эмас. Бу тенгламага кўра, $i = 0$ бўлганда $E = 0$ бўлиши керак. Ҳақиқатда эса мувозанатни сақлаш учун (бу дегани ток бўлмаслиги учун) бир жинсли бўлмаган соҳада майдоннинг кучи нолдан фарқ қилиши керак. Бундай жойда майдон кучи E ток ҳосил қилишнинг бирдан бир шарт бўла олмайди. Аксинча, шундай кучлар бўлиши керакки, улар ўтказгичда токни ҳосил қилсин. Бу кучлари ҳисобга олиш учун янги вектор $E^{(e)}$ ни киритамиз ва Ом қонунига умумий кўриниш берамиз: $j = (E + E^{(e)})$ () $E^{(e)}$ -ни бегона куч деб атаймиз, демак бу вектор тегишли жойдаги бир жинслимаслик билан боғлиқдир ва E куч билан бирга ()га кўра ток зичлигини ҳосил қилади.

Ҳозир биз $E^{(e)}$ ни киритишни феноменологик назария учун етарли бўлсада, унинг ҳосил бўлиш механизмини бир неча ҳолларда қараб чиқамиз.

$E^{(e)}$ ни пайдо бўлиши аниқ бўлиб қолади, агар ўтказгич сифатида кучли электролитнинг (HCl) сувдаги эритмасини олсак, бир жинсли мослик сифатида унинг концентрациясини олсак. Фараз қилайлик, майдон йўқ. У вақтда диффузион жараён бошланади, у концентрациядаги фарқни тенгшлаштиришга ҳаракат қилади. Электролит H^+ ва Cl^{-1} парчаланади ва улар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда диффузияланади. H^+ - ионларининг ҳаракатчанлиги ва диффузия тезлиги Cl^{-1} - ионларининг ҳаракатчанлиги ва диффузияси тезлигига нисбатан катта. Натижада концентрациянинг камайиш томонига қараб электр токи ҳосил бўлади, натижада кичик концентрация H^+ - ионларни, Cl^{-1} ионларига нисбати

Кўрамизки, бу ҳолда бегона куч $E^{(e)}$ пайдо бўлишининг сабаби диффузион ҳаракатдир. Бу ток эритманинг сийракланган қисмига мусбат заряд, концентрацияланган қисмига- манфий заряд беради; натижада шундай йўналишда электр майдони пайдо бўладики, H^+ заррачаларнинг диффузияси тормозланади, Cl^{-1} - ионларининг диффузияси аксинча тезлантирилади. Натижада шундай электр мувозанат вужудга келадики, бу вақтда икки сортдаги ионларнинг диффузияси тезлиги ўртасидаги фарқ ҳосил бўлган майдон билан мувозанатлашади. У вақтда бу ток бўлмаганда ҳам электр ҳолатга эга бўламиз: натижа электр майдони E ҳосил бўлади у бегона кучлар $E^{(+)}$ ни мувозанатлайди:

$$E + E^{(e)} = 0$$

$E^{(e)}$ ва E векторлар ўртасида фарқлар қўйидагича бўлади: $E^{(e)}$ электролит ичида мавжуд бўлади, фақат шу вақтдаки, агар концентрациянинг тушиши нулдан фарқ қилса; атроф муҳитда ёки диэлектрикда $E^{(e)}$ ҳамма вақт 0 га тенг. Бутунлай бошқача бўлган электр майдон E , ток бўлмаганда ҳамма ерда $E = -E^{(e)}$ (электролит ичида). Аммо электролитдан ташқарида E электростатика қонуни бўйича аниқланади. Демак, E ҳамма вақт вихрсиздир, аксинча

$$\oint E^{(1)} dl$$

интеграл ёпиқ контур бўйича нолга тенг бўлиши мумкин, баъзи-бир ҳолатларда, айниқса, биринчидан, бегона кучлар шундай тақсимланадики, ўтказгич ичида улар электростатик майдон билан компенцияланиши мумкин, иккинчидан, интеграллаш йўли бутун ўтказгич ичида бўлиши мумкин. Фақат шундай ҳоллардагина бегона потенциаллар айирмаси ҳақида гапириш мумкин.

Электролитда концентрациянинг тушиши билан боғлиқ бўлган ҳол учун бегона куч формуласини чиқарамиз. $n = 1 \text{ см}^3$ даги HCl молекулалар сони бўлсин, яъни H^+ -иони ва Cl^- ионлари сони ва у координата функцияси

кўринишида берилган бўлсин. -диффузия коэффицентлари, V_+ ва V_- -икки сиртдаги ионларнинг ҳаракатчанлиги $+e$ ва $-e$ уларнинг зарядлари.

D_+ ва D_- лар қуйидагича аниқланади:

D_+ grad n диффузия туфайли ҳосил бўлган мусбат ионлар оқими вектори. $V_+F -F$ куч таъсирида мусбат ион ҳосил қилган тезлик. Булар D_+ ва D_- учун ҳам тегишли бўлади.

Диффузия ва майдон E таъсирида ток зичлиги қуйидагича бўлади. Демак,

$$\mathbf{j} = -q (D_+ - D_-) \text{grad}(n) + q^2 (V_+ + V_-) n \mathbf{E}$$

ёки

$$\mathbf{j} = e^2 n (V_+ + V_-) \{ \mathbf{E} - (1/q) ((D_+ + D_-)/(V_+ + V_-)) \text{grad}(\lg n) \}$$

Шундай қилиб, биз тенгламани Ом қонуни ($\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}^{(e)})$) га мос қилдик. Буни шу тенглама билан солиштирсак, бизнинг электролит учун

$$\sigma = q^2 n (V_+ + V_-)$$

$$q \mathbf{E}^{(e)} = -(D_+ + D_-)/(V_+ + V_-) \text{grad}(\lg n)$$

Бизнинг мисолимизда $\mathbf{E}^{(e)}$ нинг йўналиши концентрациянинг тушиш тезлиги билан мос келади. Қандайдир концентрациялари n_1 ва n_2 бўлган нуқталар ўртасида бегона потенциаллар айирмаси $E_1^{(e)} - E_2^{(e)}$ га эга бўламиз, у эритмадан ўтувчи интеграл эгри чизиғи орқали ифодаланади.

$$q(E_2^{(e)} - E_1^{(e)}) = +q \int_1^2 E_s^{(l)} dl = (D_+ + D_-)/(V_+ + V_-) \lg(n_2/n_1)$$

Ток бўлмаганда электростатик портенциаллар айирмаси ҳосил бўлади ва у бегона потенциаллар айирмасига тескардир:

$$(\varphi_2^{(l)} - \varphi_1^{(l)}) = +q \int_1^2 E_s^{(l)} ds = -(E_2^{(l)} - E_1^{(l)})$$

Тўлалик учун шуни ҳисобга оламизки, статистик механиканинг умумий назариясига кўра D ва V ўртасида қуйидагича сонли боғланиш бор.

$$D = kTB \quad k = 1.37 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/гр}, \quad T - \text{абсолют температура}$$

$v = B_+ / (B_+ + B_-)$ сонга электрохимиявий кўчиш ёки ўтиш сони деб аталади. У вақтда

$$q(E^{(l)}_2 - E^{(l)}_1) = kT(2v-1)\lg(n_2/n_1)$$

Агар

$$\lg(n_2/n_1)=1, \quad n_2/n_1=2.78, \quad v=1, \quad T=300, \quad q=4.77 \cdot 10^{-10}$$

Буларни юқоридаги формулага қўйсак, потенциаллар айирмаси

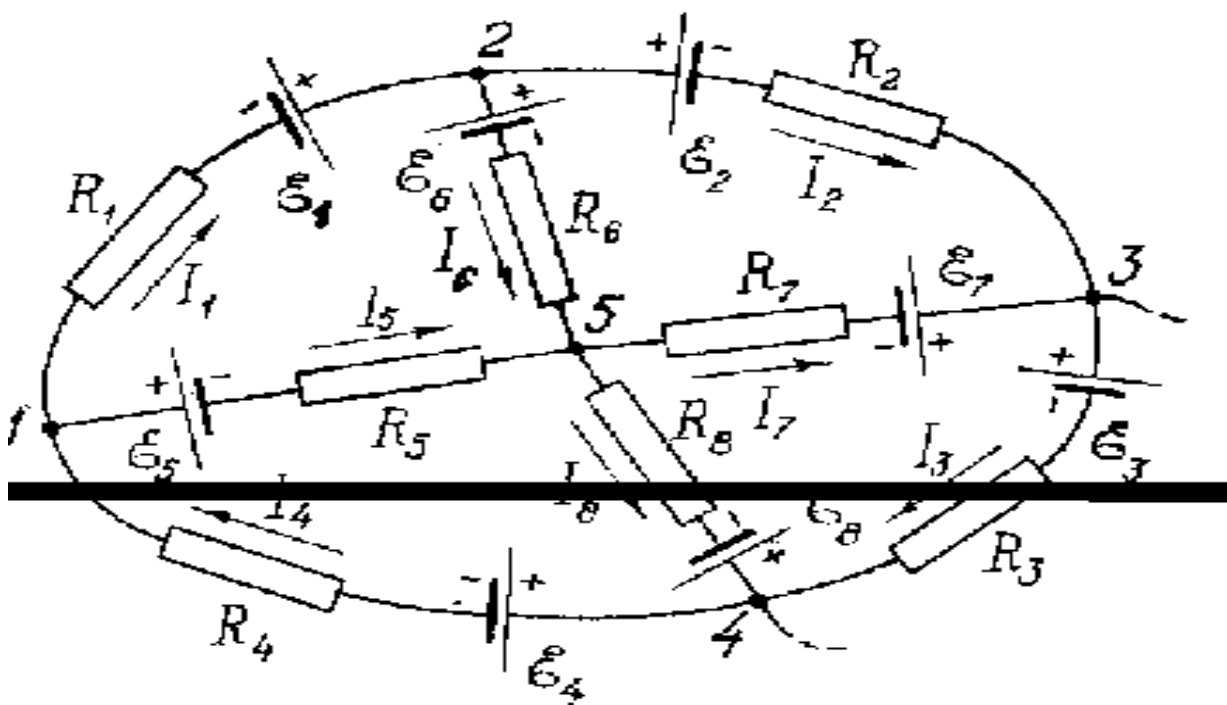
$$\frac{1.37 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{4.77 \cdot 10^{-10}} = 0.86 \cdot 10^{-4} \text{ СГС бир.} = 0.026 \text{ В}$$

Бегона кучнинг пайдо бўлишига иккинчи сабаб, металнинг электролит билан тегишишидир. Агар мис стерженни SiSO_4 нинг сийракланган эритмасига тушурсак, маълум миқдордаги мис эритмасига Si^{++} -ион кўринишда ўтади. Демак мисдан электролитга ток ўтади. Бу ерда “бегона куч” сабаби миснинг эритмадаги эластиклигидан ток тўхтайтиди, агар мисда манфий заряд, эритмада мусбат заряд ҳосил қилса, шундай қилиб, суюқликнинг мисга тегиб турган жойида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Мувозанат вазиятда майдон кучи эриш эластиклиги билан тенглашади. Бу ерда “бегона “ потенциаллар айирмасининг натижаси сифатида унга тенг ишораси қарама-қарши бўлган метал (1) ва эритма (2) ички қисмида ҳосил бўлган электростатик потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади:

Электролитда ўтиш зонасида $E^{(e)}$ нолдан фарқ қилади ва жуда кичик бўлади. Бу ҳол гальваник элементда яна қаралади. Бегона кучлар ёки потенциаллар айирмасининг ҳосил бўлишининг учинчи сабаби иккита турли хил металлларнинг тегишишидир. Бу вақтда ток металллардаги электронларнинг ҳаракатининг турличалиги билан ҳосил қилинади, фақат металллар ўртасида маълум потенциаллар айирмаси ҳосил бўлгандан сўнг у тўхтайтиди. Бу масала металлларнинг электрон назариясида тўлароқ қаралиб чиқилади.

6.Тармоқланган занжир учун Кирхгоф қоидалари. Умумий кўринишдаги тармоқланган занжир берилган (расм 45) у тармоқланмаган участкалар (“1-2”, “2-3” ва ҳ.з.) тўпламидан иборат бўлиб, охирлари тугунларда бирлашган (“1”, “2” ва ҳ.з.) Барча участка кисмларда, тугундан тугунгача, ток кучи бир хил, бу тармоқланмаган занжир шартида.

Лекин турли хил участкаларда ток кучи турличадир.



Расм 45

Қандайдир тугунда тўпланган тоқлар ўртасидаги боғланишни қараймиз. Тугунда кирувчи тоқлар йиғиндиси тугундаги чиқувчи тоқлар йиғиндисига тенг бўлиши керак, акс ҳолда заряд тугунда тўпланиб ҳоларда, бу тоқнинг вақт бўйича доимийлик шарти билан мос келмайди. “5” тугун учун (45 расм) тоқларни ўндан чапга ўтказсак,

$$I_5 + I_6 = I_7 + I_8$$

$$I_5 + I_6 - I_7 - I_8 = 0$$

Қандайдир тугунда тупланган тоқларнинг алгебраик йиғиндиси 0 га тенгдир:

$$\sum I_k = 0 \quad (6.29)$$

Кирувчи ва чикувчи тоklarга қарама-қарши ишора берилди (Кирхгофнинг биринчи қонидаси).

Энди ихтиёрий ёпиқ тормоқланган занжирни қараймиз. Барча участкалар учун ёзиб чиқамиз:

$$\begin{aligned}I_1 R_1 &= \varphi(1) - \varphi(2) + E_1, \\I_6 R_6 &= \varphi(2) - \varphi(3) - E_6, \\I_8 R_8 &= \varphi(5) - \varphi(4) + E_8, \\I_4 R_4 &= \varphi(4) - \varphi(1) - E_4\end{aligned}\tag{6.30}$$

R_i тўла қаршилик бўлиб, ток манбаининг ички қаршилиги ҳам киради.

Бу тенгликларни қўшсак, ўнг томондаги потенциаллар айирмаси йўқ бўлиб кетади ва эга бўламиз:

$$I_1 R_1 + I_6 R_6 + I_8 R_8 + I_4 R_4 = E_1 - E_6 + E_8 - E_4 \tag{6.31}$$

Умумий кўринишда

$$(6.32)$$

яъни ихтиёрий ёпиқ контур бўйича кучланиш тушувларнинг йиғиндиси шу контурдаги ЭЮК йиғиндисига тенг (Кирхгоф II қонидаси).

Назорат саволлари.

1. Электр токининг турлари: Ўтказувчанлик токи, силжиш токи, қутбланиш токи, индукцион ток, вакуумдаги тоklarнинг хоссалари.
2. Электр токининг умумий таърифи ва унинг ифодасини ёзинг.
3. Бегона кучлар ҳосил бўлиш сабаби ва унинг электростатик кучлардан фарқи ва ўхшашлиги нимада?.
4. Электр юритувчи куч, кучланиш ва потенциаллар айримасининг физик маъносини тушунтиринг. Ўтказгичнинг қаршилиги бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган ҳолларда қандай ҳисобланади. Ўта ўтказувчанлик ҳақида тушунча беринг, юқори температурадаги ўта ўтказувчанлик қачон очилди ва қайси физикларга бу иши учун Нобель мукофоти берилди.
5. Занжирнинг бир қисми ва ёпиқ занжир учун Ом қонуни нимадан иборат? Уларнинг физик маъноси нима?

6. Ом ва Жоул-Ленц қонунларининг дифференциал формаларини чиқаринг?.
- Бу қонунларнинг интеграл ва дифференциал формаларининг эквивалентлигини кўрсатиб беринг.
7. Ом қонунининг бутун занжир учун формуласини энергиянинг сақланиш қонунидавн фойдаланиб чиқаринг?
8. Кирхгофнинг биринчи қондаси - заряднинг сақланиш қонунидан келиб чиқишини асослаб беринг, заряднинг сақланиш қонунининг оқим чизиқларининг узлуксизлиги ҳақидаги теоремадан келиб чиқишини кўрсатинг.
9. Кирхгофнинг иккинчи қонунини ифодасини ёзинг ва у мураккаб электр занжири учун энергиянинг сақланиш қонунининг қўлланиши эканлигини кўрсатиб беринг.
10. Кирхгоф қоидаларидан фойдаланиб, номаълум ўтказгичнинг қаршилигини, номаълум электр юритувчи кучнинг катталигини кўприк ва компенция усуллари орқали аниқлашнинг схемаларини тузинг.
11. Кирхгоф қоидаларидан фойдаланиб, ўтказгичлар параллел ва кетма-кет уланган ҳолларда ток кучи ва кучланишнинг қийматларини ҳисобланг.
12. Гидравлик система (сув таъминоти) билан электрик система (электр таъминоти) занжирлари ўртасида қандай ўхшашликлар бор.

7- Маъруза.

ДОИМИЙ ТОКНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ ВА УНИНГ ҚОНУНЛАРИ.

Режа:

1. Доимий токнинг магнит майдони ва унинг куч чизиқлари манзарасига доир тажриба (Эрстед, Роуланд, Карпен, Эйхенвальд)лар ҳақида тушунча.
2. Ток элементи ва унинг электростатик ўхшашлиги.
3. Магнит индукция вектори ва унинг электростатик ўхшашлиги.
4. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг турли хил симметрик формадаги токли ўтказгичларнинг (тўғри чизиқли ток, айланма ток ва соленоид) магнит майдонини ҳисоблашда қўлланилиши.
5. Ҳаракатдаги битта нуқтавий заряднинг ҳосил қилган магнит майдони ва уни тажрибада аниқлаш.
6. Макроскопик зарядланган жисмнинг ҳаракати туфайли пайдо бўлган магнит майдони ва уни тажрибада аниқлаш.

Таянч сўз ва иборалар: Магнит майдони, ток элементи, магнит индукция вектори, суперпозиция принципи, Био-Савар-Лаплас қонуни, тўғри чизиқли ток, айланма ток, соленоид, Парма қондаси.

1. Доимий токнинг магнит майдони ва унинг майдон куч чизиқлари манзарасига доир тажрибалар тўғрисида. 1820 йилда дания физиги Х. Эрстед токли ўтказгичнинг атрофида магнит майдони бор эканлигини тажрибада аниқлади. Эрстед тажрибасининг моҳияти куйидагидан иборат. У тўғри чизиқли ўтказгич олиб, ундан маълум масофада магнит стрелкасини жойлаштирган вақтда унинг бурилишини кузатди. Бу бурилиш тўғри чизиқли утаётган токнинг йўналишига боғлиқ эканлигини аниқлади, (расм 46) сунгра у магнит стрелкасининг бурилиши ўтказгичдан утаётган токнинг катталигига ҳам боғлиқ эканлигини исботлади, нихоят у токли ўтказгич билан магнит стрелкасининг узаро таъсири масофага тескари пропорционал эканлигини ҳам аниқлади. Эрстед тажриба натижаларини умумлаштириб, шундай хулосага келдики, ток билан магнитнинг узаро таъсири ток кучига ,

Ўтказгичнинг узунлигига тўғри пропорционал бўлиб, масофанинг квадратига тескари пропорционал эканлигини аниқлади. Тажрибалар курсатдики, бу узаро таъсир токнинг йўналишига боғлиқ эканлиги, яъни бу узаро таъсирнинг вектор характерга эга эканлигини исботлади. Шунингдек, у бу узаро таъсирнинг катталиги ток ва майдоннинг таъсири урганилаётган масофага перпендикуляр эканлигини ҳам аниқлади. Бу расм 46да курсатилган, магнит куч чизикларининг таъсири концентрик халкалардан иборат эканлигини куриш мумкин.

Кейинчалик. Ампер доимий магнитнинг токли ўтказгичга таъсирини урганиб, улар уртасида ҳам узаро таъсир кучи бор эканлигини аниқлади. Бу ҳақда биз маъруза №8 да батафсил тухталиб утамыз. Маълумки, Ампер яна бир тажрибасида параллел ва антипараллел жойлашган токли ўтказгичларнинг бир-бирини тортишини ва итаришини кузатган эди. Нихоят Кулон қонунидан маълумки, бир хил кутбдаги магнитлар, бир-бирини итаришини ва ҳар хил кутбли магнитлар бир-бирини тортишини биламиз. Бу узаро таъсирлар магнит майдони орқали амалга оширилади: Токли ўтказгич ўз атрофида магнит майдони ҳосил қилади, у шу майдонда жойлашган ҳар қандай ўтазгичга таъсир кўрсатади. Агар ўтказгичлардаги ток доимий бўлса ва ўтказгичлар қўзғалмас бўлса, у вақтда улар ҳосил қилган магнит майдони фазонинг ҳар бир нуқтасида вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бундай магнит майдонига доимий магнит майдон дейилади. Доимий магнит майдонининг назарияси электростатик майдон назариясига ўхшаш бўлади. Мана шу ҳолатга эътибор беришни тавсия этамыз, чунки бу ҳол материални чуқур ўзлаштиришга ёрдам беради.

2. Ток элементи Майдон назариясида элементар манба энг муҳим роль ўйнайди. Худди шундай ролни магнит майдон назариясида ток элементи ўйнайди. Ток элементи бу вектор бўлиб, унинг абсолют катталиги ток кучи I нинг ўтказгичнинг dl қисмига кўпайтмаси билан аниқланади, йўналиши эса токнинг йўналиши билан мос келади: Idl . Электростатикада эса синаш заряд q_0 олинар эди.

3. Магнит индукция вектори. Магнит майдонининг асосий характеристикаси ҳисобланган - индукция векторини аниқлашни ҳам электростатик майдоннинг асосий характеристикаси ҳисобланган- кучланганлик векторига ўхшаш аниқланади. Доимий ток ўтувчи ихтиёрий қўзғалмас ўтказгичлар системасининг ҳосил қилган магнит майдонини қараймиз ва “синаш ток элементи” $I_0 dl_0$ га (майдоннинг текшираётган нуқтасига жойлашган) таъсир қилувчи учун $\mathbf{F}$ билан қизиқамиз. Синаш ток элементи учун қисқа ва юпқа қўзғалмас ўтазгич олинади, унга таъсир этувчи кулни ўлчаш учун силлиқ туташтирувчи сим олиш керак. Ундан ташқари ундан жуда кичик ток ўтказиш керак.

Тажрибалар шундай хулосага келтирдики, $d\mathbf{F}$ куч ток элементининг абсолют қийматига пропорционал, $d\mathbf{F} \sim I_0 dl_0$ (электростатикада $F \sim q_0$ эди), аммо унинг йўналишига боғлиқдир (ток элементи-вектордир). Майдоннинг ҳар бир нуқтасида қандайдир физик йўналиш мавжуд бўлади, у шу билан эътиборга лойиқки, биринчидан, куч катталиги $d\mathbf{F}$ шу йўналиш билан ва ток элементи йўналиши ўртасида бурчакнинг синусига пропорционалдир, яъни,

$$d\mathbf{F} = B I_0 dl_0 \sin \alpha \quad (7.1)$$

бу ерда B - пропорционаллик коэффиценти бўлиб, майдоннинг синаш ток элементи жойлашган нуқтасидаги хоссасига боғлиқ бўлиб, ток элементининг катталиги ва йўналишига боғлиқ бўлмайди.

Масалан, $\alpha=0$; π бўлганда $d\mathbf{F}$ ҳам 0 га тенг бўлади, $\alpha=\pi/2$ бўлганда у максималдир. $d\mathbf{F}$ нинг йўналиши ток элементининг йўналишига боғлиқдир ва парма қоидаси билан аниқлади. (расм 47) Бу ҳолатлар шуни билдирадики, агар $\mathbf{B}$ вектор киритсак, унинг йўналиши йўналтирилган физик йўналиш билан мос келади деб ҳисоблашсак, у вақтда куч $d\mathbf{F}$ ни $I_0 dl_0$ ва $\mathbf{B}$ векторнинг вектор кўпайтмаси шаклида ёзиш мумкин.

$$d\mathbf{F} = [I_0 d\mathbf{l}_0 \mathbf{B}] \quad (7.2)$$

Бу формула электростатикадаги $\mathbf{F}=q\mathbf{E}$ га ўхшашдир.

Вектор **B** синаш ток элементи катталигига ва йўналишига боғлиқ бўлмайди, демак майдоннинг характеристикаси бўла олади. Унга магнит индукция вектори деб айтилади.

Ток элементи **B** векторига перпендикуляр йўналган бўлса, ($\alpha=\pi/2$, $\sin\alpha=1$) **dF** куч максимал бўлади ва у $dF = I_0 dl_0 B$ га тенг бўлади. Бундан магнит индукциясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$B=dF/ I_0 dl_0 \quad (7.3)$$

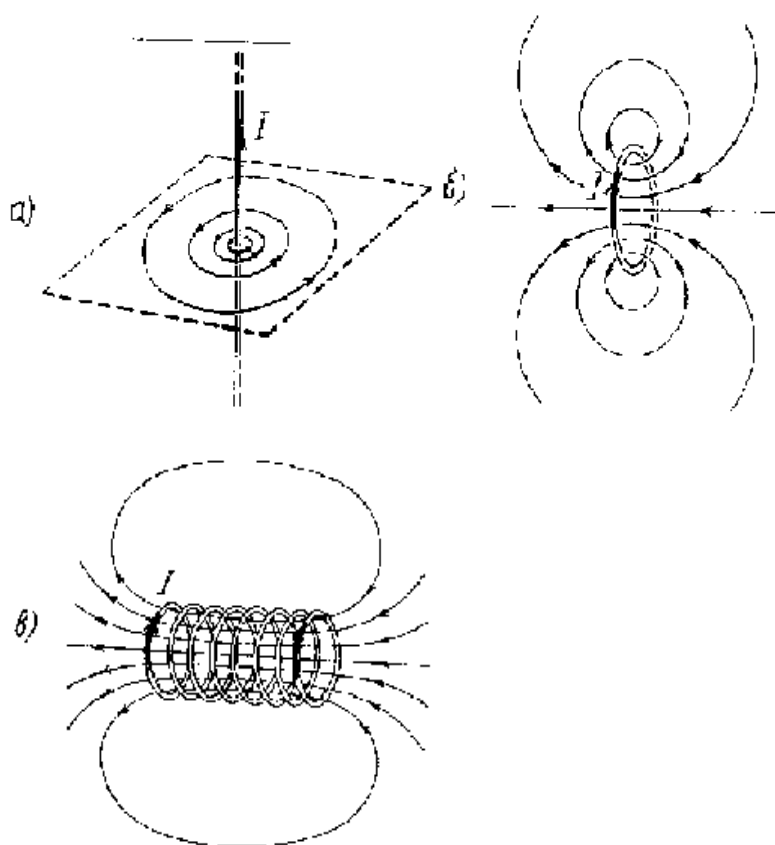
Бу ифода ҳам электростатикадаги $E=F/q$ формулага ўхшашдир. Бундан кўринадики, магнит индукция векторининг катталиги сон жиҳатдан бирлик ток элементига ($I_0=1A$, $dl_0=1m$) таъсир қилувчи максимал кучга тенг бўлади. Магнит индукциясининг ўлчов бирлиги қилиб, СИ системасида “тесла” (Тл) қабул қилинган: $1Тл=1Н/1А*1м=1Вб/м^2$

Ҳар қандай вектор майдон сингари, магнит майдонини ҳам магнит индукция вектори чизиқлари оиласи орқали тасвирлаш мумкин (электростатикадаги каби). Магнит индукция чизиқларининг манзараси ўзининг характери жиҳатидан электростатик майдон куч чизиқларидан тубдан фарқ қилади. Маълумки, электростатик майдон куч чизиқлари зарядлардан бошланиб, зарядларда тугар эди, магнит индукция куч чизиқларининг бошланиш ва охири йўқ - улар ёпиқ чизикдан иборат бўлади. Магнит индукция чизиқларининг бу хоссаси 46 расмда яққол кўринади, а) тўғри чизиқли чексиз узун ўтказгич, б) айланма ток в) токли ғалтакнинг магнит майдон манзараси тасвирланган.

Чизиқлари ёпиқ бўлган вектор майдонига вихрли майдон дейилади. Демак, доимий магнит майдони- вихрли бўлиб, вихрсиз электростатик майдонидан фарқ қилади. Маълумки, электростатик майдоннинг чизиқлари ёпиқ эмас эди.

Суперпозиция принципи Савол туғилади: қандай қилиб тоklar ҳосил қилган магнит майдоннинг тақсимланишини ёки майдоннинг индукциясини ҳисоблаш мумкин. Эслатиб ўтамизки, бундай муаммога электростатикада ҳам дуч келган эдик, яъни зарядларнинг тақсимланиши берилган бўлса,

суперпозиция принципи асосида электростатик майдон кучланганлигини ечган эдик. (Маъруза № 2).



Тажрибалар тасдиқ-
лайдики, шунга ўхшаш
принцип магнит майдонида
ҳам мавжуд бўлади: токли
ўтказгичлар системаси
томонидан ҳосил қилган
майдоннинг ҳар бир
нуқтадаги магнит
индукцияси шу нуқтада
алоҳида система қисмлари
ҳосил қилган магнит
индукцияларининг
йиғиндисига тенг бўлади.
Хусусан, агар

ўтказгичларни фикран

Расм 46.

чексиз кичик элементларга бўлсак, у вақтда $\mathbf{B} = \int d\mathbf{B}$ тенг бўлади.

Бу ерда $d\mathbf{B}$ - алоҳида ток элементи томонидан ҳосил қилинган магнит майдон индукцияси бўлиб, интеграллаш системадаги барча ўтказгичлар бўйича бажарилади.

4. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг турли хил симметрик формадаги токли ўтказгичларнинг магнит майдонини ҳисоблашда қўлланилиши. Дастлаб масала, алоҳида ток элементи ҳосил қилган магнит майдон индукциясини топиш формуласини чиқаришга келтирилади. Бу ерда изолирланган ток элементлари орқали тажрибадан кейин, чексиз узунликдаги турли хил ўтказгичларнинг ҳосил қилган магнит майдонини таҳлил қилиш орқали билвосита аниқланадиган формулани топишга ҳаракат

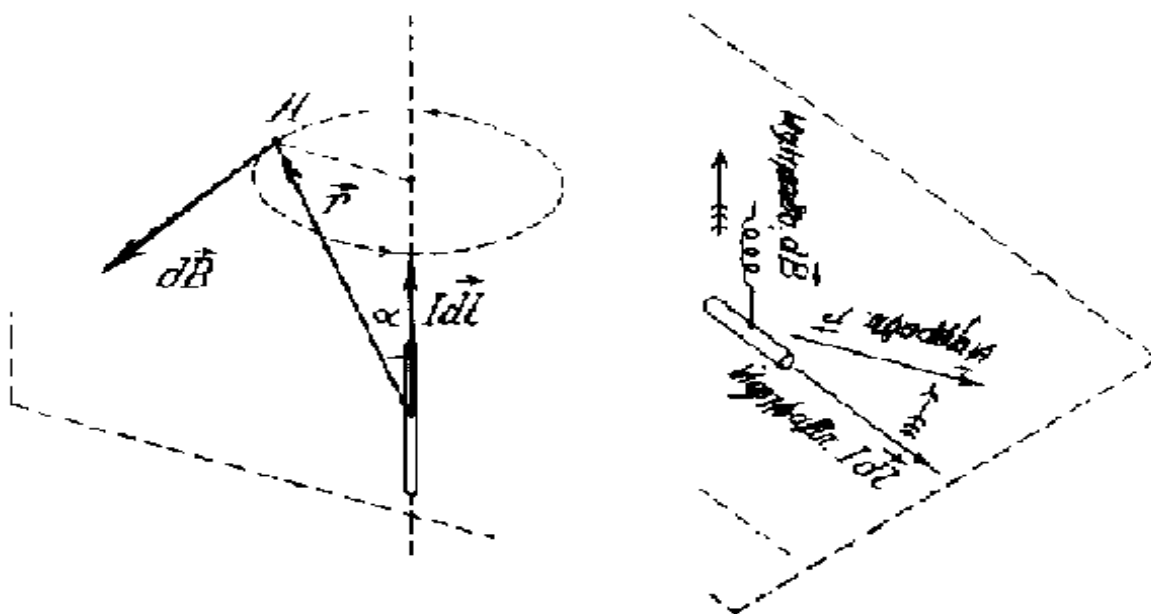
қиламиз. Бу масалани Био-Савар-Лаплас қонуни ҳам деб аталади ва қуйидагича кўринишга эга:

$$d\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi)([I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}]/r^3) \quad (7.4)$$

Бу формулада $\mathbf{r}$ -радиус-вектор бўлиб, ток элементи $I d\mathbf{l}$ дан вектор $\mathbf{B}$ аниқланаётган майдон нуқтасигача ўтказилган йўналишни билдиради (Расм 47). $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ -магнит доимийлик. $d\mathbf{B}$ векторининг модули учун, (7.4) га асосан қуйидагига эга бўламиз:

$$dB = (\mu_0/4\pi)(I dl \sin \alpha / r^2) \quad (7.5)$$

Бу ерда α - ток элементи $I d\mathbf{l}$ билан, радиус-вектор $\mathbf{r}$ орасидаги бурчак, $\mathbf{B}$ векторнинг йўналиши вектор кўпайтма $[I d\mathbf{l} \times \mathbf{r}]$ йўналиши билан мос келади ва Парма қондаси билан аниқланади.

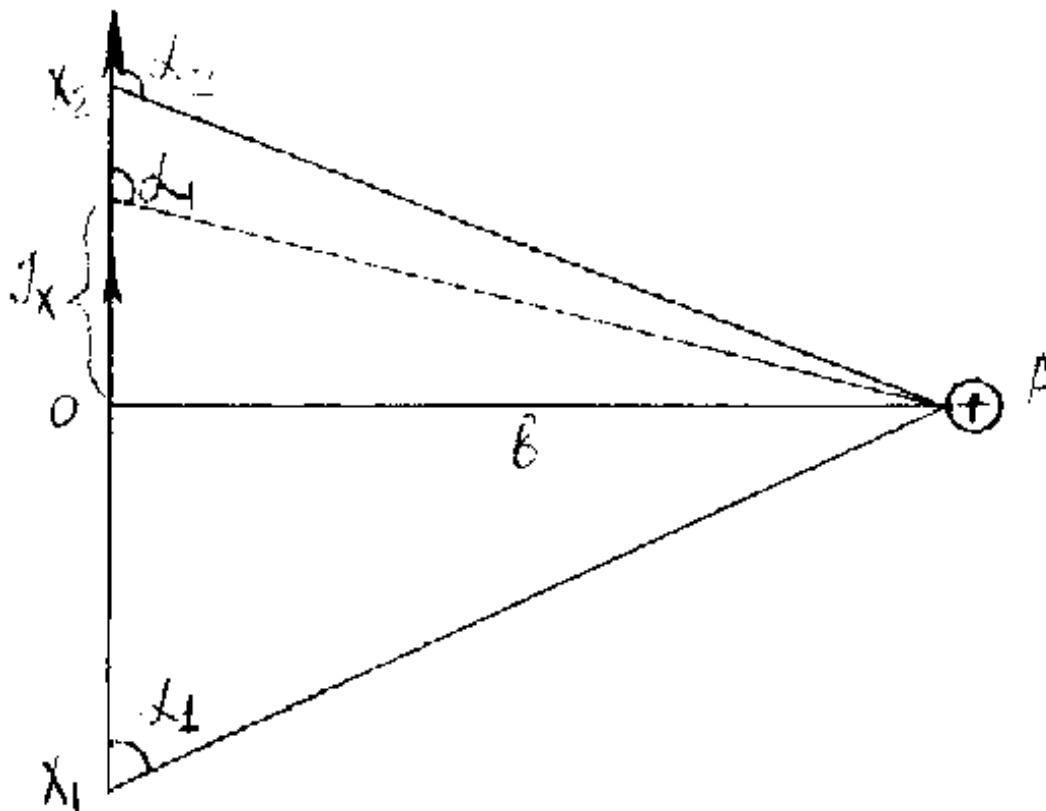


Расм 47

Кўрамизки, dB катталиқ фақат масофа r га боғлиқ бўлмасдан, α бурчакка ҳам боғлиқдир, агар $\alpha=0$ бўлса, магнит индукцияси нолга тенг ва α нинг $\pi/2$ га яқинлашиши билан I ошади.

Суперпозиция принципи билан Био-Савар-Лаплас қондаси ҳар қандай токли ўтказгичнинг магнит майдони ҳисоблаш имкониятини беради. Иккита мисол келтирамиз.

а). Тўғри ўтказгичнинг майдони Қандайдир юпқа токли ўтказгич тўғри участкага эга бўлсин. Ана шу тўғри чизикли участка ҳосил қилган магнит майдон индукциясини ҳисоблаймиз. Майдон қаралаётган нуқтадан ўтказгичгача бўлган масофани dx билан белгилаймиз, ўтказгич бўйлаб координатани 0 нуқтадан бошлаб X ўқини ўтказамиз (расм 48)



Расм 48

Координатаси X ва узунлиги $dl=dx$ бўлган ўтказгични ток элементи ҳосил қилган магнит индукция вектори Био-Савар-Лаплас қонунига (7.5) кўра:

$$dB = (\mu_0/4\pi)(I dx \sin \alpha / r^2) \quad (7.6)$$

га тенг бўлади.

(7.5) ва Парма қонидасидан фойдаланилса, ўтказгичнинг барча кичик элементлари ҳосил қилган $d\mathbf{B}$ векторлари бир хил йўналишга, чизма орқаси томон йўналган бўлади ва (+) билан белгиланади. Шунинг учун йиғинди вектор $\mathbf{B}$ ҳам шу йўналишга томон бўлади, унинг абсолют миқдори барча $d\mathbf{B}$ ларнинг абсолют миқдорларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни қуйидаги аниқ интеграл билан аниқланади:

$$\mathbf{B} = \int d\mathbf{B} = \int (\mu_0/4\pi)(I \sin \alpha \, dx/r^2) \quad (7.7)$$

Бу интегрални ҳисоблаш учун ўзгарувчи α ни r ва dx орқали ифодалаш керак.

Расм 50 дан кўринадики, $x = b \tan(\pi - \alpha) = b \tan \alpha$, буни дифференциалласак, $dx = b d\alpha / \sin^2 \alpha$ ни ҳосил қиламиз. r учун эса $r = b / \sin(\pi - \alpha) = b / \sin \alpha$

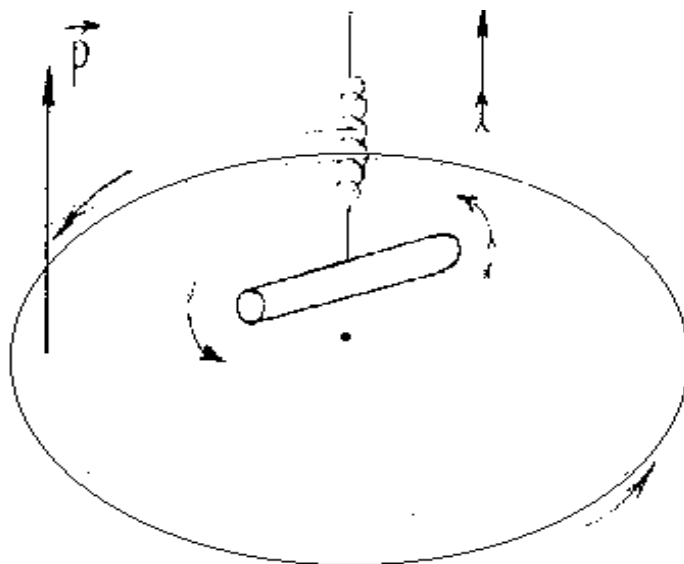
Шундай қилиб,

$$B = \int dB = (\mu_0 I / 4\pi b) \int \sin \alpha \, d\alpha = (\mu_0 I / 4\pi b) (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \quad (7.8)$$

бу ерда α_1 ва α_2 лар α нинг чегаравий қийматлари бўлиб, тўғричизикли ўтказгични охирларига тўғри келади. Идеал ҳолда чексиз узунликдаги тўғричизикли ўтказгич учун $\alpha \rightarrow 0$ ва $\alpha_2 \rightarrow \pi$ булади

$$B = (2\mu_0 I / 4\pi b) \quad (7.9)$$

Бу формула тахминан тўғри чизикли ўтказгичнинг уртасига тўғри келган майдонни аниқлашга имкон беради, яъни расм 49 учун бу ҳол бажарилади.

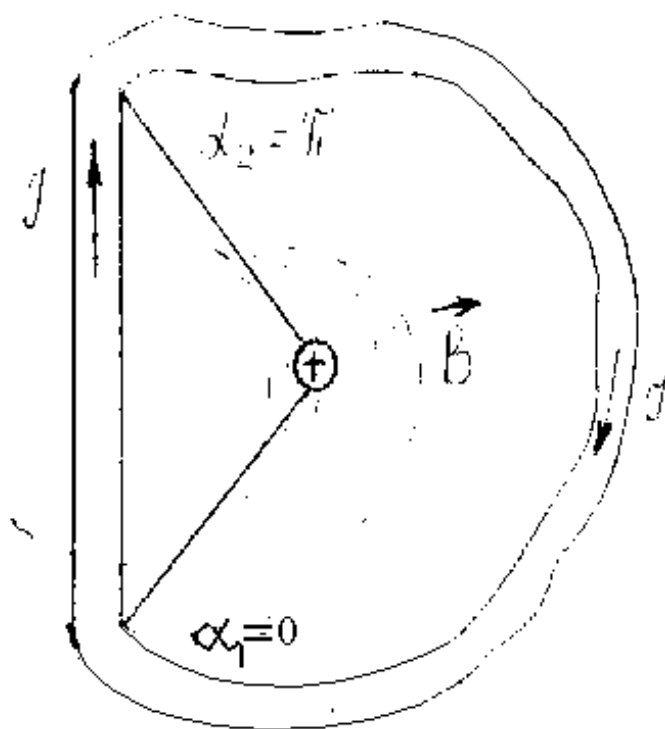


расм 49

Тўғричизикли чексиз узунликдаги ўтказгичнинг магнит индукция чизиқларининг манзараси эса расм 48 а да кўрсатилган.

б). Айланма токли ўтказгичнинг майдони Ёпиқ токли ўтказгични магнит момент векторини $\mathbf{P}$ орқали ифодалаш қулайдир, унинг катталиги ясси контур бўлган ҳолда ток кучи I нинг контур юзаси S га купайтмасига тенг бўлади:

$$\mathbf{P} = \mathbf{I} * \mathbf{S} \quad (7.10)$$



Унинг йўналиши контур текислигига перпендикуляр бўлиб, Парма қондаси билан боғлагандир: агар Парма дастасини ток йўналиши билан айлантирсак, унинг илгариланма ҳаракати $\mathbf{P}$ векторнинг йўналишини аниқлайди (расм 49).

Энди айлана кўринишдаги токли контур ҳосил қилган магнит индукциясини топамиз,

соддалик учун контур ўқида

Расм 50

етган нуқтани қараймиз. Ўрамнинг радиусини R билан, ток кучи I билан, ўрам текислигидан майдон қаралаётган нуқтагача бўлган масофани r билан белгилаймиз (расм 51 а).

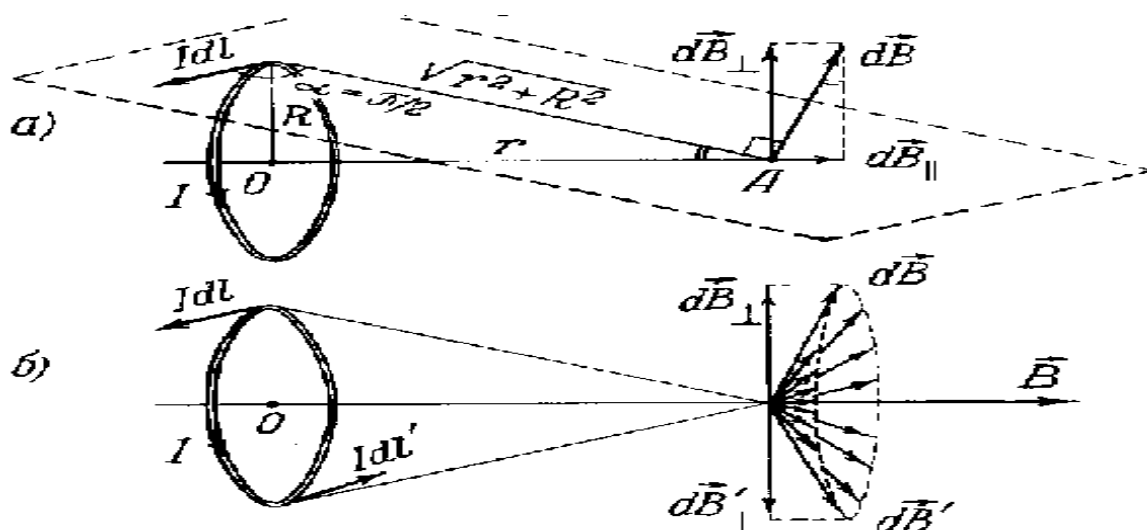
Алоҳида ток элементи $I dl$ томонидан қисм қилинган индукция вектори $d\mathbf{B}$, (7.8) га асосан ток элементи ва уни кузатиш нуқтаси билан қўшувчи кесма ҳосил қилган текисликка перпендикуляр бўлади (расм. 51а) бу текислик пунктир билан тасвирлаган) $d\mathbf{B}$ векторнинг абсолют қиймати $d\mathbf{B} = (\mu_0 I dl) / (4\pi(r^2 + R^2))$, ток элементида кузатиш нуқтасигача бўлган масофа $\sqrt{r^2 + R^2}$ га тенг, $\sin \alpha = 1$, чунки $\alpha = \pi/2$ га тенг. Кўрсатиш мумкинки, барча ўрам элементлари томонидан ҳосил қилинган векторлар $d\mathbf{B}$ конус токи бўйича жойланади (51 расм б). Бу векторларни қўшиш учун улардан ҳар бирини иккита ташкил этувчи: $d\mathbf{B}_{\parallel}$ контур ўқи бўйича параллел ва $d\mathbf{B}_{\perp}$ ўққа перпендикуляр ташкил этувчилар йиғиндисидан иборат бўлади (50 расм а). Қўшилганда $d\mathbf{B}_{\perp}$ ташкил этувчилар ўзаро бир-бирини йўқотади, чунки $d\mathbf{B}_{\perp}$ ва $d\mathbf{B}'_{\perp}$ бир-бирига диаметрал қарама-қарши бўлган ток элементлари $I dl$ ва

Idl' катталиги жихатидан тенг ва йўналиши жихатидан қарама-қаршидир (51 расм б).

Шундай қилиб, изланаётган вектор $\mathbf{B}$ барча $\mathbf{B}_{II}$ лар йиғиндмиси орқали аниқланади, демак, у ўрам ўқи бўйича йўналади ва $B = \int \alpha d\mathbf{B}_{II}$ катталикка эга бўлади. $d\mathbf{B}_{II}$ катталикни учбурчакларнинг ўхшашлигидан (расм 51б) ҳисоблаш мумкин: $d\mathbf{B}_{II}/B = R/\sqrt{r^2 + R^2}$, бундан $d\mathbf{B}_{II} = B R/\sqrt{r^2 + R^2} = (\mu_0 I R dl)/4\pi(r^2 + R^2)^{3/2}$

Бу ифодани ўрамнинг барча элементлари орқали интеграласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$B = \int d\mathbf{B}_{II} = \int (\mu_0 I R dl / 4\pi(r^2 + R^2)^{3/2}) = (\mu_0 I R / 4\pi(r^2 + R^2)^{3/2}) \int dl = (\mu_0 I R 2\pi R / 4\pi(r^2 + R^2)^{3/2}) = (\mu_0 2I R^2 / 4\pi(r^2 + R^2)^{3/2}) \quad (7.11)$$



Расм 51

$\pi R^2 = P$ - ўрамнинг магнит моменти бўлгани учун охирида қуйидагича эга бўламиз:

$$B = (2\mu_0 P) / 4\pi(r^2 + R^2)^{3/2}$$

Бу формуладан келиб чиқадики, майдон контур марказида ($r=0$) максимал бўлиб, масофа ошиши билан камайиб боради.

Жуда узоқда жойлашган нуқталар учун R^2 ни r^2 га нисбатан ташлаш мумкин, натижада қуйидаги тақрибий формулани оламиз:

$$B = 2\mu_0 P / 4\pi r^3$$

Кўрсатиш мумкинки, бу формула исталган формадаги контур учун ўринлидир Шунинг эслатиб ўтамизки, бу диполнинг электр майдон кучланганлиги каби бўлади (маъруза № $\theta=0$ ва $\theta=\pi$ бўлганда). Дипол билан токли контурнинг аналогияси тасдиқланди ва ташқи майдонлар бир хил характерга эга булади. (расм 51). Айланма токнинг индукция чизиқларининг манзараси (46 расм. б) да кўрсатилган.

в). **Соленоиднинг магнит майдони.** Соленоид деб, жуда кўп сондаги бири-бирига зич қилиб ўралган токли ўтказгичлардан иборат бўлган цилиндрик ғалтакка айтилади. Соленоидни бир хил радиусли кетма-кет уланган айланма тоқлар системаси ҳам деб қараш мумкин. Соленоиддан тоқ ўтганда ҳосил бўлган магнит майдони расм 46 в да кўрсатилган. Биз тула тоқ мавзусида бу темага яна қайтамиз, шунинг учун унинг майдонини ҳисоблашни ҳозир батафсил караб утирмаймиз, сабаби соленоиднинг магнит майдони индукцияси ва кучланганлигини Био-Савар -Лаплас қонуни орқали ҳисоблаш анча мураккабдир.

Магнит майдон кучланганлигини ҳисоблашнинг жуда кўп усуллари мавжуд. Масалан, вектор потенциал усули, тула тоқ усули, Гаусс усули ва х. Бу усуллардан биз тегишли жойларда фойдаланамиз.

5. Битта ҳаракатдаги электр зарядининг магнит майдони.

Био- Савар Лаплас қонунининг формуласидан текис ҳаракат қилаётган заряднинг магнит майдонини аниқлаш мумкин. (7.4) формуладаги $I\Delta l$ ни $jS\Delta l$ кўринишда ёзиш мумкин. Агар $j=env$ эканини ҳисобга олсак:

$$I\Delta l = enS\Delta l v = eNv \quad (7.12)$$

Бу ерда $N=nS\Delta l$ - Δl участкада ҳаракат қилувчи зарядларнинг тўла сони. Агар запырад битта бўлса, $N=1$ бўлади, у вақтда (7.12) $I=env$ га тенг бўлади, буни Био- Савар қонунига қуйсак v доимий тезлик билан ҳаракат қилаётган битта заряднинг майдон индукцияси қуйидагига тенг бўлади:

$$dB = \mu_0 q dn[Vr]/4\pi r^3$$

Бу ерда $\mathbf{r}$ - заряд жойлашган нуқтадан майдон кузатилаётган нуқтага ўтказилган радиус вектордир. Қўзғалмас заряднинг электростатик майдони электростатикадан маълумки: $\mathbf{E} = q\mathbf{r}/r^3$ Бу заряд $\mathbf{v}$ тезлик билан ҳаракат қилганда ҳам унинг ҳосил қилган магнит майдони қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\mathbf{H} = e[\mathbf{Vr}]/cr^3$$

Бир -биридан r масофада жойлашган $\mathbf{v}$ тезлик билан ҳаракат қилаётган иккита зарядни қараймиз. (Расм 52)

а)

б)

Расм 52

Бу зарядлар ўртасида электр ва магнит кучлари таъсир қилади. Биринчиси итариш кучи бўлиб, катталиги жиҳатидан қуйидагига тенг:

Бундан кўринадики, параллел тоқлар сингари уларнинг магнит кучлари тортиш характериға эға бўлади. Бу кучларнинг катталигини осон топиш мумкин. Иккинчи заряд томонидан ҳосил қилган магнит майдони ундан r масофада жойлашгандаги магнит майдони, $\mathbf{v} \perp \mathbf{r}$ эканлигини ҳисобға олсак қуйидагига эға бўламиз:

Бу қийматни () ифодаға қўйсак ($\mathbf{H} \perp \mathbf{v}$ эканини ҳисобға олсак) қуйидагига эға бўламиз:

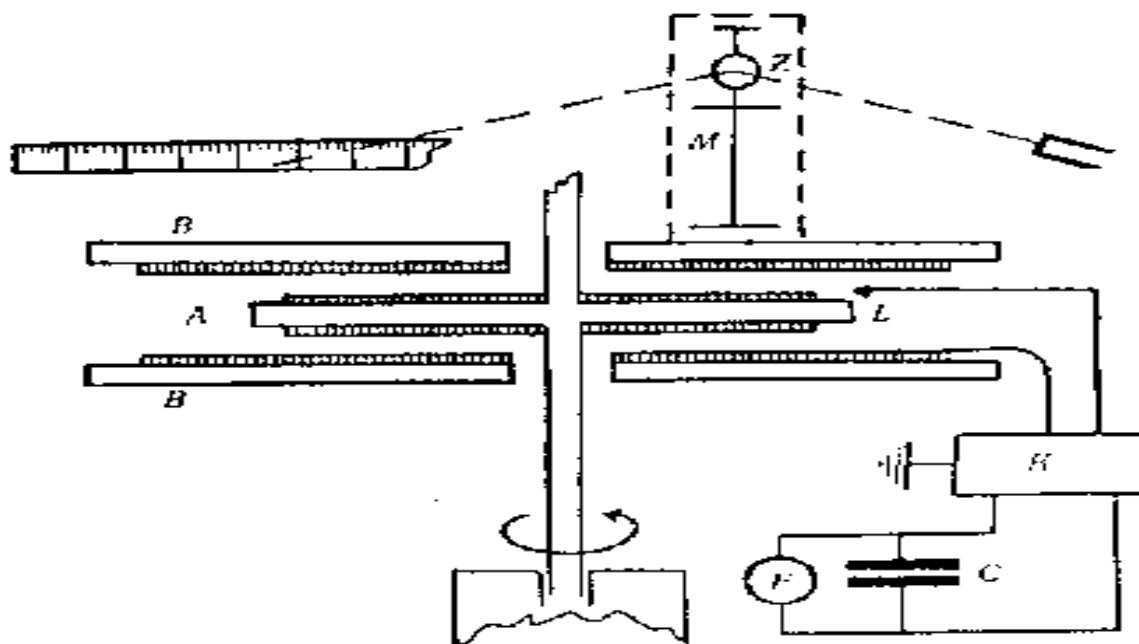
() ифодани ҳисобға олсак қуйидагига эға бўламиз:

Шундай қилиб зарядлар ўртасидаги электр итариш кучи доимий бўлиб қолади (чунки $r = \text{const}$), магнит тортиш кучи эса тезлик ошиши билан ошиб боради, f_e қийматга эришишга ҳаракат қилади. Зарядлар ўртасидаги йиғинди итариш кучи қуйидагига тенг бўлади.

6. Макроскопик зарядланган жисмнинг ҳаракати туфайли пайдо бўлган токнинг ҳосил қилган магнит майдони.

Вебер ўтказгичдаги электр заррачасининг кучиши туфайли пайдо бўлган ток ва макроскопик зарядланган жисмнинг кўчиши туфайли пайдо бўлган ток бир хил типдаги ҳодиса эканлигини айтган эди.

1874 йилда Гельмгольц биринчи бўлиб бу идеяга эътибор берди. У электр конвекция тушунчасини киритишда электр ва иссиқлик жараёнлари ўртасида ўхшашликдан фойдаланди. “Конвекция” тушунчасини у қуйидагича тушунтирди, “Мен бу сўзни иссиқлик назариясида ишлатилган маънода қўллайман, электрнинг ҳам электр зарядларининг кўчишини белгилаш мақсадида. 1876 йилда Роуланд тажриба ўтказиб бу идеяни тасдиқлади. Қуйидаги расмда (расм 52) Роуланд тажрибасининг схемаси кўрсатилган.

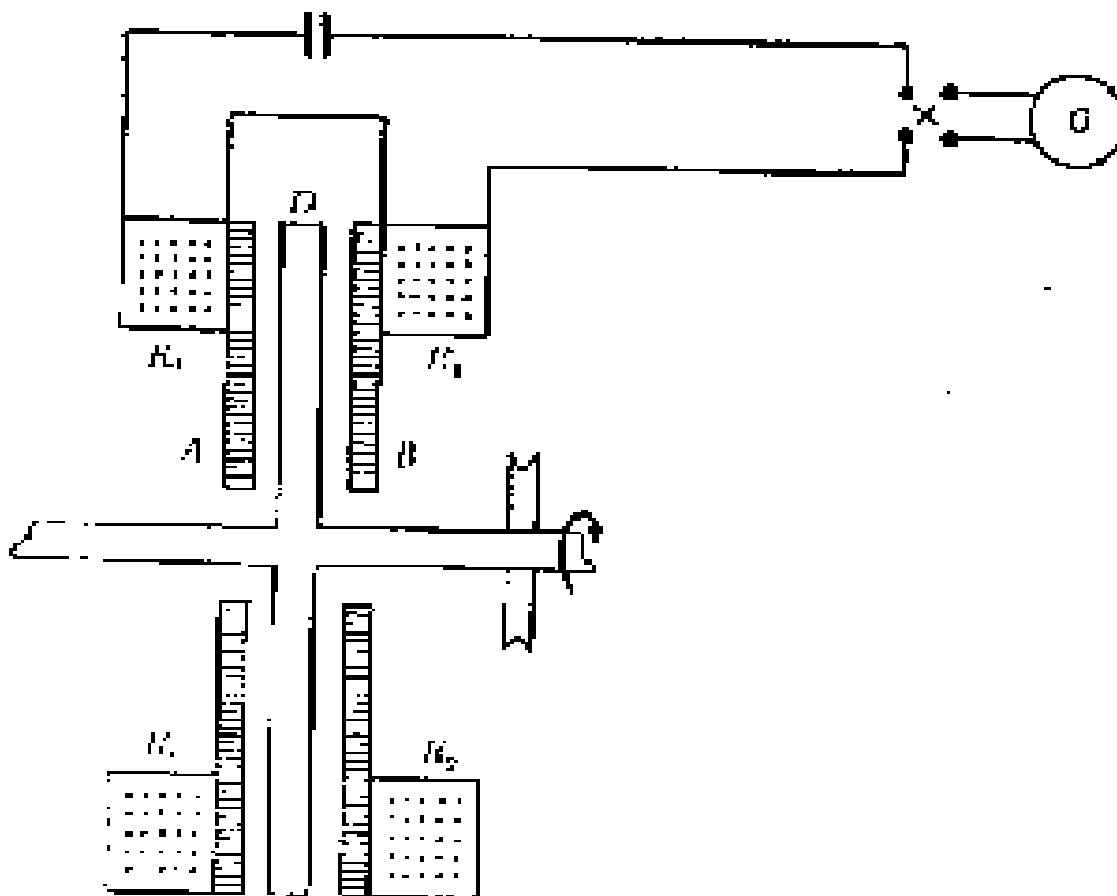


расм 52

Узунлиги 21 см ва қалинлига 0.5 см бўлган эбонит диск А иккала томонидан олтин суртилган иккита шиша В диск оралиғида горизонтал текисликда айлантирилади. Эбонит дискнинг қопламалари Лейден банки С орқали зарядланади. К коммутатор заряднинг ишорасини дискда ўзгартириш имконини беради. Юқори шиша диск устида сезгир астатик магнитометр М осилтирилиб қўйилади ва унинг ойнаси Z ҳам бор. Ўлчаш ойна ва шкала орқали олиб борилади. Лейден банкасининг зарядланиш ва разрядланиши магнитометрга ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Лекин зарядланмаган диск тез айлантирилганда магнитометр стрелкасининг четланиши кузатилади. Диск 61 / секунд тезликда ҳаракат қилганда конвекцион токнинг магнит майдон кучланганлиги қиймати аниқланди ва у ер магнит майдон кучланганлигининг горизонтал ташкил этувчисининг $1/5000$ қисмига тенг чиқади.

Конвекцион токни аниқлаш бўйича 1885 йилда В. Рентген ҳам тажриба ўтказди. Агар ҳаракатдаги зарядланган ўтказгич магнит майдонини ҳосил қилса кутбланган диэлектрик ҳам ўзининг ҳаракатида магнит майдонини ҳосил қилиши керак деб айтди. Рентген тажрибасида Рауланд тажрибасидаги эбонит 100/айл. сек. билан айлантирилади. Тажриба конвекцион токнинг магнит майдони борлигини тасдиқлади.

Конвекцион токнинг магнит майдони борлигининг ҳақиқийлигига ишонч ҳосил қилиш учун Карпен Парижда тажриба ўтказди. Тажриба схемаси мавжуд булган ўқув қўлланмаларида бўлмагани учун уни киритишни лозим деб ҳисобладик. Расм 56. Бу ерда D айланувчи эбонит пластинкаси, А ва В шиша дисклар трансформаторнинг иккинчи ўрами D га ва А ва В га уланади. Ток K_1 ва K_2 ғалтакда индукцияланади. Тажриба қайта уловчи калит G да ток борлигини кўрсатди. У шундай қилиб конвекцион ток билан ўтказувчанлик токнинг айнанлигини тажрибадан исботлади.



Расм 53

М трубка ичида юори вакуум ҳосил қилинган К катоддан учиб чиқувчи электронлар К ва А ўртасида ҳосил қилинган электр майдони билан тезлантирилади. Анод трубка маркази) да унча катта бўлмаган тешикчадан электронлар қисмии ўтказди. Бу электронлар Фарадей цилиндри F га туширилади. Трубканинг ўрта қисмида иккита енгил магнит стрелкалари N-S бир-бирига антипараллель жойлаштирилади. Стрелкалар бир-бири билан енгил ҳалқа билан туташтирилади. Бутун система эластик ипга осилган бўлади.

Назорат саволлари:

1. Токнинг магнит майдони ва уни Эрстед томонидан аниклаш тажрибасини тушунтириб беринг.
2. Магнит майдонининг характеристикалари: куч чизиклари, магнит майдон кучланганлиги, суперпозиция принципи.

3. Ток элементи деб нимага айтилади ва унинг вектор табиати нимадан иборат.
4. Ток элементининг магнит майдони билан электростатикадаги синаш нуқтавий зарядининг майдони ўртасида қандай ўхшашлик бор.
5. Магнит индукцияси, унинг улчов бирлиги, миқдори ва йўналиши қандай аникланади. Магнит индукциясининг электростатик аналоги (ўхшашлиги) қандай бўлади?
6. Био-Савар-Лаплас қонунининг моҳияти нимадан иборат ва ундан тўғри чиқикли токнинг, айланма токнинг ва соленоиднинг магнит майдонини ҳисоблаб чиқаринг ва уни магнит майдонини ҳисоблашнинг бошқа усуллари: магнит скаляр потенциал, магнит вектор потенциал ва тула ток қонуни орқали олинган натижалар билан таққосланг.
7. Ҳаракатдаги электр зарядининг магнит майдони қандай ҳисобланади ва уни тажрибада қим аниқлади?
8. Конвекцион токнинг магнит майдони қандай ҳисобланади ва уни тажрибада қимлар аниқлаган?

8- Маъруза.

МАГНИТ МАЙДОНИДА ТАЪСИР ҚИЛУВЧИ КУЧЛАР.

Режа:

1. Параллел ва антипараллел токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсири.
2. Магнит майдонининг токли ўтказгичга таъсири.
3. Магнит майдонининг ҳаракатдаги зарядланган заррачаларга таъсири.
4. Заряднинг магнит майдонидаги ҳаракат қонунлари.
5. Холл ҳодисаси.

Таянч сўз ва иборалар: Куч, куч моменти, рамкали ток ғалтаги, Ампер, Лоренц кучи, эгрилик радиуси, винтли ҳаракат, Холл коэффициенти.

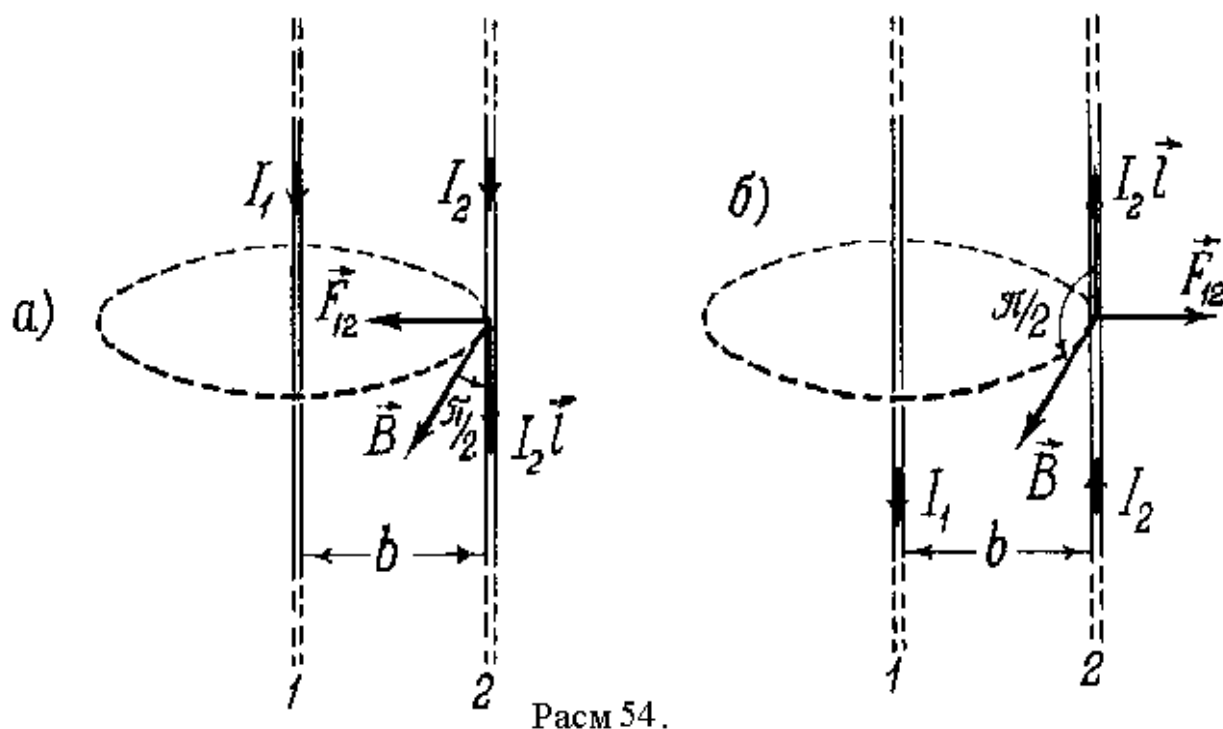
1.Параллел ва антипаралел токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсири.

Токли ўтказгичга магнит майдони томонидан таъсир қилувчи кучларни аниқлаш учун қуйидагича иш қиламиз. Токнинг жуда кичик элементига таъсир қилувчи куч (7.1) формула билан аниқланади. Ўтказгичнинг барча кичик элементларига таъсир этувчи кучларнинг йиғиндиси олинади, натижада токли ўтказгичга таъсир этувчи тўла куч топилади. Агар ўтказгич тўғри чизиқли бўлса, майдон бир жинсли бўлса, у вақтда формула (7.1) чекли узунлик қисмига таъсир этувчи куч $\mathbf{F}$ ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathbf{F} = [\mathbf{IB}] \quad (8.1)$$

Мисол сифатида иккита параллел узун токли ўтказгичнинг ўзаро таъсир этувчи кучини ҳисоблаймиз. 1-чи ва 2-чи ўтказгичдаги ток кучларини I_1 ва I_2 билан белгиласак, ўтказгич орасидаги масофани $\mathbf{b}$ билан белгиласак (расм 54) 1-чи ўтказгичнинг 2-чи ўтказгичнинг 1 узунлигининг участкасига таъсир қилувчи куч $\mathbf{F}_{12}$ ни ҳисоблаймиз. 1-ўтказгичнинг 2-ўтказгич жойлашган нуқталаридаги майдон индукцияси катталиги жиҳатдан тенг ва йўналиш жиҳатдан қарама-қарши бўлиб, формула (8.1) билан аниқланади. Шунинг

учун F_{12} куч учун (8.1) формула ўринлидир. $F_{12} = [I_2 \mathbf{IB}]$ ва $I_2 l$ билан $\mathbf{B}$ ўртасидаги бурчак $\pi/2$ га тенг эканлигини ҳисобга олсак, кучнинг абсолют



қиймати учун $|F_{12}| = I_2 IB$ га эга бўламиз.

. (7.3) дан B нинг қийматини қўйсак, I ни I_1 га алмаштирсак, охирида қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$F_{12} = \mu_0 I_1 I_2 l / 4\pi b \quad (8.2)$$

F_{12} куч 1- ўтказгичга йўналган бўлади, агар I_1 ва I_2 тоқлар бир хил йўналишга эга бўлса (расм а), агар тоқларнинг йўналиши қарама-қарши бўлса, итарилади. (расм 54 б). Шундай қилиб, бирхил йўналган тоқлар (параллел тоқлар) бир бирига тортишади, қарама-қарши йўналишда (антипараллел) бўлса бир-биридан итарилади.

Формула (8.2) ни СИ системасида тоқ кучини бирлигини аниқлашда қўлланилади. Агар $I_1 = I_2 = 1\text{А}$, $b = 1\text{м}$ бўлса $F_{12}/l = 2\mu_0/4\pi$ бўлади. Шундай қилиб, 1ампер тоқ кучи шундай тоққа эга бўладики, узун параллел ўтказгичлардан ўтганда ўтказгич узунлик бирлигига $2\mu_0/4\pi$ ёки (8.2) га кўра $2 \cdot 10^{-7}$ н/м кучни ҳосил қилади.

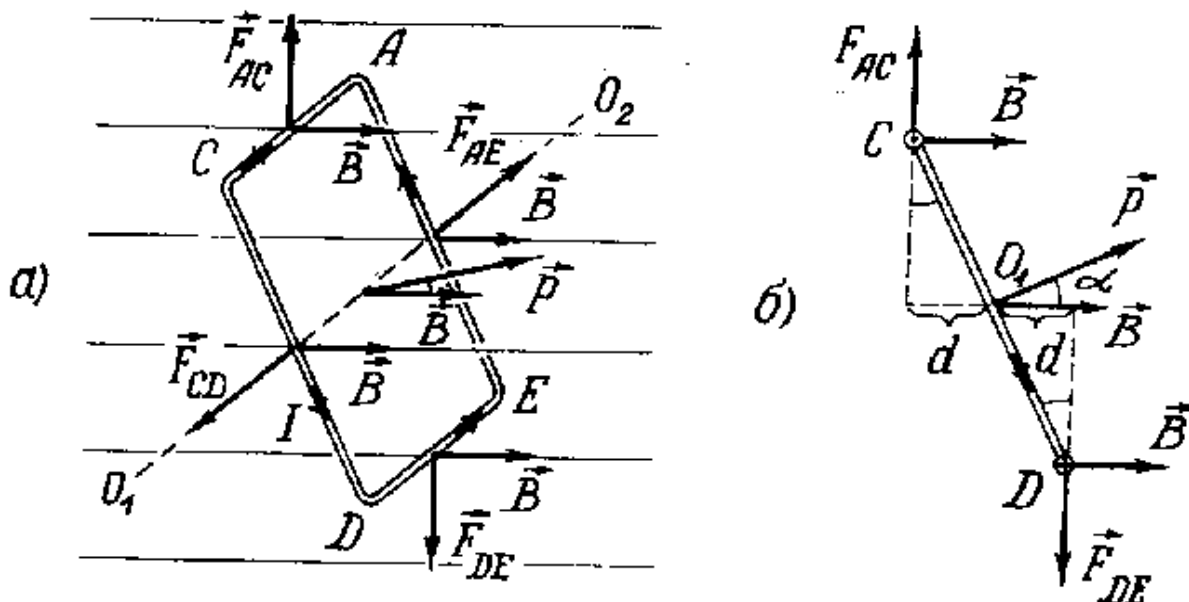
2.Магнит майдонининг тоқли ўтказгичга таъсири.

Энди магнит майдонининг ёпиқ токли контурга таъсирини ўрганамиз. Бир жинсли магнит майдонига жойлаштирилган ACDE токли рамкага таъсир этувчи кучни ҳисоблаймиз. Рамка томонлари $AC=DE=a$ ва $CD=EA=b$ ундаги ток кучи I ва рамка шундай йўналганки, AC ва DE томонлари магнит индукция чизиқларига перпендикулярдир. Рамканинг магнит момент вектори $\vec{P}$ магнит майдон индукцияси вектори $\vec{B}$ билан α бурчак ҳосил қилади (расм 55)

Рамка томонларига таъсир қилган кучни (8.2) билан аниқлаймиз. Рамканинг йўналишини ҳисобга олсак, унинг абсолют катталиклари мос равишда қуйидагига тенг:

$$\begin{aligned} F_{AC} &= F_{DE} = IaB \sin \pi/2 = IaB \\ F_{CD} &= IbB \sin(\pi/2 - \alpha) = IbB \cos \alpha \quad (8.3) \\ F_{EA} &= IaB \sin(\pi/2 + \alpha) = IbB \cos \alpha = F_{CD} \end{aligned}$$

Буларнинг йўналиши расм 55 да кўрсатилган



Расм 55

Шуни қайд этамизки, йиғинди куч нолга тенг, чунки кучлар катталиги жиҳатдан тенг ва йқналиши жиҳатдан қарама-қаршидир:

$$F_{AC} + F_{DE} + F_{DC} + F_{EA} = 0$$

Демак, рамканинг масса маркази қўзғалмас бўлиб қолади, агар у дастлаб қўзғалмас бўлган бўлса. Энди O_1 O_2 ўққа нисбатан куч моментини

ҳисоблаймиз. (Рамка томонлари AC ва DE га параллел ўтган ўққа нисбатан) M_{AC} , M_{DE} , M_{CD} ва M_{EA} ларнинг абсолют қийматларини $M=F_{\perp}d$ формулага асосан ҳисоблаймиз, бу ерда $F_{\perp}$ -кучнинг текисликка перпендикуляр бўлган ўққа проекцияси, d -унинг елкаси. F_{CD} ва F_{EA} кучлар ўқ бўйлаб йўналгани учун унинг перпендикуляр проекциялари нолга тенг бўлади, $M_{CD}=M_{EA}=0$ F_{AC} ва F_{DE} кучлар ўққа перпендикуляр бўлган текисликда ётади. Улар бир хил абсолют катталиққа (8.3) эга бўлади ва елкалари $d=bsin\alpha/2$ (расм 58 б). Шунинг учун $M_{AC}=M_{DE}=IaB \sin\alpha/2$. Бу моментлар бир хил йўналишда таъсир қилади. (расм 58 Иккала момент рамкани соат стрелкасига тескари йўналишда айлантиради), йиғинди моментнинг абсолют қиймати улар абсолют моментларининг йиғиндисига тенг:

$$M=M_{AC}+M_{DE}=2M_{AC}=IabB \sin\alpha \quad (8.4)$$

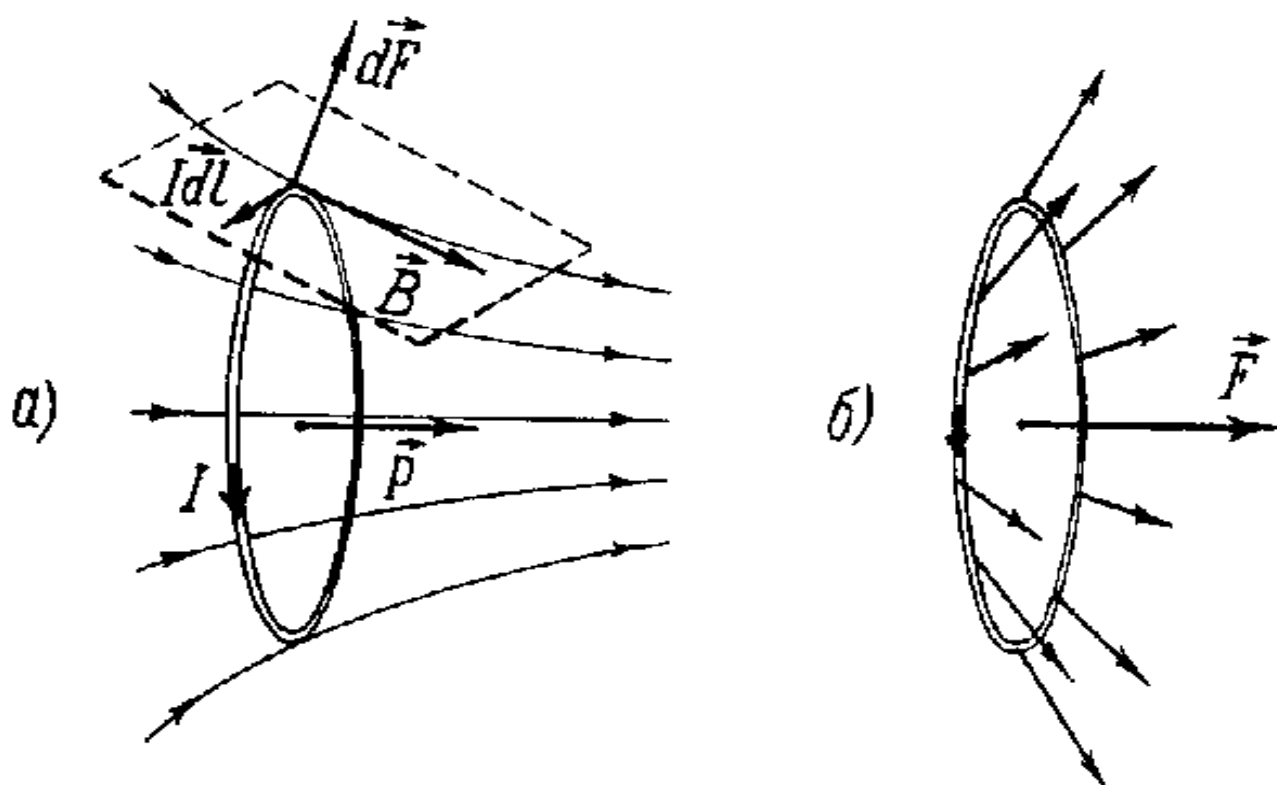
$a*b=S$ бўлгани учун, S -рамка юзаси, $I*S=P$ рамканинг магнит моменти, у вақтда $M=PB \sin\alpha$ куч моментини вектор формада ёзсак:

$$\mathbf{M}=[\mathbf{PB}] \quad (8.5)$$

Исбот қилиш мумкинки, бу формула ихтиёрий формадаги токли контур учун ўринлидир ва у исталган ўқ ва исталган нуқта учун куч моментини аниқлайди.

Куч моменти (8.5) рамкани турғун мувозанат ҳолатга қайтаришга ҳаракат қилади, чунки магнит моменти $\mathbf{P}$ магнит индукция $\mathbf{B}$ бўйлаб йўналгандир. (Кўрсатиш мумкинки, $\mathbf{P}$ ва $\mathbf{B}$ антипараллел бўлган ҳолатда, турғун ҳолат бўлмайди, аксинча турғунсиз). Булардан ташқари, расм 58 дан кўринадики, контур майдон томонидан деформацияловчи таъсирга эга бўлади. Шундай қилиб, токли контурнинг магнит майдонида узини тутиши диполнинг электр майдонида тутишига ўхшашдир (маъруза №4)

Энди токли контурнинг бир жинсли бўлмаган магнит майдонида ҳаракатини қарайлик. Биз кўрган эдикки, бир жинсли магнит майдонида токли контурга магнит майдон индукцияси бўйича ориентирловчи куч таъсир қилишини, бундан фарқли ўлароқ, бир жинсли бўлмаган магнит майдонида рамкага таъсир этувчи йиғинди куч нолдан фарқ қилади. (Расм 56 а)



Расм 56

Ҳақиқатда контурнинг элементар участкаларига таъсир этувчи кучлар (8.5) га кўра, конуссимон манзарани ҳосил қилади (расм 56 б) ва майдон йўналиши бўйича йиғинди кучни ҳосил қилади.

Шундай қилиб, бир жинсли бўлмаган магнит майдон контурни магнит индукция бўйлаб йўналтиришга, яъни уни кучли майдон томон тортади. Контур ўз-ўзидан қўйиб юборилса ҳам шундай ҳол содир бўлади. Агар контурни магнит моменти майдон индукция чизиқларига қарама-қарши ҳолда ушлаб турилса, кўриш қийин эмаски, контурга тескари йўналишда куч таъсир қилади ва уни кучсиз майдон томонга олиб келади. Бу ерда ҳам диполнинг бир жинсли булмаган майдонидаги сингари ходиса руй беради. (маъруза №4)

3.Лоренц кучи. Биз кўрдикки, магит майдони томонидан токли ўтказгичга куч таъсир қилар экан. Бу кучларнинг келиб чиқиши қандай? Маълумки, электр токи зарядларнинг йўналтирилган ҳаракати, шунинг учун айтиш мумкинки, магнит майдони шу майдонда ҳаракат қилувчи ҳар қандай электр зарядга қандайдир куч билан таъсир қилади. Бу вақтда ўтказгичга таъсир қилувчи куч - ундаги ток ташувчиларга таъсир этувчи йиғинди кучдир.

Алоҳида ток ташувчига таъсир қилувчи кучни ҳисоблаймиз. Узунлиги dl бўлган токли ўтказгичга таъсир этувчи куч (8.1) билан аниқланади. Ток элементи Idl дан ва (6.6) формуладан фойдаланиб ток зичлигига ўтказамиз. У вақтда $Idl = qn_0 u S dl$ Бу ерда S -ўтказгич кўундаланг кесим юзаси, q - ток ташувчи заряд n_0 ток ташувчилар концентрацияси, u - йўналтирилган ҳаракат тезлиги, мусбат ток ташувчиларнинг ҳаракат тезлиги йўналиши ва ток кучи мос келгани учун кейинги тенгликни вектор кўринишда ёзиш мумкин.

$$Idl = qn_0 u S dl \quad (8.6)$$

Бу ифодани (8.1)га қўйсак, $dF = qn_0 S dl [uB]$ бўлади. dF кучни қаралаётган

ўтказгич элементидаги ток ташувчилар сони $n_0 S dl$ бўлсак, битта ток

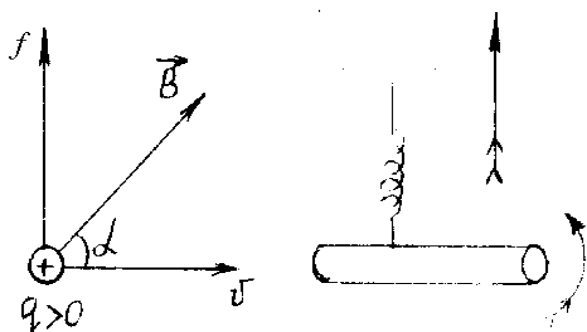
ташувчига таъсир қилувчи f кучни топган бўламиз: $f = dF / n_0 S dl = q[uB]$

Ана шундай куч магнит майдонида ҳаракат қилувчи ҳар қандай зарядланган заррачага таъсир қилади. Бунга Лоренц кучи деб айтилади ва тезликнинг қиймати u га тенг бўлганда қуйидагича ёзилади:

$$f = q[uB]$$

Бу формуладан келиб чиқадики, Лоренц кучи магнит индукцияга ва тезликка (расм 60) перпендикуляр бўлиб, унинг абсолют қиймати қуйидаги формула билан аниқланади: $f = quB \sin \alpha$

бу ерда α - тезлик вектори билан индукция вектори орасидаги бурчак.



а)

б)

Расм 57

Лоренц кучининг заряд тезлигига перпендикулярлик шартидан заряд-нинг доимий магнит майдонида ҳаракати ҳақида баъзи бир хулоса-лар келиб чиқади. Биринчидан, $f \perp u$ да келиб чиқадики, Ньютон иккинчи қонуни бўйича тезланиш $a \perp u$ шунинг учун ҳам тезликнинг озгина ўзгариши $du = a dt$ ҳам

перпендикуляр бўлади. Бу шуни билдираки, Лоренц кучи тезлик катталигини ўзгартирмайди, балки фақат унинг йўналишини ўзгартиради. Шунга кўра заряд доимий магнит майдонида ҳаракат қилганда унинг кинетик энергияси

доимий қолади. Бу хулосага бошқача йўл билан ҳам келиш мумкин, Лоренц кучининг бажарган иши нолга тенг, чунки у тезликка перпендикуляр, демак Лоренц кучининг иши сижигишга перпендикуляр.

4. Заряднинг магнит майдонидаги ҳаракати.

Заряднинг бир жинсли магнит майдонида ҳаракатини қараймиз. Хусусий ҳолни қараймиз, Заряднинг бошланғич тезлиги $\mathbf{u}$ магнит индукцияси $\mathbf{B}$ га перпендикуляр бўлсин (расм 61 а). Кўрсатиш мумкинки, бу ҳолда заряд магнит индукцияга перпендикуляр бўлган текисликда айлана бўйича текис ҳаракат қилади. Энг аввало шундай хулосага келамизки, траектория $\mathbf{B}$ га перпендикуляр бўлган текисликда ётади. Ҳақиқатда Лоренц кучи $\mathbf{B}$ векторига перпендикуляр бўлгани учун, у вақтда бу туфайли пайдо бўлган тезланиш, яъни тезликнинг ўзгариши $d\mathbf{u}=\mathbf{a}dt$ ҳам $\mathbf{B}$ га перпендикуляр бўлади. Бу вақтда бошланғич тезлик ҳам $\mathbf{B}$ га перпендикуляр бўлган текисликда ётади, у вақтда траектория бу текисликдан чиқиб кета олмайди. $\mathbf{f} \perp \mathbf{u}$ бўлгани учун ва Лоренц кучи траекторияга нормал бўлгани учун нормаль тезлашиш a_n ҳосил қилади, унинг катталиги механикадан маълумки, $a_n=u^2/R$ формула билан аниқланади.

Бу ерда R - траекториянинг эгрилик радиуси.

Ньютоннинг II қонунига кўра, $ma_n=f$, a_n ва f нинг ифодасини қўйсак ($\alpha=\pi/2$ бўлганда $\sin \alpha=1$) қуйидагига эга бўламиз:

$$mu^2/R=quB$$

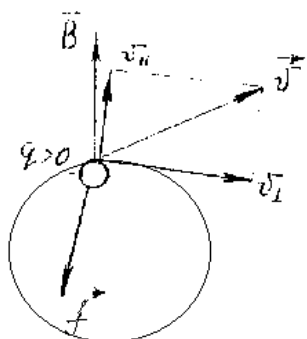
Бу ердан траектория радиусини топамиз:

$$R=mu/qB \quad (8.8)$$

Магнит майдонида ҳаракатида $u=\text{const}$ ва $B=\text{const}$ (бир жинсли майдон) бўлгани учун эгрилик радиуси ҳам доимий катталиқка тенг бўлади.

Демак, изланаётган траектория айланадан иборат бўлади ва унинг радиуси (8.8) билан аниқланади. Эслатиб ўтамизки, (8.6) га асосан турли хил ишорадаги зарядлар учун Лоренц кучи қарама-қарши йўналишга эга бўлади. Шунга мос равишда турли хил заряднингг айланиш йўналиши ҳам турлича бўлади.

Умумий ҳолда, бошланғич тезлик u магнит индукцияси билан α бурчак ҳосил қилса, у вақтда ҳаракати иккита ташкил этувчига: B векторга параллель бўлиб ўққа ва унга перпендикуляр бўлган текислик бўйича ажратилади. Лоренц кучи абсолют қиймат жиҳатдан $f = quB \sin \alpha$ ва бу вақтда



а)



б)

Расм 58

ҳам B га перпендикуляр бўлган текисликда ётади, тезлик-нинг бу текисликда ташкил этувчиси $u_{\perp} = u \sin \alpha$ га тенг бўлади. (расм 58 а).

Шунинг учун, авалги ҳолга ўхшаш, траектория B векторига перпендикуляр бўлиб, айлана радиуси қўйидаги шартдан аниқланади:

$$m u_{\perp}^2 / R = quB \sin \alpha$$

Бу ерда

$$R = m u \sin \alpha / qB \quad (8.9)$$

B вектор бўйича ҳаракат $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ тезлик бўйича текис бўлади, чунки бу йўналиш бўйича Лоренц кучининг проекцияси 0 га тенг. Шу ҳолда, йиғинди ҳаракат траекторияси винт чизивидан иборат бўлади (расм 61б), зарядланган заррача магнит индукция чизигига ўралгандай бўлади.

Бир жинсли бўлмаган майдонда зарядланган заррачага ҳаракат қилганда Лоренц кучи марказга интилма кучдан ташқари, майдоннинг камайиши бўйича йўналган кучни ҳам ҳосил қилади. Бу ҳолда заряд, аввалгидай индукция чизиқлари бўйича ўралди ва магнит майдонда кучсиз қисмга қараб итарилади.

5.Холл ҳодисаси. 1880 йилда америка физиги, Э. Холл куйидагича тажриба ўтказди. М металл пластинкадан (расм 59) доимий ток I юбориб, А ва С нуқталар орасидаги потенциаллар айирмасини ўлчади. Бу нуқталар

Ўтказгич М нинг битта кўндаланг қисмида етгани учун, $\Delta \varphi = 0$ бўлади. Тоқли пластинкани бир жинсли магнит майдонига жойлаштириганда, А ва С нуқталарнинг потенциаллари турлича бўлганини кўрди. Бу ҳодисага Холл ҳодисаси деб ном берди. Тажриба натижалари бўйича аниқландики, А ва С нуқталарўртасидаги потенциаллар айирмаси ток кучи I , магнит майдон индукцияси B га тўғри пропорционал бўлиб, пластинка қалинлиги b га тескари пропорционал эканлиги аниқланди, яъни:

$$\Delta \varphi = \varphi_A - \varphi_C = R (IB/b) \quad (8.10)$$

бу ерда R - Холл коэффициентини.

Кейинги текширишлар кўрсатдики, Холл ҳодисаси барча ўтказгич ва ярим ўтказгичларда кузатилади. Тоқнинг ва магнит майдонининг йўналишини ўзгартганда потенциаллар айирмаси $\Delta \varphi$ нинг ҳам ишораси ўзгариши аниқланди. Холл коэффициентини материалнинг хоссасига боғлиқ бўлиб, у баъзи моддалар учун мусбат, бошқалари учун манфий бўлади.

Холл эффектини қуйидагича тушунтириш мумкин. М пластинкада ток кучи I , ток ташувчи q ларнинг тартибли ҳаракати туфайли вужудга келади. Агар заряднинг концентрацияси n_0 , ўртача тезлиги v бўлса, ток кучи I қуйидагича:

$$I = qv_x n_0 S = qv_x n_0 ab \quad (8.11)$$

бу ерда $S = ab$ - пластинканинг кўндаланг қисм юзаси, v_x - тезлик вектори V нинг ОХ ўқ ўйича проекцияси, Агар тоқни ҳосил қилувчи заррача заряди ток $q > 0$ бўлса, у вақтда тезлик V нинг йўналиши ток кучи йўналиши билан мос келади ва $V_x = V$ бўлади. Агар заряд $q < 0$ бўлса у вақтда заррача тезлик V ток зичлиги вектори j га қарама-қарши бўлади ва $V_x = -V < 0$ булади.

Маълумки, ҳаракатдаги зарядга магнит майдони томонидан таъсир қилувчи куч-Лоренц кучи $F_x = q[vB]$ заррачани пластинканинг юқори қиррасига буради. Шундай қилиб, юқори қиррада q зарядлар ортиқчалиги пайдо бўлади, пастки қиррада эса уларнинг етишмовчилиги пайдо бўлади. кўндаланг электр майдони томонидан заряд q га таъсир қилувчи qE куч,

Лоренц кучининг йўналишига қарама-қарши бўлади. Ток турғун ҳолга келганда бу кучлар бир-бирини мувозанатлайди.

$$q\mathbf{E} = -q[\mathbf{v}, \mathbf{B}]$$

Бу ифодада заряд q ларнинг қисқариши натижасида қуйидагига эга бўламиз:

$$\mathbf{E} = -[\mathbf{v}\mathbf{B}] \quad (8.12)$$

$\mathbf{E}$ вектор OZ ўқ бўйича йўналган, $\mathbf{v}$ ва $\mathbf{B}$ векторлар ўзаро перпендикуляр. Шунинг учун $\mathbf{E}$ нинг OZ ўққа проекцияси

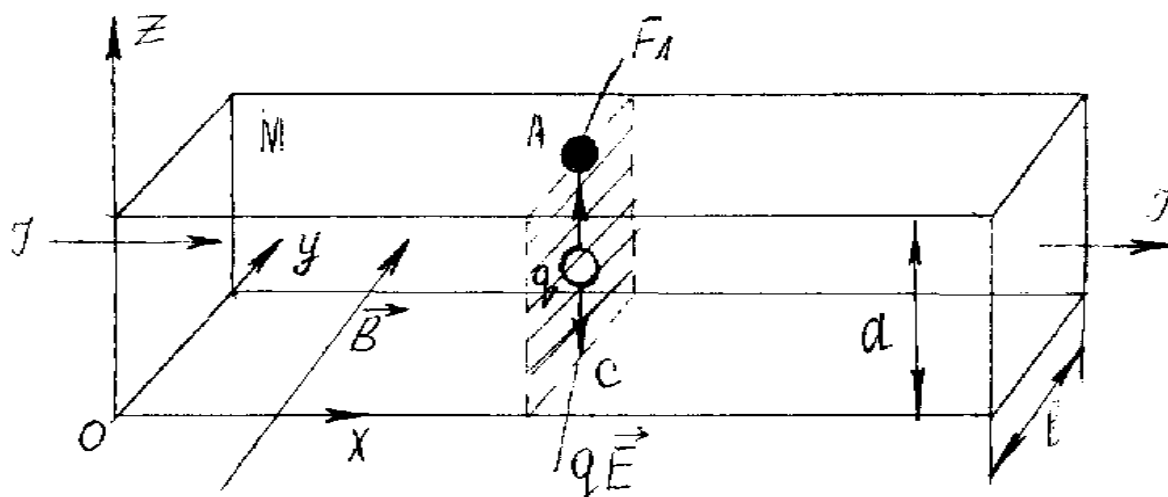
$$E_z = -v_x B \quad (8.13)$$

Шунга мос равишда A ва C нуқталар ўртасидаги потенциаллар айримаси ҳам

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = -\int E_z dz = V_x B a$$

Бунга (8.5) ифодадан V_x нинг қийматини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\Delta\varphi = 1/qn_0 \cdot (IB/b) \quad (8.14)$$



Расм 59

Назорат саволлари:

1. Параллел ва антипараллел токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирининг сабаби нимадан иборат.

- 2. Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсирини қуйидаги ҳолларда кўрсатиб беринг:** а) доимий магнит майдони токли ўтказгичга таъсирини, б) доимий магнит майдонининг токли рамкага таъсирини, в) доимий магнит майдонининг магнит диполига таъсирини, г) доимий магнит майдонининг бир жинсли ва бир жинсли булмаган ҳоллар учун курсатинг
- Бу ҳодисаларнинг электростатик ва магнитостатик ухшашлигини аниқланг.
- 3. Магнит майдонининг ҳаракатдаги зарядланган заррачага таъсирини қандай куч вужудга келтиради.**
- 4. Лоренц кучининг Ампер кучидан фарқи нимада? Лоренц кучи қандай ҳоссаларга эга ва унинг йуналиши қандай қоида билан аниқланади.**
- 5. Зарядланган заррачанинг магнит майдонида ҳаракати қонунларининг қулланишларига мисол келтиринг.**
- 6. Ҳолл ҳодисаси ва унинг ҳосил бўлишининг сабаби. Ҳолл ҳодисаси ярим ўтказгич, электролит, газ, суюқликда ҳам ҳосил бўладими.**
- 7. Агар Ҳолл пластинкаси M дан ток кучи урнига иссиқлик оқими ҳосил қилиб, уни перпендикуляр магнит майдонига жойлаштирсак, учинчи теқисликда ёки OZ йуналишда потенциаллар айирмаси пайдо бўладими.**

Маъруза №9

ТЎЛА ТОК ҚОНУНИ. МАГНИТ ЗАНЖИРЛАРИНИ ҲИСОБЛАШ.

Режа:

1. Магнит майдон индукциясини ёпик контур бўйича циркуляцияси ва тула ток қонуни.
2. Циркуляция теоремасидан тўғри чизикли, айланма ва чексиз узунликдаги соленоиднинг магнит майдон индукцияси ва кучланганлигини ҳисоблаш. майдони.
3. Магнит оқими.
4. Магнит занжирининг қонунлари.
5. Магнит занжирлари учун Кирхгоф тенгламалари.

Таянч сўз ва иборалар: Вихрли майдон, Магнит майдон индукцияси векторининг циркуляцияси, тўла ток қонуни, тароид, магнит оқими, Магнит майдон учун Гаусс теоремаси, Магнит юритувчи куч, Магнит қаршилиқ, Кирхгоф қонунлари, магнит шунти.

1. Магнит майдон индукциясини ёпик контур бўйича циркуляцияси ва тула ток қонуни. Маъруза №3 да кўрсатилган эдики, электростатик майдон кучланлик вектори $\mathbf{E}$ нинг ихтиёрий ёпик контур L бўйича циркуляцияси нолга тенг эди:

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0 \quad (9.1)$$

Магнит майдони электростатик майдондан фарқли бўлиб, потенциал майдондир: Магнит индукция векторининг $\mathbf{B}$ ёпик контур бўйича циркуляцияси умумий ҳолда нолга тенг эмас ва контурни танлаб олишга боғлиқ. Бундай майдонни вектор таҳлилида вихрли майдон дейилади.

Мисол сифатида, вакуумда жойлашган чексиз узунликдаги I микдорда ток ўтувчи ўтказгичнинг магнит майдонини қарайлик. (расм 63). Бу майдон магнит индукция чизиклари айланадан иборат бўлиб, ўтказгич текислигига перпендикуляр, маркази унинг ўқида ётади. Расм 63а да бу чизиклар пунктир билан тасвирланган. $\mathbf{B}$ векторининг ихтиёрий магнит индукция чизиғи бўйича айлана радиуси r бўйича топамиз.

$$\int \mathbf{B} d\mathbf{l} = \int \mathbf{B} d\mathbf{l} \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{l}) \quad (9.2)$$

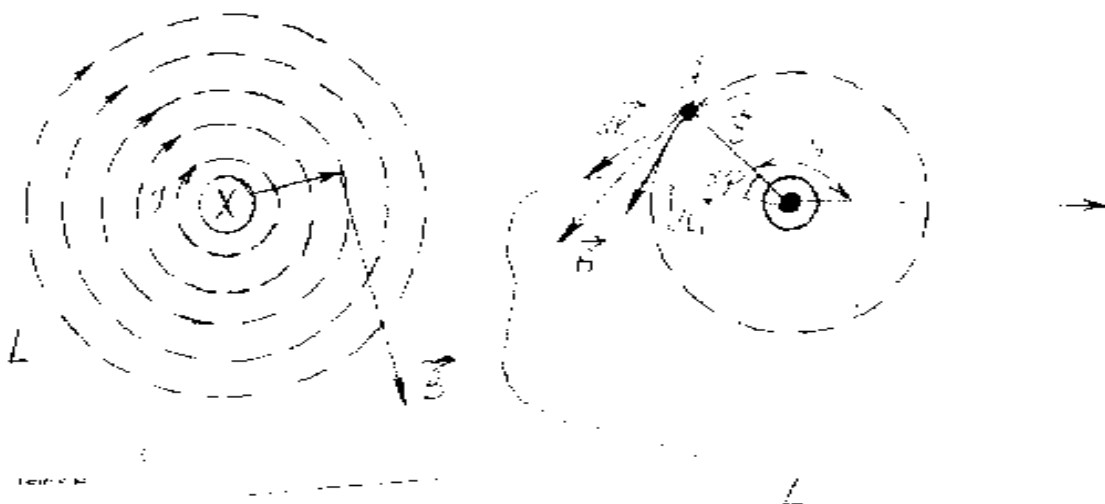
Индукция чизигининг барча нуқталарида $\mathbf{B}$ сон жиҳатдан

$$B = \mu_0/4\pi (2I/r) \text{ га тенг.} \quad (9.3)$$

ва бу чизикқа уринма бўйича йўналган, $\cos(\mathbf{B}, d\mathbf{l})=1$

Демак,

$$\int \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0/4\pi (2I/r) \int d\mathbf{l} = \mu_0 I \quad (9.4)$$



Расм 63

Бу ифодадан иккита натижа келиб чиқади: а) тўғри чизикли токнинг магнит майдони - вихрли майдондир, чунки унда $\mathbf{B}$ нинг магнит индукция чизиги бўйича циркуляцияси нолга тенг эмас.

в) тўғри чизикли ток магнит индукция вектори $\mathbf{B}$ нинг циркуляцияси (вакуумда) барча магнит индукция чизиклари бўйича бир хил ва магнит доимийсининг ток кучи кўпайтмасига тенг.

Кўрсатиш мумкинки, кейинги ифода (9.4) ихтиёрий формадаги чексиз узунликдаги токли ўтказгични ўраб олган контур учун ҳам ўринли эканини (расм 63б). Контурнинг A нуқтасида магнит индукция $\mathbf{B}$ радиус вектор $\mathbf{r}$ га перпендикуляр. Расм 63 б дан кўринадики,

$$B d\mathbf{l} \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{l}) = B d\mathbf{l}, \quad (9.5)$$

бу ерда $d\mathbf{l}_1 = d\mathbf{l} \cos(\mathbf{B}, d\mathbf{l})$ — $d\mathbf{l}$ векторининг $\mathbf{B}$ вектор йўналишидаги проекцияси. Айланага уринма бўлган кичик $d\mathbf{l}$ кесмани айлана ёйи билан

алмаштириш мумкин: $dl_1 = r d\varphi$, бу ерда $d\varphi$ - марказий бурчак. Бу қийматлардан dl_1 ни (9.5) га ва $\mathbf{B}$ ни формула (9.3) қўйсак, қуйидагига эга бўламиз.

$$B dl \cos(\mathbf{B}, \mathbf{dl}) = \mu_0 / 4\pi (2I/r) (r d\varphi) = \mu_0 I / 4\pi (d\varphi) \quad (9.6)$$

Бутун ёпиқ контур L бўйича интегралласак ва φ 0 дан 2π гача ўзгаради деб карасак қуйидагига эга бўламиз.

$$\oint \mathbf{B} dl \cos(\mathbf{B}, \mathbf{dl}) = \int \mu_0 I / 4\pi (d\varphi) = \mu_0 I / 2\pi \int (d\varphi) \text{ ёки } \oint \mathbf{B} dl = \mu_0 I \quad (9.7)$$

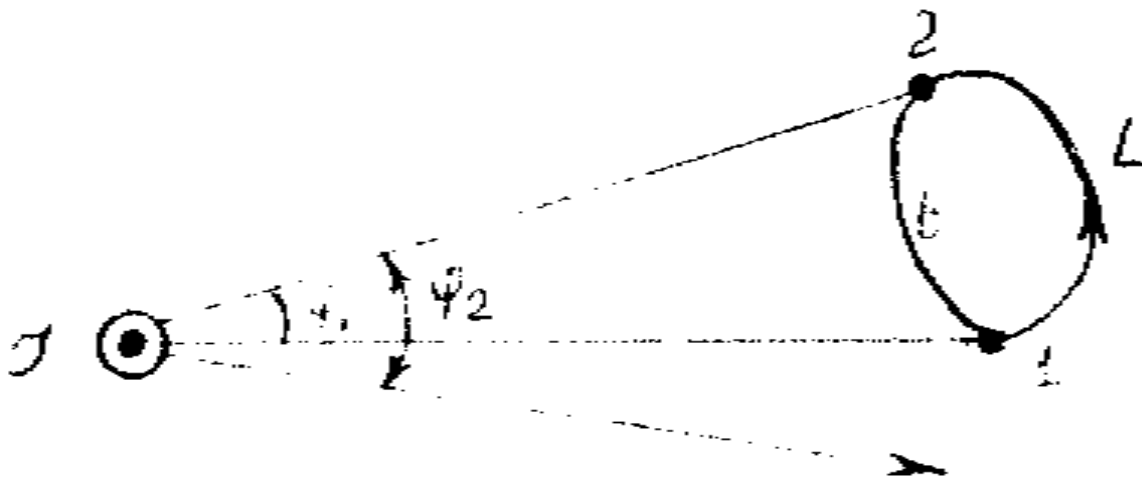
Шундай қилиб, биз исбот қилдикки, бу формула (9.4) нинг узгинаси бўлиб, у исталган ёпиқ контур учун, контурнинг формасидан қатъи назар ўринли экан.

Ёпиқ контур L_1 токли ўтказгични ўраб олинган ҳолини қараймиз. (расм 64), у ҳолда

$$\oint \mathbf{B} dl = \oint \mathbf{B} dl + \oint \mathbf{B} dl$$

бу ерда 1аг ва 2в1- контурнинг қисмлари. Интеграл тагидаги ифодани формула (9.6) бўйича алмаштирадик,

$$\oint \mathbf{B} dl = \mu_0 I / 4\pi (\int d\varphi + \int d\varphi) = 0 \quad (9.8)$$



Расм 64

Шундай қилиб, тўғри чизиқли токнинг магнит индукция векторининг ўтказгични ўраб олган қисмида нолга тенг.

Исбот қилиш мумкинки, (9.4) ва (9.8) муносабатлар вакуумдаги магнит майдонлари учун ҳам уринли эканлиги ва унинг универсал эканлиги исбот қилиш мумкин. Умумий ҳолда магнит майдонини $I_1, I_2, \dots, I_n$ токли ўтказгичдан

иборат n' та ўтказгич ҳосил қилиши мумкин. Битта i -та токли ўтказгичнинг вакуумда ҳосил қилган индукциясини B_i билан белгилаймиз. У ҳолда, суперпозиция принципага кўра йиғинди индукция

$$\mathbf{B} = \sum \mathbf{B}_i \quad (9.9)$$

$\mathbf{B}$ векторнинг ихтиёрий ёпиқ L контур бўйича циркуляцияси

$$\oint \mathbf{B} \, d\mathbf{l} = \oint (\sum \mathbf{B}_i) \, d\mathbf{l} = \oint (\sum \mathbf{B}_i \, d\mathbf{l}) \quad (9.10)$$

(9.4) ва (9.8) га кўра,

$$\oint \mathbf{B} \, d\mathbf{l} = \begin{cases} \mu_0 I_i, & \text{агар контур } L \text{ } I_i \text{ токни ўраса} \\ 0, & \text{агар контур } L \text{ } I_i \text{ токни ўрамаса} \end{cases} \quad (9.11)$$

Демак, $\oint \mathbf{B} \, d\mathbf{l} = \mu_0 \sum I_k \quad (9.12)$

бу ерда n — L контурни ўраб олган токли ўтказгичлар сони. (9.11) тенгламага вакуумдаги магнит майдони учун тўла ток қонунини математик ифодаси дейилади. Вакуумда магнит майдон индукция векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси магнит доимийликни шу контур томонидан ўраб олинган тоklarнинг алгебраик йиғиндисининг қупайтмасига тенг.

Магнит майдон кучланганлиги $\mathbf{H}$ вакуумда магнит индукция $\mathbf{B}$ си билан $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$ муносабат орқали боғлангандир, у вақтда (9.7) ни ҳисобга олсак, тўла ток қонунини яна бошқа формада ёзиш мумкин

$$\oint \mathbf{H} \, d\mathbf{l} = \sum I_k \quad (9.13)$$

Кейинчалик кўрсатамизки, тўла ток қонунини вакуумдаги магнит майдондан ташқари, ихтиёрий муҳит учун ҳам тўғридир.

(9.12) формулада ёпиқ L контурни ўраб олувчи тоklarнинг алгебраик йиғиндиси I_k , L контурни ўраб олган S сиртдан ўтувчи ўтказувчанлик тоklarининг йиғиндиси бўлгани учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint \sum I_k = \oint \mathbf{j} \, d\mathbf{S} \quad (9.14)$$

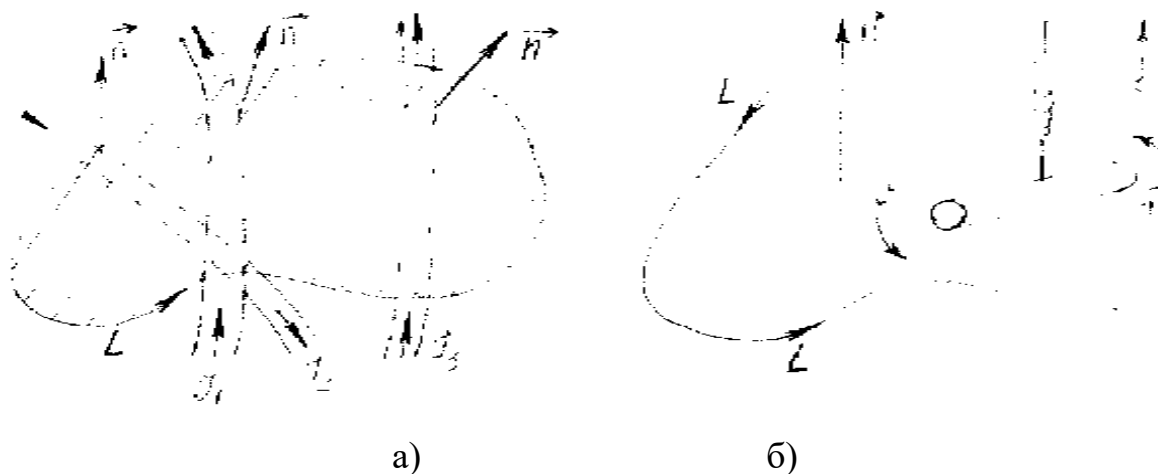
бу ерда $\mathbf{j}$ - ўтказувчан ток зичлиги. Бу ифодани ҳисобга олсак, (9.13) ни ҳисобга олсак қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint \mathbf{H} \, d\mathbf{l} = \oint \mathbf{j} \, d\mathbf{S} \quad (9.15)$$

Магнит индукция ёпиқ контур L бўйича циркуляцияси, шу контурни чегараловчи сиртни кесувчи тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир (расм 65).

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum I_i \quad (9.16)$$

Тоқ кучларининг ишораси қуйидаги қоида бўйича аниқланади: Сиртни нормал билан ўткир бурчак остида кесувчи тоқлар + ишора билан, шу сиртни нормал билан ўтмас бурчак остида кесувчи тоқлар - ишора билан олинади (расм 65а). Шунини ҳисобга олиш керакки, нормалнинг йўналиши ва контурни ўраш йўналиши бир-бири билан парма қоидаси асосида мослаштирилгандир. Парма дастаси контурдаги танлаб олинган йўналиш бўйича айлантирилса, у вақтда нормал парманинг илгариланма ҳаракати томон йўналиши керак (расм 65б).



Расм 65

(9.16) га асосан $\mathbf{B}$ векторнинг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси 0 дан фарқ қилади, у вақтда $\oint B_l dl$ бошланғич A ва охириги C нуктадан ташқари, эгри чизиқнинг формасига ҳам боғлиқдир. Шунинг учун ҳам магнит майдонида электростатикадаги потенциалнинг форма анологини киритиб бўлмайди. Бундан куринадики, магнит майдони потенциал эмасдир, унинг электростатик майдондан фарқи ҳам шунда.

Циркуляция теоремаси умумий ҳолда магнит индукциясини ҳисоблаш имконини бермайди, чунки у интеграл белгиси остида турибди. Лекин баъзи содда ҳолларда, майдон симметрияга эга бўлган ҳолларда, ёпиқ контур

танлаб олиш мумкин, унинг барча участкаларида $B_1 \neq 0$, $B_1 = B = \text{const}$. Бу вақтда циркуляция ифодасида интегралдан ташқарига магнит индукциясини чиқариш мумкин ва енгил ҳисоблаш мумкин. Мисол сифатида чексиз узунликдаги соленоидни қараймиз.

2. Циркуляция теоремасидан тўғри чизикли, айланма ва чексиз узунликдаги соленоиднинг магнит майдон индукцияси ва кучланганлигини ҳисоблаш.

2.1 Тўғри чизикли токнинг ҳосил қилган магнит майдон индукциясини ҳисоблаш. Расм 63а дан куринадики, токни ураб олган контур концентрик халкалардан иборат ва ундан r масофадаги нуктада майдон индукциясини топиш керак булсин. Циркуляция теоремаси (9.11)ни куллаб, ҳисоблаш кийин эмас.

$\int \mathbf{B} d\mathbf{l} = \int B dl \cos(\mathbf{B} d\mathbf{l})$ (1), $\mathbf{B} \perp d\mathbf{l}$ булгани учун $\cos(\mathbf{B} d\mathbf{l}) = 1$ га тенг булади. Иккинчидан айлананинг барч нукталарида индукция вектори доимий кийматга эга булади. Шунинг учун уни интегралдан ташқарига чиқариш мумкин, Натижада (1) ифода куйидагига тенг булади:

$$\int \mathbf{B} d\mathbf{l} = \int B dl \cos(\mathbf{B} d\mathbf{l}) = B \int dl = 2\pi r B \quad (2)$$

Циркуляциянинг умумий теоремасига асосан, (2) ифоданинг чап қисми $\mu_0 I$ га тенг, (1) ва (2) ифодаларнинг чап томонлари тенг булганлиги учун, унинг унғ томонларини тенглаштириб, $B = \mu_0 I / 4\pi r$ га эга буламиз. Бу ифодани биз тўғри чизикли токнинг r масофада жойлашган нуктадаги магнит майдон индукциясини Био-Савар- Лаплас қонунидан ҳам фойдаланиб чиқариш мумкин.

2.2 Айланма токнинг марказидаги нуктада магнит майдон индукцияси. Бизга радиуси R га тенг булган айлана буйича I микдордаги ток кучи утаётган булсин. Унинг марказидаги ва ундан r масофада жойлашган нуктада индукцияни циркуляция теоремасидан фойдаланиб топиш мумкин. Циркуляция теоремасига асосан, $\int \mathbf{B} d\mathbf{l} = \int B dl \cos(\mathbf{B} d\mathbf{l}) = B \int dl = 2\pi R B$ (1)

Иккинчидан, циркуляциянинг умумий теоремасига асосан, (1) формуланинг чап томони $\mu_0 I$ га тенг. Курсатиш мумкинки, бу икки муносабатлардан $B = \mu_0 2I / 4\pi R$ чиқариш мумкин.

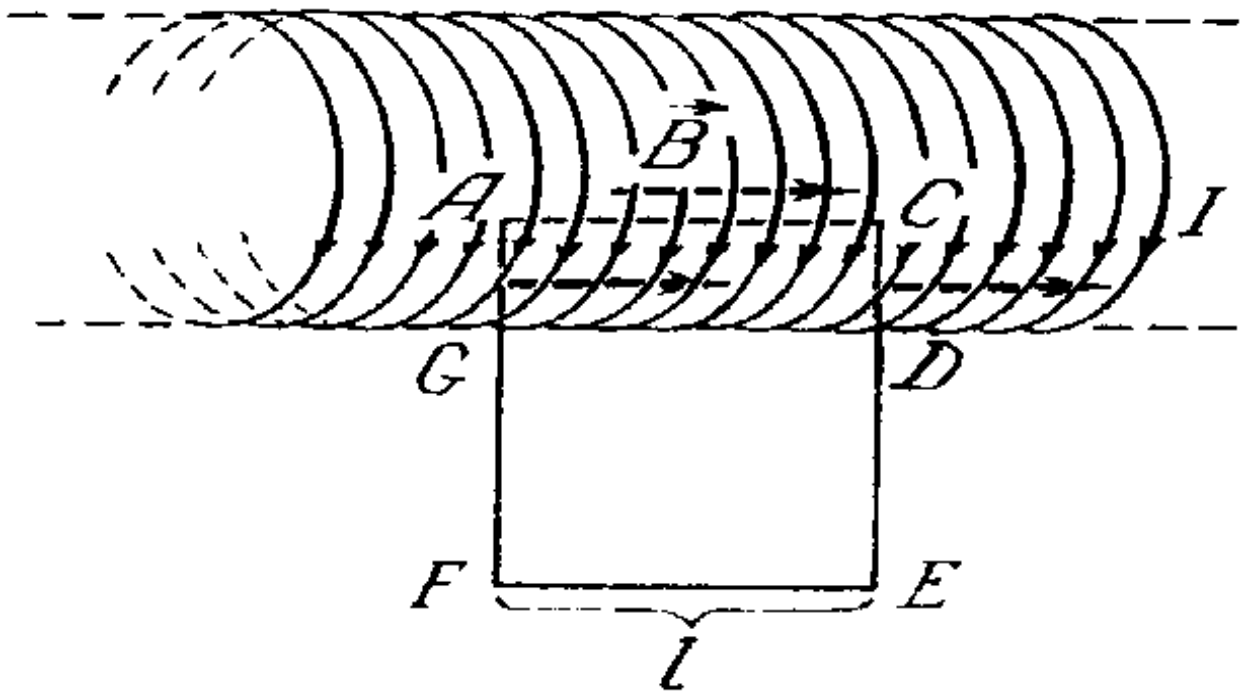
2.3 Чексиз узунликдаги соленоиднинг майдони.

Расм 66да реал соленоид майдонининг куч чизиқлари келтирилган. Агар соленоидни чексиз узунлаштириб борилса, у вақтда магнит индукция чизиқлари соленоид ичида «тўғриланиб боради», соленоид ўқиға параллел бўлган тўғри чизиқ формасига яқинлашади, соленоиддан ташқарида майдон нолга тенг бўлади. Ана шундай чексиз узунликдаги соленоиднинг ички қисмидаги магнит индукциясини ҳисоблаймиз, циркуляция теоремасини қўллаймиз. Бу теоремадан L контур ўрнига $ACED$ тўғри бурчакли контурни оламиз, унинг AC томонлари узунлиги майдон ахтараётган нуқтадан ўтади, ва соленоид ўқиға параллел, унга қарама-қарши бўлган томон ED соленоиддан ташқари ётади. (расм 66). Бу контурнинг барча участкаларида, AC томондан ташқари B_1 га тенг, чунки $DEFG$ участкада $\mathbf{B}=0$, а CD ва GA участкаларга $\mathbf{B}$ вектор перпендикуляр. Шунинг учун $\mathbf{B}$ векторнинг циркуляцияси бутун контур бўйича AC кесма бўйича интегралга келтирилади:

$$\oint \mathbf{B}_1 d\mathbf{l} = \int_A \mathbf{B}_1 d\mathbf{l}$$

Вектор $\mathbf{B}$ AC тўғри чизиқ бўйича йўналган, симметрия тасаввурига кўра унинг барча нуқталарида бир хилдир, у вақтда $B_1 = B = \text{const}$. Циркуляция учун ифода қуйидагича бўлади:

$$\oint \mathbf{B}_1 d\mathbf{l} = \int \mathbf{B}_1 d\mathbf{l} = B_1 \int d\mathbf{l} = B l$$



Расм 66

Расмдан кўринадики, қаралаётган контур юзасини nl ўрам кесиб ўтади, бу ерда n -соленоид узунлиги бирилигидаги ўрамлар сони. Демак, бу контурни кесиб ўтувчи йиғинди ток Inl га тенг, бу ерда I - соленоиддаги ток кучи. Циркуляция теоремасига асосан: $B l = \mu_0 Inl$, бу ердан $B = \mu_0 In$ ҳосил бўлади.

Формуладан куринадики, магнит индукция нуқтанинг ҳолатига боғлиқ эмас, соленоид ичида майдон бир жинслидир. Бундай майдон реал соленоидда рўй беради, узунлиги кўндаланг кесимидан жуда катта бўлган, албатта соленоид чети, яқинидаги майдон бунга кирмайди. Соленоиднинг ташқарисида майдон бўлмайди. Ичида бир жинсли майдон бўлган узун соленоид электростатикадаги ясси конденсаторга мос келади.

Демак, тула ток конуни ва циркуляция теоремаси симметрияга эга бўлган токли утказгичларнинг магнит майдонларини ҳисоблаш мумкинлигини курсатади. Бу жихатдан у электростатикадаги Гаусс теоремасига айнан ухшашдир.

3. Магнит оқими. Магнит индукция вектори оқими ёки магнит оқими деб, кичик юзача dS оркали ўтувчи, $\mathbf{B}$ векторининг B_n проекциясининг шу юзага кўпайтмаси билан аникланадиган физик катталиikka айтилади:

$$d\Phi_m = B_n dS = B dS \cos(\mathbf{B}, \mathbf{n}) = \mathbf{B} d\mathbf{S} \quad (9.11)$$

бу ерда $d\mathbf{S} = \mathbf{n} dS$ - юзаача вектор. Бу ифодани S бўйича интегралласак,

$$\Phi_m = \int B_n dS = \int \mathbf{B} d\mathbf{S}$$

бу ерда Φ_m - ихтиёрий S сирт орқали ўтувчи магнит оқими. Агар майдон бир жинсли бўлса, сирт S ясси ва майдонга перпендикуляржойлашган, у вақтда $B_n = B = \text{const}$ ва $\Phi_m = B \cdot S$ (9.12)

Кейинчалик кўрамизки, магнит оқими магнит майдонларининг ўзаро таъсири билан боғлиқ ҳодиса бўлиб, электромагнит индукция ҳодисаларида жуда кенг қўлланилади. Шунинг учун ҳам магнит оқими электромагнетизмда ишлатиладиган асосий катталиклардан ҳисобланади.

Формула (9.12) дан магнит оқимининг ўлчов бирлигини келтириб чиқариш мумкин. СИ системасида магнит оқими вебер (Вб) билан ўлчанади.

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ В} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^2 / \text{м}^2 = 1 \text{ В} \cdot \text{с}$$

СГСМ системасида - максвел (мкс) билан ўлчанади.

$$1 \text{ мкс} = 1 \text{ Гс} \cdot 1 \text{ см}^2$$

$$1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}, 1 \text{ м}^2 = 10^4 \text{ см}^2 \text{ бўлгани учун } 1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ мкс}$$

Электродинамикада Гаусс теоремасининг магнит майдони учун қуйидаги теорема исбот қилинди: Ҳар қандай ихтиёрий ёпиқ сирт бўйича ўтган магнит оқими нолга тенг:

$$\int \mathbf{B} d\mathbf{S} = \int dS = 0 \quad (9.13)$$

4. Магнит занжирининг қонунлари. Магнит индукция оқими ўтадиган магнетиклар тўпламига магнит занжири деб аталади. Агар оқим бир муҳитдан иккинчисига тўла ўтса, у вақтда оқим тармоқланган қисмларининг параллел қўшилиши ҳақида гапирилади.

Тармоқланмаган магнит занжирига мисол сифатида тароид ўрамларидан ўтган оқим Φ ҳисобланади. Ўрамлар сони N , ўқ узунлиги l , кўндаланг кесими S бўлган тароидни қараймиз. Ўрамлар ўралган ўзакнинг магнит сингдирувчанлиги μ бўлсин. Ўрамдан ўтаётган ток кучи I га тенг бўлсин. Тароид кўндаланг кесимидан ўтувчи оқимни ҳисоблаймиз ва у тароид ўқига параллел йўналган бўлади.

$$\Phi = BS = \mu HS \quad (9.14)$$

Маълумки, соленоиднинг магнит индукцияси $B = \mu_0 I n$ га тенг, Бунга кура тароид ичидаги майдон кучланганлиги $H = 4\pi n I$ га тенг, n - тароид узунлик бирлигига тўғри келувчи ўрамлар сони, буни ҳисобга олиб, (9.14)ни яъни, $\Phi = 4\pi \mu n I S$, $n = N/l$ эканлигидан $\Phi = 4\pi \mu I S N / l$ келиб чиқади ёки буни

$$\Phi = 4\pi N I / (l/\mu) S \quad (9.15)$$

куринишда ҳам ёзиш мумкин. Бу формула тармоқланмаган ток занжири учун Ом қонунига формал ўхшашдир.

Ҳақиқатда, $4\pi N I$ ни магнит юритувчи куч десак, $\epsilon_m l / \mu S$ ифодани магнит қаршилиги деб атасак, $\epsilon_m = 4\pi N I$, $r_m = l / \mu S$ у ҳолда қуйидагига эга бўламиз: $\Phi = \epsilon_m / r_m$. Бу формуладан келиб чиқадики, магнит индукция оқими сон жиҳатдан магнит юритувчи куч ϵ_m нинг магнит қаршиликка r_m нисбатига тенгдир. Эслатиб ўтамизки, магнит қаршилик занжир узунлигига пропорционал бўлиб, кўндаланг кесим юзасига ва занжирнинг магнит қаршилигига тескари пропорционалдир. Магнит юритувчи куч $N I$ кўпайтмага пропорционал бўлиб, токнинг магнит занжирини ўраб оловчи кучга пропорционалдир.

Магнит юритувчи куч ва магнит қаршилик катталикларини киритилиши ўзини шу жиҳатдан оқлайдики, электр ва магнит занжирлар ўртасида ўхшашлик мавжуддир, бу ўхшашлик яна давом этади. Буни кўрсатиш учун, кетма-кет уланган магнит занжирлари участкаларини қараймиз. Оқимлар қўшилишини кетма-кетлиги мисол биз қараган тароид, узунлиги l , магнит сингдирувчанлиги μ бўлган тароидда ҳаво қатлами узунлиги l_0 , магнит сингдирувчанлиги μ_0 , бўлган бўшлиқ (расм 67) дан иборат бўлса, кўрамизки, бу ҳаво бўшлиғи оқим катталигини сезиларли ўзгартиради. Бу ҳолда оқимни топиш учун $\mathbf{H}$ векторининг тароид контурининг узунлиги бўйича циркуляциясини топамиз:

$$\sum H_l dl = 4\pi I N \quad (9.16)$$

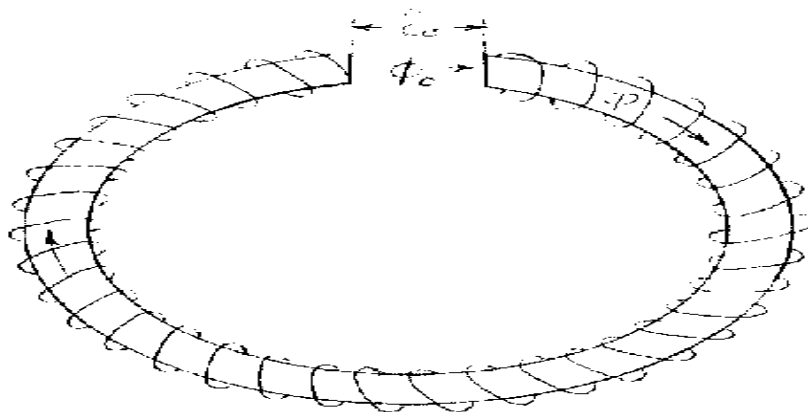
Ўзакдаги ва бўшлиқдаги майдон кучланганлигини мос равишда $\mathbf{H}$ ва $\mathbf{H}_0$ билан белгиласак, (9.16) ни $4\pi IN = Hl_1 + H_0 l_0$ ёки H ва H_0 ўрнига магнит сингдирувчанлиги киритилса, $B = \mu H$ ва $B_0 = \mu_0 H_0$ ва m га қисқартсак

$$4\pi IN = B/\mu (l_1) + B_0/\mu_0 (l_0) \quad (9.17)$$

ва оқимлар орқали ёзсак: $B = \Phi/S$, $B_0 = \Phi/S_0$

бу ерда S ва S_0 - тароид ўрамларининг ва ҳаво қатламининг кўндаланг кесимлари. У вақтда формула (9.17) ни қуйидагича ёзиш мумкин бўлади.

$$4\pi IN = \Phi((l_1/S\mu) + (l_0/S_0\mu_0)) \quad (9.18)$$



Расм 67

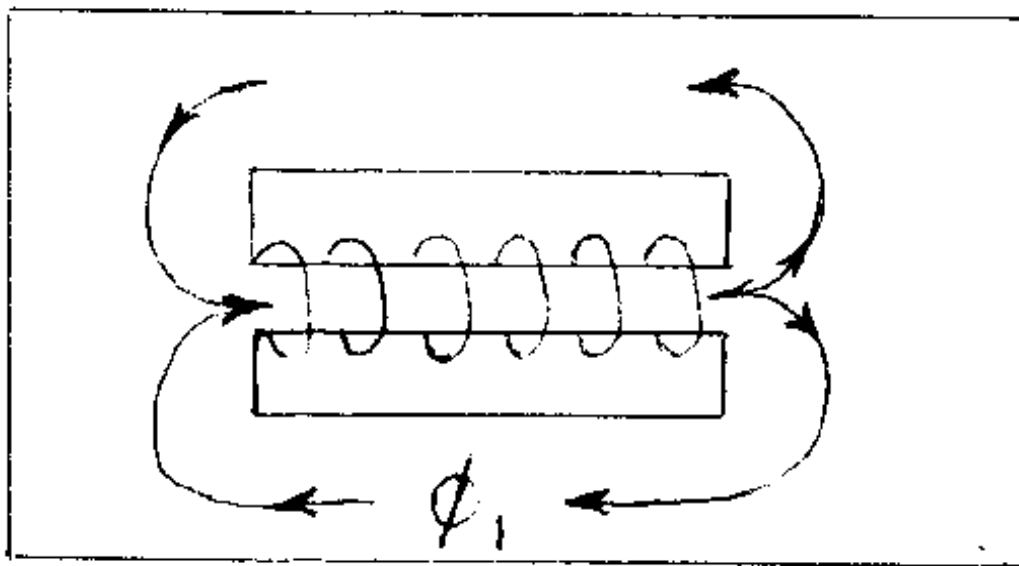
$4\pi IN \sim \varepsilon_m$, $l_1/S\mu$ ва $l_0/S_0\mu_0$ Магнит қаршилиги r_m ва r_{m0} бўлгани учун, (9.18) формула қуйидаги курунишга келади:

$$\varepsilon_m = \Phi(r_m + r_{m0}) \text{ ёки } \Phi = \varepsilon_m / (r_m + r_{m0}) \quad (9.19)$$

$r_m + r_{m0}$ белгиласак,

$$\Phi = \varepsilon_m / R_m \quad (9.20)$$

Энди магнит занжирида параллел тармоқланган ҳолни қараймиз.
(расм68).



Расм 68

Занжирнинг ўрта қисмида магнит юритувчи кучни ҳосил қилувчи ўрам мавжуд. Занжирнинг ўрта қисмида оқим Φ занжирнинг бошқа қисмларида оқимлар Φ_1 ва Φ_2 га бўлинади. Демак,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$$

Ҳар бир параллел уланган қисм учун:

$$\Phi_1 = \varepsilon_m / r_{m1}, \quad \Phi_2 = \varepsilon_m / r_{m2} \quad (9.21)$$

бу ерда r_{m1} , r_{m2} - оқим ўтаётган участкадаги қаршиликлар, ε_m - умумий магнит юритувчи куч. $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ булгани учун (9.21) ни қуйидагича ёзилади:

$$\Phi = \varepsilon_m \left((1/r_{m1}) + 1/r_{m2} \right) = \varepsilon_m / R_m \quad (9.22)$$

Бунда тўла магнит қаршилик алоҳида параллел уланган қисмлар қаршилигининг йиғиндисига тенг бўлиб, параллел уланган ўтказгичлар қаршилигига ўхшашдир:

$$1/R_m = (1/r_{m1}) + 1/r_{m2} \quad (9.23)$$

Юқорида айтилган магнит занжир қонунларига электромагнитларнинг ишлаши асослангандир. Электромагнитларда магнит майдони соленоиддан ўтувчи ток орқали уйғотилади, майдонни кучайтириш учун соленоидга темир

ўзак киритилади. Тароид ичида ундан I ток ўтганда ҳосил бўлган майдон кучланганлиги:

$$H = 4\pi N / l * (I) \quad (9.24)$$

Энди тароид ичига темир ўзак киритамиз. Темир ўзак кирмаган қисмда тирқиш қолади. (расм 67). Шу тирқиш ичидаги майдон кучланганлигини H билан аниқлаймиз. Бунинг учун аввало тароид ичидаги индукция оқими () формула бўйича топамиз.

$$\Phi = 4\pi NI / (l_1/S\mu + l_0/S_0) \quad (9.25)$$

Бу ерда l_1 - темир ўзакнинг узунлиги, μ - унинг магнит сингдирувчанлиги, l_0 - тирқиш кенглиги, S_0 - тирқишнинг оқим кесим юзаси.

Агар тирқиш жуда тор бўлса, у вақтда $l_0 \ll l_1/\mu$ бўлади, формула (9.25) дан l_0/S_0 ни $l_1/S\mu$ га нисбатан ташлаб юбориш мумкин. У вақтда,

$$\Phi = 4\pi N / l_1 * (IS\mu)$$

Ўзакдаги индукция:

$$B = \Phi / S$$

$$B = 4\pi N / l_1 * (I\mu) \quad (9.26)$$

Демак, тор тирқишда майдон кучланганлиги темир ўзак бўлмаган ҳолатга нисбатан μ марта катта бўлади.

5.Магнит занжирлари учун Кирхгоф тенгламалари.

Мураккаб магнит занжирларни электр занжир учун Кирхгоф тенгламаларига ўхшаш ҳолда ҳисоблаш оқим тармоқланаётган ҳар бир жойда , келаётган оқим катталиги кетаётган оқим катталигига тенг, агар бораётган оқимларни шартли равишда мусбат, кетаётганини манфий десак, ҳар бир тармоқланган жой (тугун) учун, тугундаги оқимларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади:

$$\sum \Phi = 0 \quad (9.27)$$

Бу тенглама тармоқланган занжир учун Кирхгофнинг биринчи қонунига ўхшашдир. Агар биз магнит занжирида қандайдир ёпиқ контур ажратсак, унга H вектори циркуляцияси учун ифодани қўшса, қуйидагига эга бўламиз:

$$\sum H l = 4\pi \sum N I \quad (9.28)$$

$H = \Phi / S\mu$ ифодадан

$$\sum \Phi l / S\mu = 4\pi \sum N I$$

ёки

$$\sum \Phi r_m = \sum \varepsilon_m \quad (9.29)$$

Бу муносабат Кирхгофнинг иккинчи қонунига ўхшашдир: Ёлик магнит занжир учун магнит оқимининг магнит қаршилиikka қўпайтмасининг йиғиндиси шу занжирдаги магнит юритувчи кучлар йиғиндисига тенг.

Назорат саволлари:

1. Магнит майдонининг циркуляцияси хақидаги теоремани исботланг. Бу теоремадан фойдаланиб, тўғри чизикли, айланма ва соленоид формасидаги утказгичларнинг ҳосил қилган магнит майдонларини ҳисобланг. Олинган натижаларни шу формадаги токли утказгичларнинг магнит майдонини ҳисоблайдиган Био-Савар-Лаплас қонунидан олинган натижалар билан таққосланг.

2. Тороид ва чексиз узунликдаги соленоиднинг ихтиёрий нуқтада ҳосил қилган кучланганлигини топинг.

3. Магнит оқими деб нимага айтилади, унинг улчов бирликларини айтинг.

4. Магнит оқими учун Гаусс теоремаси қандай қурилишга эга бўлади, унинг физик маъноси нимадан иборат?

5. Магнит занжирлари учун қандай қонунлар мавжуд ва уларнинг электр занжири қонунлари билан қандай ўхшашликга эга?

6. Магнит занжирлари учун Кирхгоф қонунлари қандай қурилишга эга бўлади.

7. Магнит занжирларига мисоллар келтиринг.

10- Маъруза.

МОДДА БЎЛГАН ҲОЛДА МАГНИТ МАЙДОН ҚОНУНЛАРИ

Режа:

1. Модданинг магнитланиш жараёни.
2. Магнитланиш вектори билан молекуляр тоқларнинг боғланиши.
3. Модда бўлган ҳолда доимий магнит майдонининг тенгламаси.
4. Магнит майдон кучланганлик вектори ва унинг хоссалари.

Таянч сўз ва иборалар: Магнитланиш вектори, молекуляр тоқлар, магнит майдон кучланганлиги, магнит қабул қилувчанлик, нисбий магнит сингдирувчанлик, магнетиклар.

1. Модданинг магнитланиши. Ўтган маърузаларда ўтказгичдан ўтган тоқнинг ҳосил қилган майдонининг уни атрофида модда бўлмаган ҳолда қараб чиқдик. Тажриба кўрсатадики, модданинг борлиги, магнит майдонининг ўзгаришига олиб келади. Бунинг сабаби шундаки, барча моддалар магнит майдон таъсирида магнит хоссага эга бўлади- магнитланади ва ўзлари магнит майдони ҳосил қилади. Шундай қилиб, модда бўлган ҳолда майдоннинг ҳар бир нуқтасида йиғинди майдон ҳосил бўлади:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' \quad (10.1)$$

Бу формулада $\mathbf{B}_0$ -ўтказгичдаги тоқ туфайли ҳосил бўлган магнит индукцияси, $\mathbf{B}'$ - модданинг магнитланиш туфайли ҳосил бўлган магнит индукцияси. Майдон модданинг хоссасига сезиларли боғлиқ бўлади. Шунинг учун ҳам майдоннинг хоссасини модда бўлган ҳолда ўрганишдан олдин модданинг магнит майдон таъсирида ўзини қандай тутиши билан танишиб чиқайлик. Биз магнит майдон назариясини қуришда энг содда модель Ампернинг молекуляр тоқлар моделидан фойдаланамиз

Ампер гипотезасига кўра, моддада микроскопик ёпиқ тоқлар - “молекуляр тоқлар” мавжуд бўлади. Ташқи майдон бўлмаганда молекуляр тоқларнинг орбиталари ва шунингдек унинг магнит моментлари хаотик ориентирланиб, ҳар қандай макроскопик чексиз кичик ҳажмдан (Δv)

модданинг йиғинди магнит моменти нолга тенг бўлади, модда магнит хоссага эга бўлмайди. (расм 69а). Моддани ташқи магнит майдонига жойлаштирганимизда молекуляр тоқларнинг магнит моментлари майдон бўйлаб ориентирланади, натижада ҳар қандай кичик модда элементида нолдан фарқ қиладиган магнит моментига эга бўлади- модда магнитланади (расм 69б).

а)

б)

Расм 69

Модданинг магнитланиш даражасини миқдорий жиҳатдан характерлаш учун магнитланиш вектори деб аталадиган физик катталиқ киритилади. Магнитланиш вектори - модда ҳажми бирлигидаги магнит моментларининг йиғиндисидир. Шундай қилиб, агар $\sum \mathbf{P}_k$ -кичик dV ҳажмдаги молекуляр тоқларнинг йиғинди магнит моменти бўлса, қаралаётган нуқтадаги магнитланиш вектори $\mathbf{I}$ қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\mathbf{I} = \sum \mathbf{P}_k / dV \quad (10.2)$$

Магнитланиш векторининг СИ системасидаги бирлиги 1А/м (ампер метрга) қабул қилинган.

Тажриба кўрсатадики, кўпчилик моддалар (бунга ферромагнитлар кирмайди) учун магнитланиш вектори $\mathbf{I}$ майдон индукциясига пропорционалдир.

$$\mathbf{I} \sim \chi \mathbf{B} \quad (10.3)$$

Бу ерда пропорционаллик коэффиценти модданинг хоссасига боғлиқ бўлади ва унга магнит қабул қилувчанлик дейилади, бу ҳақида кейинроқ ҳам тўхталамиз.

2. Молекуляр тоқларнинг магнитланиш вектори билан боғлиқлиги.

Макроскопик молекуляр ток ва магнитланиш вектори орасидаги боғланишни қараб чиқамиз. Модданинг ичида L контур билан чегараланган ихтиёрий S сирт берилган бўлсин (расм 70) ва бу сирт орқали ўтган тўла молекуляр ток I_m ни топамиз.

Расм 70

Равшанки, бу токка асосий улушни L контурни ўраб олган молекуляр тоқлар беради, контурни ўраб олмаган ёки S сиртни кесмаган ёки уни қарама-карши йўналишда икки марта кесган тоқлар бўлмайди (расм 70а). L контурни жуда кичик қисмларга бўламиз ва дастлаб контурнинг dl элементи ҳосил қилган dI_m ни ҳисоблаймиз (расм 70б). Бу элемент маркази расм да тасвирланган қийшиқ параллелепипед ичидаги ётган молекуляр тоқларни ўрайди. Бундай молекуляр тоқларнинг сони цилиндр ҳажми $S dl \cos \alpha$ нинг молекулалар концентрацияси n_0 га кўпайтмасига тенг бўлади, бу ерда S -молекуляр тоқнинг юзаси, α - dl билан магнитланиш вектори I орасидаги бурчак бўлиб, молекуляр тоқларнинг магнит моментлари молекуляр тоқларнинг текислигига перпендикуляр жойлашгандир. Ўар бир молекуляр ток i нинг улуши $dI_m = i n_0 dl \cos \alpha$ ёки $i S = P$, $n_0 P = i$ ва $I \cos \alpha = I_e$ эканини ҳисобга олсак, $dI_m = I_e dl$ бўлади. S орқали ўтган молекуляр ток: $I_m = \int I_e dl$

Шундай қилиб, S сирт орқали ўтган тўла молекуляр ток шу сиртни чегаралаб турган контур L бўйича магнитланиш векторининг циркуляциясига тенг. Бу формула магнитланиш вектори билан модда юпқа қалинлигида ҳажмий молекуляр тоқларнинг боғланишини ифодалайди. Энди молекуляр тоқлар манзарасини жисм сирти яқинида қараб чиқамиз. Расм 71 да жисмнинг кесмаси жисм сиртининг қандайдир нуқтасида магнитланиш векторига перпендикуляр бўлган ҳол кўрсатилган. Кўринадикки, микроскопик юпқа сирт яқинидаги қатламда, радиуси алоҳида молекуляр ток тартибида (қаралаётган) барча молекуляр тоқлар умумий йўналишга эга бўлиб, сирт молекуляр тоқини ҳосил қилади, жисмнинг қандайдир сирти бўйича қандайдир тартибланган молекуляр ток билан ўраб олгандай туюлади.

Расм 71

Ўйисоблашлар шуни кўрсатадики, бу сирт токининг зичлиги $\mathbf{j}_m$ ни магнитланиш векторининг сирт нуқтасидан ўтган проекцияси I_e билан аниқланади (расм 71):

$$\mathbf{j}_m^{\text{сирт}} = I_e \quad (10.4)$$

Исбот қилиш мумкинки, сирт молекуляр тоқлар ҳамма вақт магнитланишга олиб келади, у вақтда ҳажмий молекуляр тоқлар фақат бир жинсли бўлмаган моддада ҳосил бўлади. Бунинг мисоли сифатида сирт молекуляр (расм 72) тоқларининг бир жинсли магнитланган шарти кўрсатилган

расм 72

Экваторда $\mathbf{j}_m^{\text{сирт}}$ максимал ($I_e=I$) булишини

Қутбда ($I_e=0$) бу куч чизигининг камайишини кўрсатади.

3. Доимий магнит майдонининг модда бўлган ҳолда тенгламаси.

Модданинг магнит хоссаси молекуляр тоқлар орқали амалга оширилгани учун, табиийки, доимий магнит майдон тенгламаси (9.10) нафақат вакуумда ўринли бўлмасдан, модда бўлганда ҳам ўринли бўлади, циркуляция теоремаси (9.10) нинг ўнг томонида S сиртда барча тоқлар : ўтказгичдаги тоқлар ҳам молекуляр тоқлар I_m ҳам ҳисобга олиниши керак:

$$\oint \mathbf{B}_l dl = \mu_0 (\sum I_k + I_m) \quad (10.5)$$

Молекуляр тоқлар I_m нинг кучи аввалдан аниқ эмас, чунки улар магнитланиш вектори орқали аниқланади (10.4), магнитланиш вектори ўз навбатида йиғинди майдон $\mathbf{B}$ га боғлиқ, шунинг учун уни (10.4) дан

фойдаланиб, (10.5) дан чиқариб ташлаш керак. У вақтда циркуляция ҳақидаги теорема (10.5) қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint B_l dl = \mu_0 (\sum I_k + \oint I_l dl)$$

Б у тенгламани соддалаштирсак,

$$\oint (B_l/\mu_0 - I_l) dl = \sum I_k \quad (10.6) \text{ га эга бўламиз.}$$

Чап қисмидаги интеграл янада соддалашади, агар янги вектор катталиқ **H** киритсак:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu_0 - \mathbf{I} \quad (10.7)$$

Бу векторга магнит майдон кучланганлик вектори дейилади. Эндми циркуляция ҳақидаги теорема қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$\oint H_l dl = \sum I_k \quad (10.8)$$

Ўнг томонда фақат ўтказгичдаги тоқлар қолди, лекин чап қисмида магнит индукция **B** циркуляция ўрнига магнит майдон кучланганлиги **H** циркуляцияси туради. Бу модда бўлган ҳолда магнит майдон циркуляциясининг умумий теоремасидир.

4. Магнит майдон кучланганлик векторининг хоссалари.

(10.8) келиб чиқадики, **H** ва **I** векторларининг ўлчамликлари бир хил, демак, магнит майдон кучланганлик векторининг ҳам СИ системасида ўлчов бирлиги 1А/м дир.

Изотроп моддалар учун магнитланиш вектори **I** магнит индукцияси **B** га пропорционал (10.3), у вақтда бу формуладан келиб чиқадики, у кучланганлик вектори **H** га ҳам пропорционалдир:

$$\mathbf{I} = \chi \mathbf{H} \quad (10.9)$$

Пропорционаллик коэффиценти χ модданинг хоссасига ва ҳолатига боғлиқдир ва унга модданинг магнит қабул қилувчанлиги дейилади. (10.9) ни (10.1) га қўйсак:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \quad (10.10)$$

Яъни **B** ва **H** векторлар бир -бирига пропорционалдир.

$\mu=(1+\chi)$ (10.11) катталиқка модданинг нисбий магнит қабул қилувчанлиги дейилади. (10.11) ни ҳисобга олсак, (10.10) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (10.12)$$

$\mathbf{B}$ ва $\mathbf{H}$ векторларининг йўналишлари бир хил, у вақтда бу векторларнинг куч чизиқлари ҳам бир хил бўлади. Лекин () формуладан кўринадики, чизиқлар тиғислиги ҳар-хил: вектор $\mathbf{B}$ ва вектор $\mathbf{H}$ ларнинг куч чизиқлар зичлиги бир-биридан $\mu_0 \mu$ марта фарқ қилади.

$\mathbf{H}$ вектор чизиқлари, $\mathbf{B}$ вектор чизиқларидан фарқли ўлароқ (чунки $\mathbf{B}$ вектор чизиқлари ҳамма вақт узлуксиз) фақат бир жинсли муҳитда ($\mu=\text{const}$) узлуксиздир, бир жинсли бўлмаган муҳитда, хусусан турли хил магнит сингдирувчанлик муҳитлари чегарасида узилишга эга. Моддadan ташқари ҳар қандай муҳитда $\mathbf{I}=0$, у вақтда (10.12) бўйича:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu_0 \quad (10.13)$$

яъни вакуумда майдон кучланганлик $1 / \mu_0$ кўпайтувчи миқдорида магнит индукцияси билан мос келади. $\mathbf{H}$ векторининг модданинг ичида қандай физик маънога эга бўлишига тўхтасак, бу саволга жавоб бериш учун қуйидаги теорема орқали аниқланади, уни исбот қилиб ўтирмаймиз.

Агар бир жинсли модда магнит индукция чизиқлари билан чегараланган соҳани бутунлай тўлдирса, у вақтда модданинг ичидаги ҳар қандай нуқтада:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}_0 / \mu_0 \quad (10.14)$$

бу ерда $\mathbf{B}_0$ - модда бўлмагандаги токли ўтказгичнинг магнит майдон индукцияси. (10.1) формулани эсласак, магнит индукция $\mathbf{B}=\mathbf{B}_0+\mathbf{B}'$, бу ерда $\mathbf{B}'$ -модданинг магнитланиши билан боғлиқ бўлган магнит индукцияси. Шунини қайд этишимиз мумкинки, модда ичидаги магнит майдон кучланганлиги $1/\mu_0$ кўпайтма аниқлигида токли ўтказгич тўла майдони $\mathbf{B}$ улушида бўлади, (10.14) ни ҳисобга олсак, формула (10.14) қуйидагича бўлади.

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{B}_0 \quad (10.15)$$

Шундай қилиб, модданинг ичидаги магнит индукция модда бўлмаган

вақтдаги магнит майдон индукциясига нисбатан марта ошган бўлади.

Назорат саволлар:

1. Магнитланиш жараени нима ?
2. Магнитланиш вектори ва унинг физик маъноси нимадан иборат?
3. Магнитланиш векторининг циркуляцияси нимага тенг ва у қандай ҳисобланади?
4. Магнитланиш вектори билан магнит дипол уртасида қандай боғланиш бор?
5. Модда бўлган ҳолда доимий токнинг магнит майдон тенгламаси қандай қурилишга эга бўлади?
6. Магнит индукция, магнит майдон қучланганлиги ва магнитланиш вектори уртасида қандай боғланиш бор?
7. Магнит майдон қучланганлик векторининг хоссаларини айтиб беринг.
8. Иккита магнит мухит чегарасида магнит қуч чизикларининг синуш қонуни қандай қурилишда бўлади ва уни иккита диэлектрик мухит чегарасида қуч чизикларининг синуш қонуни билан қандай фарқи бор?
9. Иккита магнит мухит чегарасида магнит қуч чизикларининг, иккита утказгич чегарасида қуч чизикларининг синуш қонуни уртасида қандай фарқ бор?
10. Магнитсизлантириш фактори нима ва у жисмнинг формасига ва улчамига қандай боғлиқ?

11- Маъруза.

МАГНИТЛАНИШ ТУРЛАРИ ВА МАГНЕТИКЛАРНИНГ СИНФЛАРГА БЎЛИНИШИ.

Режа:

1. Магнетикларнинг ҳозирги замон синфлари.
2. Диамагнетизм ва унинг табиати. Юқори температурали ўта ўтказувчанликнинг диамагнит эканлиги.
3. Парамагнетизм ва унинг қонунлари.
4. Антиферромагнетизм ва ферромагнетизмнинг табиати.
5. Магнетизмнинг ҳосил бўлиши ҳақида ҳозирги замон тасаввурлари.

Таянч сўз ва иборалар: Магнит тартибсиз моддалар, магнит тартибли моддалар, диамагнит ва парамагнит қабул қилувчанлик, индуцирланган магнит моменти, доимий магнит моменти, прецессия частотаси, магнит моментининг ташқи магнит майдонидаги ҳаракати, ферромагнит қабул қилувчанлик, Кюри -Вейсс қонуни, спонтан магнитланиш, , доменлар, магнит гистеризиси, магнитострикция, магнитоанизатропия.

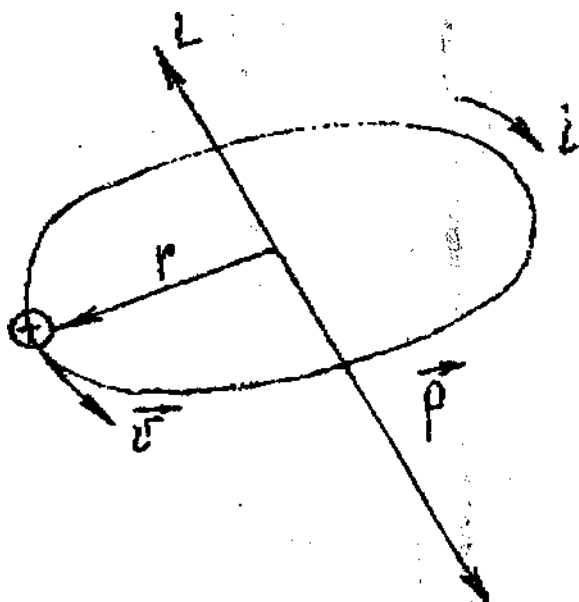
1. Магнетикларнинг ҳозирги замон синфлари ҳақида тушунча. Ўзининг магнит хоссаси жиҳатдан барча моддалар ёки магнетикларни икки синфга ажратиш мумкин: магниттартибсиз ва магниттартибли.

Магнит тартибсиз магнетикларда қандайдир ички ўзаро таъсир, яъни микроскопик магнит моментлар ориентациясига олиб келувчи ўзаро таъсир мавжуд бўлмайди. Бундай магнетикларда ташқи магнит майдон бўлмаганда магнитланиш вектори ҳамма вақт нолга тенг бўлади ва магнитланиш фақат ташқи магнит майдон таъсирида рўй беради. Бу гуруҳ, моддаларга изотроп тузилишга эга бўлган моддалар, хусусан суюқлик ва газлар киради. Барча магнит тартибсиз моддалар яна ўз навбатида диамагнетиклар ва парамагнетикларга бўлинади.

Магниттартибли магнетикларга асосан кристалл жисмлар киради, анизотроп тузилишга эга бўлган моддалар, уларда магнит тартибга олиб келувчи куч квант табиатга эга бўлади, уларни алмашувчи кучлар дейилади, бу кучлар ташқи магнит майдони бўлмаганда ҳам макроскопик магнит моментларни у ёки бу даражада ориентациялайди. Бундай моддалар нолдан фарқ қилувчи магнитланишга эга бўлади, шу билан бирга жуда катта қийматга эга бўлади. Ҳозирги кунда жуда кўп сондаги моддалар магнит тартибли ҳолатга эга эканлиги аниқланди (ферромагнитлар, антиферромагнитлар, кучсиз ферромагнитлар, ферромагнетиклар ва ҳ.к.).

2. Диамагнетизм. Атомдаги электронлар орбитаси ҳаракатда иштирок этиши туфайли модда ичида мураккаб микроскопик тоқлар манзарасини ҳосил қилади. Агар моддани ташқи магнит майдонига жойлаштирсак, бу ҳаракат ўзгаради. Кейинчалик кўрсатадики, электронларнинг орбитал ҳаракатининг ўзгариши ташқи магнит майдонига қарама-қарши бўлган магнит моменти P га тенг бўлган қўшимча тоқ I нинг ҳосил бўлишига олиб келади (расм 73) ва қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$P = - e^2 r^2 B / 4m \quad (11.1)$$



бу ерда e ва m электрон заряди ва массаси, r - қўшимча токнинг радиуси (индуцирланган) моментларнинг йиғиндиси барча атомдаги электронлар учун

$$I_{\text{диа}} = -e^2 \Sigma r_i^2 B / 4m \quad (11.2)$$

Йиғиндиси Σr_i^2 ни $\Sigma r_i^2 = n_0 r_{\text{ўрт}}^2$ деб олиш мумкин. Бу ерда n_0 – ҳажм бирлигидаги атомлар сони, $r_{\text{ўрт}}$ – атомдаги барча орбиталар бўйича ўрталаштирилган индуцирланган токнинг радиус-квадрати. Шундай қилиб,

$$I_{\text{диа}} = -e^2 n_0 r_{\text{ўрт}}^2 B / 4m \quad (11.3)$$

Бу магнитланиш, яъни орбитал электронларининг ташқи магнит майдони туфайли ҳосил бўлган қўшимча индуцирланган майдон туфайли ҳосил бўлади ва уни диамагнетизм дейилади. Агар индуцирланган диамагнит моментлар барча атомдаги электронлар томонидан ҳосил қилинса, улар майдонга қарши бўлса-да, компенсацияланмайди, у вақтда диамагнетизм барча моддаларга хос бўлади. Бундан диамагнетизм атом ва молекулаларнинг универсал хоссаси эканлиги келиб чиқади.

Агар модданинг магнитланишида диамагнетизм асосий ролни ўйнаса, бундай моддаларга диамагнетиклар дейилади. Формула (11.3) диамагнетикнинг магнитланиш векторини аниқлайди. Формула (11.3) ва (10.10) дан, $e^2 n_0 r^2 \mu_0 / 4m \ll 1$ эканини ҳисобга олсак, диамагнетиклар учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$I = \chi H, \text{ бу ерда } \chi = e^2 n_0 r^2 \mu_0 / 4m \quad (11.4)$$

Барча инерт газлар диамагнетик ҳисобланади, баъзибир суюқликлар (масалан, углекислоталар) ва баъзибир қаттиқ жисмлар (масалан, висмут) диамагнетик ҳисобланади.

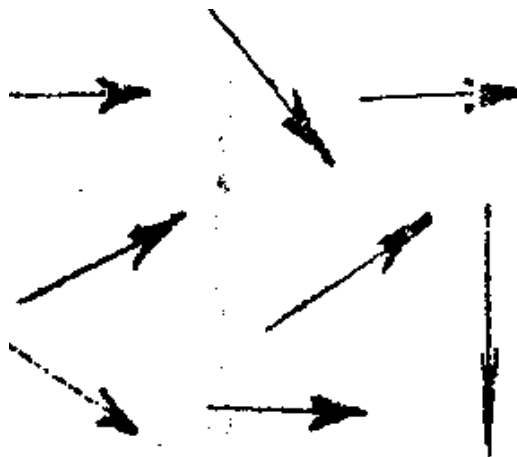
Диамагнетикларнинг асосий хоссалари.

1. Диамagnetикларда магнитланиш вектори I магнит индукция вектори B ва майдон кучланганлиги H векторига қарама- қаршидир, катталиги жиҳатдан уларга пропорционалдир.

$$I = \chi H, \chi < 0$$

2. Диамagnetикларнинг магнит қабул қилувчанлиги формула (13.4)дан кўринадик, температурага боғлиқ эмасдир.
3. Диамagnetиклар кучсиз магнетиклардир. Уларнинг магнит қабул қилувчанлиги кичик: одатда $|\chi| \sim 10^{-5}$, $\mu = 1 + \chi = 1$.

3. Парамагнетизм. Энди магнит моменти P нолдан фарқ қиладиган атом ва молекулаларни қараймиз. Атомнинг магнит моменти электроннинг орбитал ҳаракати туфайли ҳосил бўладиган орбитал магнит моменти ва электроннинг хусусий механик моменти билан боғлиқ бўлган спин магнит моментида иборат бўлади. Ташқи магнит майдони бўлмаганда барча магнит моментлар тенг йўналишга эга бўлади, шунинг учун атомларнинг магнит



моментлари хаотик ва модда ҳажм бирлигида барча йиғинди магнит момент нолга тенг бўлади ва модда магнитланмаган бўлади (расм 74a)



a)
 $\mathbf{B} = \mathbf{0}$

b)
 $\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$

Расм 74

Ташқи магнит майдон бўлган ҳолда магнит моментлари майдон бўйлаб йўналиши энергетик жиҳатдан қулай бўлади. Мана шу майдон таъсирида тартибли ҳаракат билан иссиқлик ҳаракати туфайли тартибсиз ҳаракат магнит моментларининг мувозанат тақсимланишига (магнит индукция бўйича) олиб келади. (расм 74 б). Модда ҳажм бирлигидаги атомларнинг йиғинди магнит моменти қуйидагига тенг бўлади.

$$I_{\text{пара}} = \sum P_k / \Delta V \quad (11.5)$$

Бу ҳолда магнитланиш нолдан фарқ қилади, яъни модда магнитланган ҳолатда бўлади. Атом магнит моментларининг ташқи майдонда ориентациясига боғлиқ бўлган магнитланишнинг бу турига парамагнетизм дейилади.

Парамагнетизмнинг асосий хоссалари.

1. Назария ва тажриба кўрсатадики, унча кучли бўлмаган майдонларда парамагнитларнинг магнитланиш вектори магнит майдон кучланганлигига пропорционал ва шу томон бўйича йўналган бўлади:

$$\mathbf{I} = \chi \mathbf{H}, \quad \chi > 0 \quad (11.6)$$

2. Назария ва тажриба кўрсатадики, парамагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлиги тахминан абсолют температурага пропорционалдир (Кюри қонуни).

$$\chi \sim 1/T \quad (11.7)$$

Кюри қонунининг маъноси қуйидагича: температура қанча юқори бўлса, шунча иссиқлик ҳаракатининг таъсири кучли бўлади, демак, шунча модданинг магнитланиши берилган майдонда кичик бўлади.

3. Парамагнетиклар ҳам диамагнетиклар каби кучсиз магнетиклар қаторига киради. $\chi \sim 10^{-4}$ ва ундан ҳам кам. Сийрак ер элементларида, масалан, Годолинийда магнит қабул қилувчанлик етарлича катта: $\sim 10^{-1}$

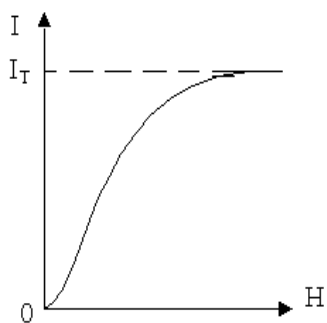
Парамагнетикларга тартиб номери тоқ бўлган элементлар киради, уларда атом магнит моментлари нолдан фарқ қиладди. Кўпгина

металлар ва суюқликлар ҳам парамагнит хоссага эга бўлади.

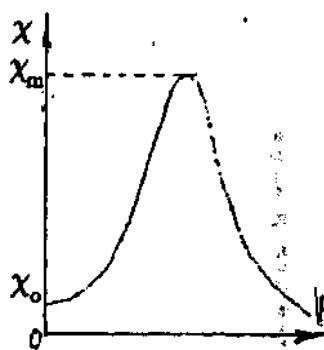
4. Ферромагнетизм. Энди энг яхши ўрганилган магнетиклар тури билан танишамиз. Уларга никель, кобальт, темир ва бошқа моддалар киради. Унинг хоссалари қуйидагилардан иборат:

Биринчидан, ферромагнетиклар кучли магнетиклардир, уларнинг магнит қабул қилувчанлиги $\chi \sim 10^6$ га тенг бўлиб, диа- ва парамагнетикларга нисбатан миллиард марта каттадир. Шунга мос равишда ферромагнетикларнинг магнитланиши ҳам каттадир.

Иккинчидан, ферромагнетик магнитланганда магнитланиш вектори катталиги ташқи магнит майдон кучланганлигига пропорционал ошмайди. Агар дастлаб магнитланмаган ферромагнетикни ($I=0$) магнитлантурсак, унинг магнитланиши $I(H)$ (расм 75) мураккаб кўринишга эга бўлади. Бунга асосий магнитланиш эгри чизиғи дейилади.



Расм75

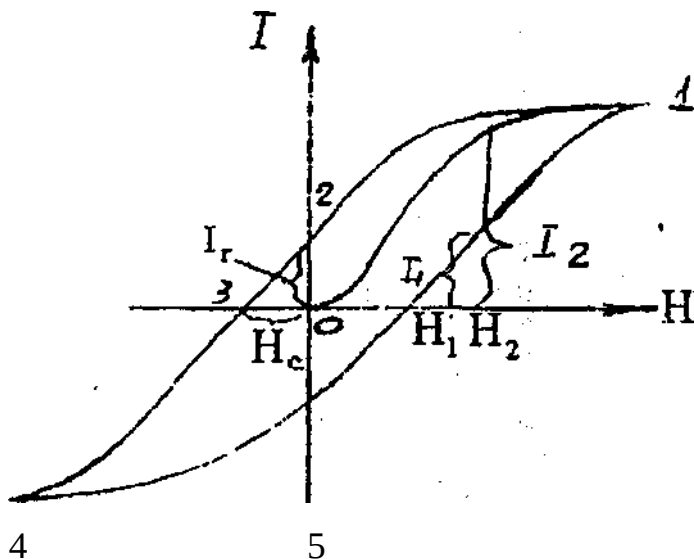


Расм76

Бу эгри чизиқнинг характерли томони шундаки, магнитланиш қандайдир моментдан бошлаб тўйинади, майдон ошиши билан умуман ошмай қолади. $I(H)$ нинг нозичиқли ўсиши шуни билдирадики, ферромагнитларда магнит қабул қилувчанлик доимий эмас. Расм 75 дан кўринадики, асосий магнитланиш эгри чизиғи учун магнит қабул қилувчанликни $\chi = I / H$ магнит

майдон кучланганлигига ҳам боғлиқлиги мураккаб кўринишга эга бўлади. (расм 76).

Ферромагнитларнинг магнитланиш жараёни учун характерли бўлган ходиса гистеризиснинг мавжудлигидир, яъни магнитланиш эгри чизиғи билан магнитсизланиш эгри чизиғининг мос келмаслигидир. Намунани тўйинишгача магнитлаймиз (асосий магнитланиш эгри чизиғи 01 участка расм 77 расм).



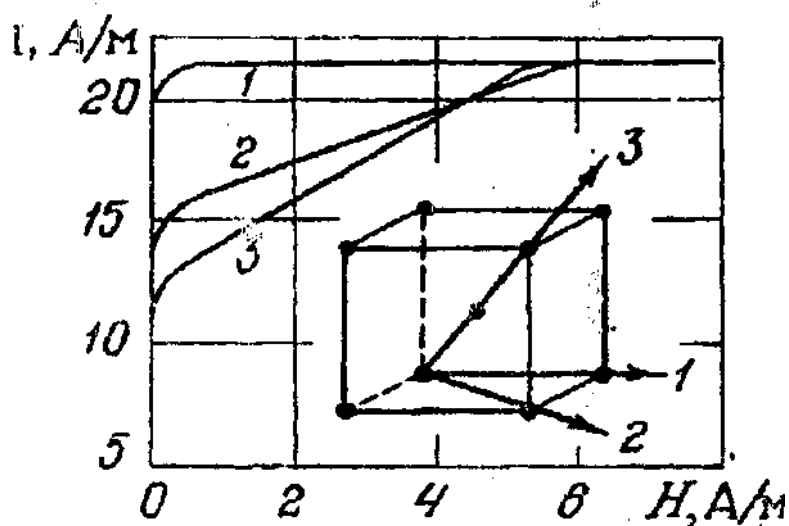
Расм77.

Сўнгра уни магнитсизлантирамиз. Ташқи магнит майдонининг тескари кетма-кетликда камайтирамиз, кейинги тескари жараён билан тўғри жараён бир- бири билан мос келмайди (расм 1-2). Магнитланиш магнитсизланиш майдонидан «қандайдир орқада қолади», шунингдек, магнитланиш жараёнига нисбатан катта бўлиб қолади. Бу шунга олиб келадики, майдон йўқолса ҳам магнитланиш нолга тенг бўлмайди, балки қандайдир чекли қийматга, яъни қолдиқ магнитланиш I_r га эга бўлади. Бу қолдиқ магнитланишни олиш учун бу жараённи давом эттириш керак бўлади, яъни майдонни қандайдир қийматгача қарама- қарши йўналишда ошириб борилади, бу қийматга коэрцитив куч H_c дейилади. (77 расмда 2-3 участка). Агар майдонни яна тўйинишгача ошириб борсак (3-4 участка), сўнгра тескари кетма-кетликда яна тўйиниш магнитланишигача келсак (4-5-1

участка), биз ёпиқ эгри чизик 1-2-3-4-5-1 га эга бўламиз ва бунга гистеризис халқаси дейилади.

Агар шундай жараёни магнит майдонининг кичик қийматида даврий давом эттириб борсак, унга хусусий гистеризис халқаси мос келади ва у асосий гистеризиснинг ичида ётади (Расм 77да пунктир билан кўрсатилган). Шундай қилиб, ферромагнетикларда магнитланиш майдоннинг бир қийматли функцияси бўла олмайди. (масалан, майдон $H=H_1$ бўлганда магнитланиш I_1 ва I_2 чегарасида исталган қиймат олиши мумкин) ва намунанинг таркибига ҳам боғлиқдир, яъни қандай қилиб шундай ҳолатга эришилганига боғлиқдир. Шу муносабат билан аниқлаш керакки, ферромагнетикларнинг магнит қабул қилувчанлик ва магнит синдирувчанлиги деганда бу катталикларни магнитланиш эгри чизигидаги максимал қийматини тушуниш керак. (76 расм) ферромагнетиклар учун $\chi=\mu$, чунки $\mu=1+\chi$, $\chi \gg 1$) H_c , I_r ва $\mu_{\max}$ константаларга ферромагнетикнинг асосий характеристикалари дейилади. I_r ва H_c қиймати катта бўлган ферромагнетикларга қаттиқ дейилади, уларда гистеризис халқаси кенгдир. Натижада қолдиқ магнитланиш катта бўлади, бу ферромагнетиклар доимий магнетиклар тайёрлашда ишлатилади. Бошқа мақсадларда, масалан, трансформаторлар ўзагини тайёрлашда I_r ва H_c нисбатан кичик бўлган ферромагнетиклар ишлатилади, бу ерда гистеризис халқаси анча тор бўлади ва улар қайта магнитлашда кам энергия сарф бўлишига олиб келади.

Ферромагнетик монокристаллининг характерли томони шундаки, уларнинг магнит анизотропияга эга бўлишидир, яъни магнитланиш эгри чизиги кристалнинг магнит майдонидаги ориентациясига боғлиқ бўлади. Расмда темирнинг элементар панжара ячейкаси келтирилган ва унга кристаллографик ўқ йўналиши кўрсатилган (расм 78)



Расм 78

Агар темир монокристалини магнит майдонида 1-, 2- ва 3-кристаллографик ўқи бўйича магнитласак, 3-та турли хил асосий магнитланиш эгри чизиғига эга бўламиз, бу ҳол расмда тегишли цифр билан кўрсатилган. Ҳар бир ферромагнетиклар учун характерли T_c температура мавжудки, бу температура Кюри температураси деб аталиб, бу температурага етганда ферромагнетик ўзининг специфик магнит хоссасини йўқотади ва оддий парамагнетикка айланиб қолади. Магнит қабул қилувчанлик Кюри - Вейс қонунига бўйсунди.

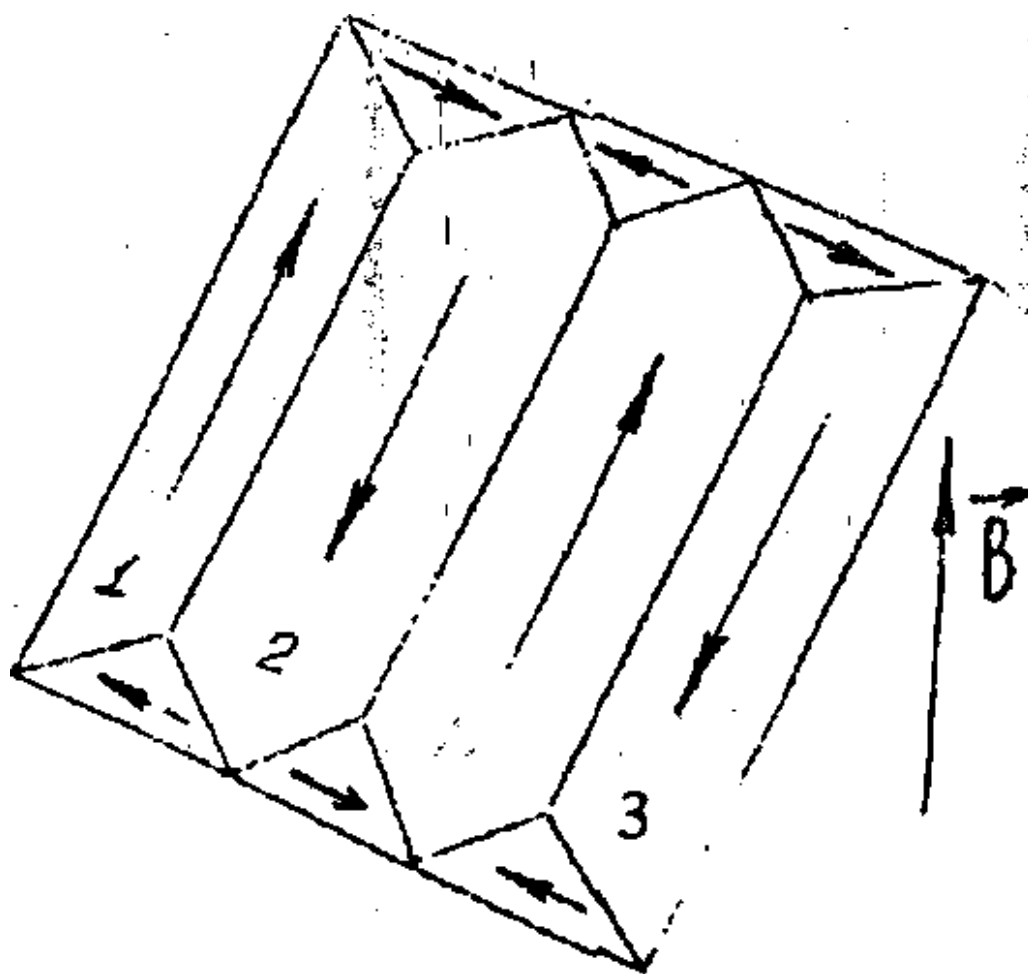
$$\chi = C/(T - T_c) \quad (11.8)$$

Бу ерда C - Кюри доимийси бўлиб, модданинг хоссасига боғлиқ. Ферромагнетикнинг яна бир хоссаси магнитострикциядир. Унинг моҳияти шундаки, магнитланиш жараёни ферромагнитни деформациялашга олиб келади. Бу деформация одатда кичик ва магнит майдон кучланганлигини квадратига пропорционалдир. Деформация майдон кучланганлигини йўналишига боғлиқ бўлмайди, магнитострикция жуфт эффектдир.

Юқорида биз қараб ўтган ферромагнетикларнинг магнитланиш жараёни унинг тузилиши билан боғлангандир, бу ерда энг асосий ролни электронларнинг спин магнит моменти ўйнайди. Квант назариядан келиб чиқадики, электронларнинг ўзаро таъсири спинлар моментининг

ориентациясига боғлиқ эканлиги. Ферромагнитларда бу ўзаро таъсир (алмашиш) спонтан магнитланиш соҳаларини вужудга келтиради, яъни доменларни ҳосил қилади. Ҳар бир домен чегарасида магнит моментлар бири-бирига параллел, йиғинди момент максималдир. Магнитланмаган ферромагнитларда кўп доменлар бор бўлган соҳанинг магнитланиши доменлар магнит моментларининг турли хил ориентацияси туфайли нолга тенг (доменларнинг характерли ўлчами 10^{-4} - 10^{-3} см). (Расм 79да доменларнинг магнит моментлари стрелка билан кўрсатилган).

Ферромагнетик магнитланиш жараёнида ташқи магнит майдони ошиши билан дастлаб доменлар чегараси қайта қурилади:

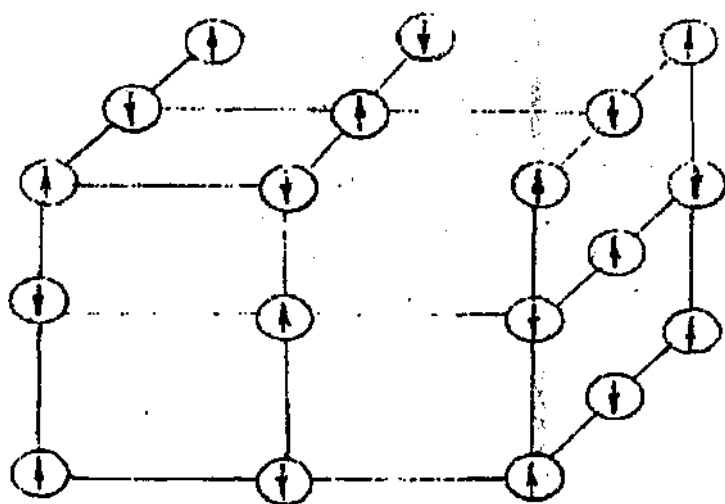


Расм79

Энергетик жиҳатдан қулай бўлган доменларнинг магнит моментлари майдон кучланганлиги билан ўткир бурчак ҳосил қилади (мас, 1-3 расм) ва энергетик жиҳатдан қулай бўлмаган доменлар (2 ва 4) ҳисобидан кенгаяди.

Сўнгра доменларнинг йиғинди магнит моментларининг бурилиши муҳим роль ўйнайди ва у ташқи майдон бўйича йўналади. Барча магнитлар (доменлар) майдон бўйича тўла йўналиб бўлса, тўйиниш рўй беради. Доменларнинг қайта қурилиши қайтмасдир, бу билан гистеризис ҳалқасининг сабаби тушунтирилди. Кюри температурасига етганда доменлар бузилади.

5. Антиферромагнетизм ва ферромагнетизм. Магнит диполлари ўртасидаги ўзаро таъсирнинг характериға қараб, ташқи магнит майдон бўлмаганда ҳам қўшни атомларнинг магнит моментлари кўп сондаги атомларнинг бир -бириға нисбатан ориентациясини қарама -қарши йўналишда ҳосил қилиши мумкин. Кристалл иккита магнит панжарасидан иборат бўлади, бир-бирининг устиға қўйилган, уларнинг ҳар бирида барча диполлар параллел йўналган, фақат ориентацияси у ёки бу панжарада қарама-қарши бўлади (расм 80).



Жадвал 1**Антиферромагнетиклар**

Модда	Неел нуқғаси, °C
Cr	202
α – Mn	-173
FeO	-75
MnS	-133
CoF ₂	-223

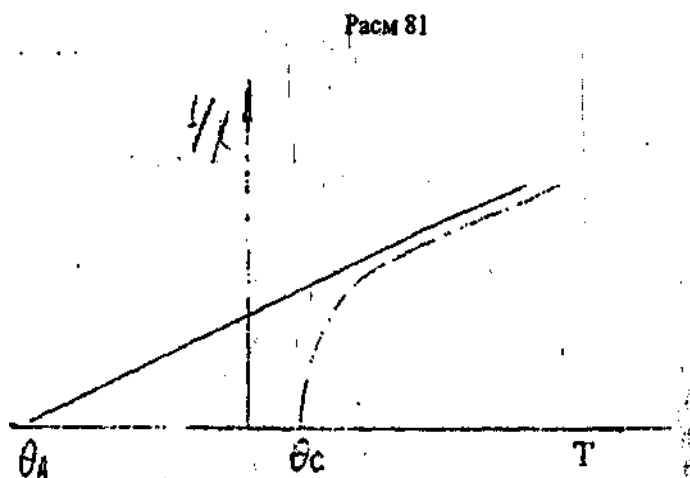
Бундай кристалнинг йиғинди магнитланиши нолга тенг, ташқи магнит майдони нисбатан кичик бўлган кучсиз магнитланишни ҳосил қилади. Бундай кристалга антиферромагнитлар дейилади. Бу ерда ҳам ферромагнетизмдаги сингари Кюри температурасига ўхшаш температура (Неель температураси дейилади) мавжуд бўлади, ундан юқорида коллектив эффектлар йўқолади ва кристалл парамагнит бўлиб қолади. Жадвал 1 да баъзи бир антиферромагнит моддалар рўйхати келтирилган.

Ферромагнетизм умумийроқ магнит ҳолатдир. Бу ҳолда иккала панжара ҳам турли хил атом магнит моментиға эға бўлади: компенсация бўлмайди ва ферромагнетизмдаги сингари спонтан магнитланиш мавжуд бўлади. Бу спонтан магнитланиш ҳам маълум бир температурада йўқолади, бу температура Кюри температураси деб айтилади. Ферромагнит моддаларнинг энг муҳим синфи бу ферритлардир. $\text{MnO-Fe}_2\text{O}_3$, булар ичида $\text{FeO-Fe}_2\text{O}_3$ - мағуетип қадимдан ўзининг ферромагнит хоссаси билан маълум.

Ферритлар ўзининг электр хоссаси бўйича диэлектрикларға ётади. Кейинги вақтда ярим ўтказгичлар деб аталган янги синфдаги моддалар пайдо бўлди. Буларнинг физик хоссасини ўрганиш қизғин кетмоқда. Ферритларнинг магнит қабул қилувчанлигини температураға боғлиқлиги расм 81 даги қонуниятға бўйсунди:

$$\chi_A = C / (T + \theta_A) \quad (11.9)$$

бу ерда C - Кюри доимийси, расмдаги $\theta_A = -C / \chi_0$ га тенг.



$1/\chi_A = (T + \theta_A)/C$ нинг кесишишидан Кюри температураси аниқланади. Бу температурани Неель асимптотик Кюри нуктаси деб ҳам аталади. $T=0$ бўлганда $1/\chi_A$ ўқ $1/\chi_A$ нуктада кесишади. θ_p - ферритнинг парамагнит температураси. Неель уни парамагнит Кюри нуктаси деб атаган.

Назорат саволлари

1. Ташқи магнит майдони электроннинг атомдаги орбитал моментиға қандай таъсир кўрсатади?
2. Қандай моддаларға диамагнетиклар дейилади?
3. Қандай моддаларға парамагнетиклар дейилади? Парамагнетик ташқи магнит майдониға киритилганда қандай жараён рўй беради? Кюри қовуни нимадан иборат?
4. Диа-парамагнетикларнинг магнит хоссалари қандай фарқ қилади?
5. Магнит индукция вектори, майдон кучланганлиги вектори ва магнитланиш векторлари қандай боғланган? Нисбий магнит сингдирувчанлик билан магнит қабул қилувчанлик ўртасида қандай боғланиш бор?
6. Магнит майдон кучланганлиги, магнит индукция ва магнитланиш векторларининг ёпиқ контур бўйича циркуляциялари нимаға тенг?

7. Ферромагнитларнинг магнит хоссасининг ўзига хос хусусиятлари нимадан иборат? Магнитланиш эгри чизиғи ва гистеризис халқаси нимадан иборат? Магнит бўш ва магнит қаттиқ материалларнинг магнит хоссалари бир-биридан қандай фарқ қилади?
8. Антиферромагнетизм нима?
9. Ферромагнетизм ва унинг магнит хоссасининг ўзига хос хусусиятлари нимадан иборат?

12- Маъруза.

КВАЗИСТАЦИОНАР ТОКЛАР ВА УЛАРНИНГ ҚОНУНЛАРИ.

Режа:

1. Квazистационар тоқлар ҳақида тушунча.
2. Электромагнит индукция ходисаси. Индукцион тоқ.
3. Ўзиндукция ва узаро индукция.
4. Магнит майдон энергияси.
5. Квazистационар тоқнинг асосий тенгламаси.
6. Конденсаторни зарядлаганда ва зарядсизлантирганда ҳосил булган тоқнинг қонунлари.
7. Индуктивлик галтагини занжирга улаганда ва узганда ҳосил булган тоқларнинг (экстрa тоқларнинг) узғариш қонунлари.
8. Конденсаторни зарядлаганда ва зарядсизлантирганда руй берадиган жараённинг индуктивлик галтагини узгарда ва улаганда руй берадиган жараёнларга ухшашлиги ва улардан техникада қуйлланиш йулари.

Таянч сўз ва иборалар: Квazистационарлик шарти, электрмагнит индукция, Ленц қоидаcи, узиндукция коэффициенти, узаро индуктивлик, магнит майдон энергияси, магнит майдон энергия зичлиги, квazистационар тоқнинг асосий тенгламаси, заряд ва разряд тоқи, экстрaтоқлар (экстрaтоқ улаш ва экстрaтоқ узишда пайдо буладиган)

1. Квazистационарлик шарти ва квazистационар тоқ ҳақида тушунча.

Биз энди узғарувчан тоқни урганишга утамиз, тоқ қучи вақт бўйича узғарадиган тоқларга узғарувчан тоқлар дейилади.

Биз бу маърузада квazистационар деб аталадиган тоқларни урганиш билан чегараланамиз, яъни бу тоқларда электр қатталиқлар (тоқ қучи, қучланиш, заряд) унча тез узгармайди. Доимий тоқ занжирида манбанинг Э Ю К и, E_1 қийматдан E_2 гача сакраб узгарсин. ЭЮК нинг янги қийматига мос

келган электр токи I_2 занжирда кандай булади? ёки бир лаҳза узгарадими? Албатта йук, чунки ЭЮК нинг узгариши хакида информация йук. Хар кандай информация чекли тезлик билан таркалади. Биз тезликни тахминан ёруглик тезлигига тенг деб олсак, $c=3\bullet 10^8$ м/сек, у вақтда ахборот таркалиши учун кетган вақт:

$$\tau = l / S \quad (12.1)$$

бу ерда l - ЭЮК узгарган занжирнинг узунлиги.

Бу формула занжирда мураккаб электромагнит жараённинг дастлабки стационар ҳолатда токнинг I_1 кийматининг янги стационар ҳолатдаги киймати I_2 га алмашиши учун кетган вақт оралигининг катталигини билдиради.

ЭЮК вақт буйича узлуксиз узгарсин деб қараймиз. Агар бу узгариш старли даражада секин булса, у вақтда ЭЮК нинг хар бир оний киймати учун тегишли стационар ток урнатилишга улгуради ва занжирда жараён уз узидан стационар токларнинг навбатма навбат алмашиши орқали кетаверади. Демак электр катталиклар (ток кучи, кучланиш) вақт буйича узгарса ҳам, хар бир фиксирланган (белгиланган) моментда улар стационар ёки доимий ток конунларига буйсинади. Хусусан, ток кучи утказгичнинг барча кесимларида бир хил булади бу асосий ва квазистационар токнинг аникловчи хоссасидир.

Вақт буйича даврий узгарадиган токлар учун квазистационарликнинг миқдорий меъёрини аниклаш кийин эмас. Бу ҳолатда вақт ёки шу вақт ичида электр катталик сезиларли узгарадиган вақт давр T дир.

Бу вақт токнинг урнатилиш вақти (τ) дан жуда катта булиши керак:

$$T \gg l / S \quad (12.2)$$

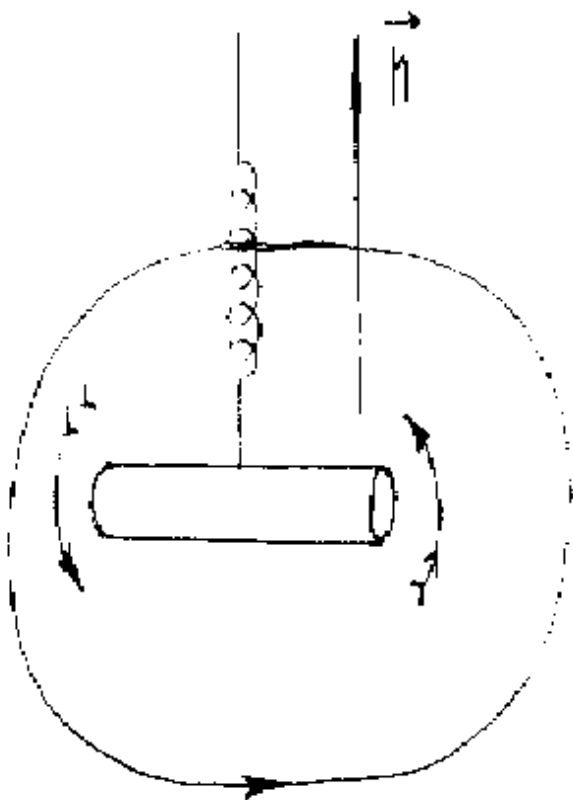
2. Электромагнит индукция ходисаси. Бу ходисанинг мохияти куйидагичадир. Магнит индукция оқими Φ ёпик утказгич билан чегараланган сирт орқали узгарганда, утказгичда ЭЮК пайдо булади, унинг катталиги оқим узгаришининг тескари ишора билан олинган кийматига тенгдир.

$$\varepsilon = -d\Phi / dt \quad (12.3)$$

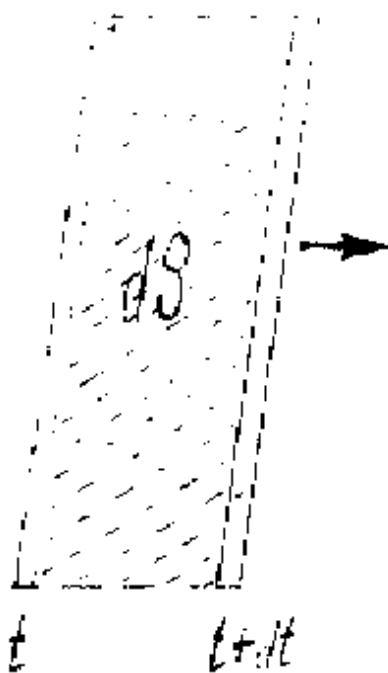
Оқимнинг умумий аниқланишига кура формула (2.4) магнит индукция оқимининг S сирт оркали киймати куйидаги формула билан аникланади:

$$\Phi = \int B_n dS \quad (12.4)$$

магнит индукция оқимининг улчов бирлиги СИ системасида “Вебер” (Вб) $1\text{Вб} = 1\text{Тл} \cdot 1\text{м}^2$. Оқимнинг ишораси нормал йуналишининг танлаб олинishiга, ЭЮК ишораси эса утказгични ураб олиш йуналишига боғлиқ. Бу йуналишлар бир-бири билан парма коидасига асосан мослаштирилади: парманинг дастасини айлантирганда (тегишли танлаб олинган йуналиш буйича, у утказгични ураб олиш йуналиши билан мос келади, яъни парманинг илгариланма ҳаракати нормалнинг йуналишини билдиради. (расм 83) .



Расм 83



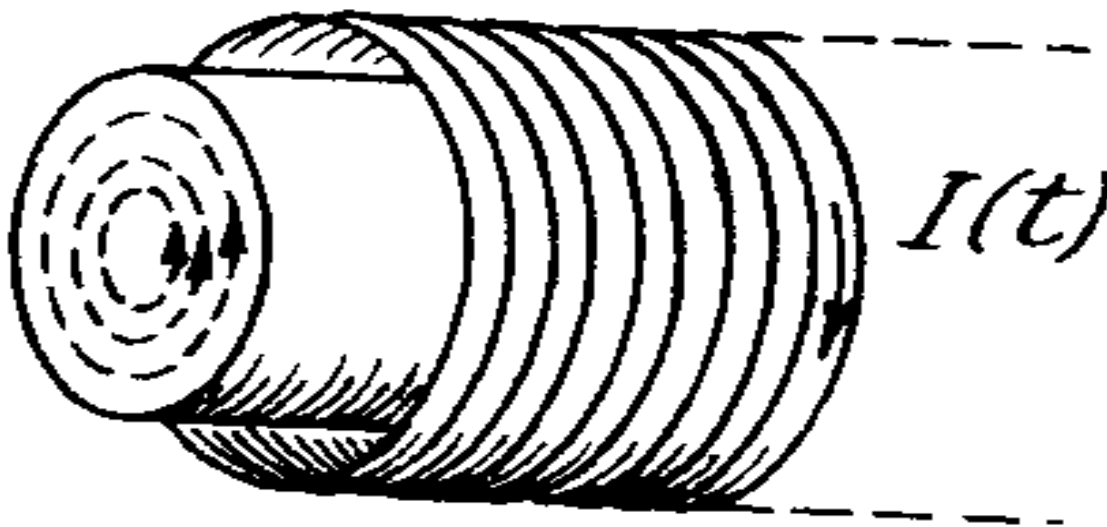
Расм 84

Бу ҳолда, мисолда ҳам конкрет курсатиш мумкинки, формула (12.3) даги минус ишораси Ленц қонунининг моҳиятини ақс эттиради, яъни индукцион ток шундай йуналганки, у узининг ҳаракати билан ҳосил қилган сабабга тускинлик қилади. Индукция ЭЮК ёпик бўлмаган утказгичда ҳам ҳосил бўлади, агар уни магнит майдонида ҳаракат қилдирса. Уни аниқлаш учун ҳам

(12.3) формуладан фойдаланиш мумкин, факат бу ерда $d\Phi$ ни dS сиртда dt вақт ичида утган оқим деб тушуниш керак. (расм 84)

Яна шуни кайд этиб утамизки, индукцион тоқлар жуда юпка ёпик ўтказгичларда ҳосил бўлишидан ташқари, балки массив туташ ўтказгичларда ҳам ҳосил бўлади, бундай тоқларни Фуко тоқлари деб айтилади.

Бу ёпик индукцион тоқларнинг манзараси жуда мураккаб бўлиши мумкин, лекин Ленц қонунидан фойдаланиб, уларнинг йўналишлари ҳақида сифат жиҳатдан хулосалар олиш мумкин. Аниқлаш қийин эмаски, ғалтак ўзакларида ҳосил бўлган индукцион тоқ чизиқлари (ўзгарувчан тоқ ўтаётган) ғалтак ўқиға перпендикуляр бўлган текисликда ётади. (расм 85 да индукцион тоқ чизиқлари пунктир чизиқ билан кўрсатилган.)



Расм 85

Электромагнит индукция ҳодисасининг хусусий ҳоли сифатида ўзиндукция ва ўзароиндукция ҳодисаларини қараймиз.

3.Ўзиндукция ва ғзаро индукция ҳодисаси. I тоқ кучи ўтаётган ёпик ўтказгични қараймиз. Бу тоқ атрофида магнит майдонини ҳосил қилади, кўрсатиш мумкинки, бу S сирт орқали ўтган магнит оқими Φ тоқ кучиға пропорционалдир:

$$\Phi = LI \quad (12.5)$$

Бу ерда L пропорционаллик коэффициентини бўлиб, ўтказгичнинг геометрик хоссасиға: унинг ўлчами ва формасиға, шунингдек материалнинг

ҳолатига ва хоссасига боғлиқ бўлиб уни ўтказгичнинг индуктивлиги дейилади. СИ системасида “генри” билан ўлчанади:

$$1\text{Гн} = 1\text{Вб} / 1\text{А}.$$

Агар ўтказгичда ток кучи вақт бўйича ўзгарса, у вақтда (12.3) га кўра оқим Φ ҳам ўзгаради. Демак, электромагнит индукция ҳодисасига кўра (12.3) ўтказгичда ЭЮК ҳосил бўлади. Ўтказгичда ЭЮК нинг ҳосил бўлиши, шу ўтказгичда ток кучининг ўзгаришидан ҳосил бўлиш ҳодисасига ўзиндукция ҳодисаси дейилади.

Ўзиндукция катталиги (12.5) ни ҳисобга олсак, қуйидагига тенг бўлади:

$$\varepsilon = -d\Phi/dt = -L dI/dt = -I dL/dt$$

L ни доимий катталик десак

$$\varepsilon = -L dI/dt \quad (12.6)$$

Бу формуладан келиб чиқадики, ўзиндукция ЭЮК ўтказгичнинг индуктивлигига пропорционалдир. Агар индуктивлик кўп ўрамдан иборат бўлса (соленоид) ҳар бир ўрамдаги ЭЮК бир хил йўналишга эга бўлади, тўла ўзиндукция ЭЮК нинг абсолют қиймати уларнинг арифметик йиғиндисига тенг бўлади.

Узун соленоиднинг индуктивлик формуласини чиқарайлик. Соленоид узунлигини l билан, кўндаланг кесим юзаси S билан, соленоид узунлиги бирлигига тўғри келган ўрамлар сони n_0 -бўлсин, у ҳолда (12.5) формуладан $L=\Phi/I$ келиб чиқади. Соленоид бир жинсли магнетик билан тўлдирилган деб ҳисоблаймиз ва унинг магнит сингдирувчанлигини μ билан белгилаймиз.

Битта ўрам юзасидан ўтган оқим:

$$\Phi_1 = BS = \mu B_0 S = \mu \mu_0 n_0 I S$$

барча ўрамлар $N=n_0 l$ дан ўтган йиғинди оқим:

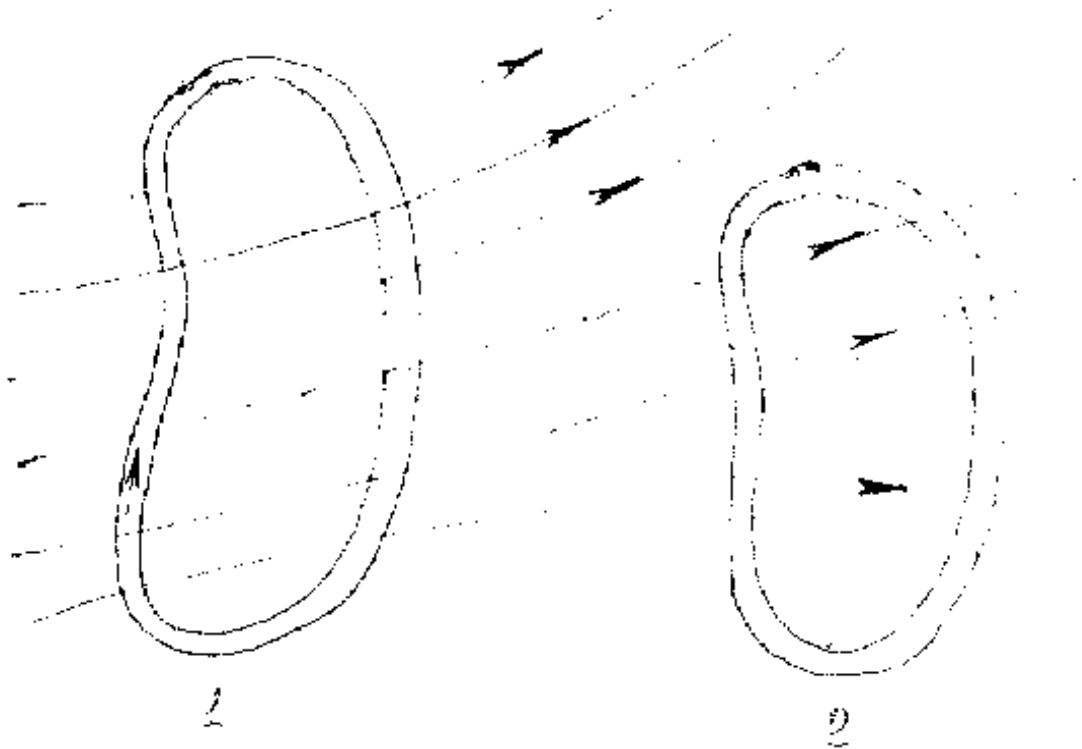
$$\Phi = \Phi_1 n_0 l = \mu B_0 S = \mu \mu_0 n_0^2 I S l$$

Бу ифодани ток кучи I га бўлсак, соленоиднинг индуктивлик коэффиценти қуйидагига тенг бўлади:

$$L = \mu \mu_0 n_0^2 I S l \quad (12.7)$$

Энди I_1 ва I_2 ток кучи оқётган контурни қараймиз. Ўзиндукция ҳодисасига асосан аниқлаймизки, биринчи контурдаги I_1 ток кучи S_2 сирт орқали иккинчи контурда S_2 юзадан ўтган Φ_2 магнит оқимини ҳосил қилади ва у I_1 ток кучига пропорционал бўлади. (расм 86)

$$\Phi_2 = L_{21}I_1 \quad (12.8)$$



Расм 86

Уз навбатида иккинчи контурдаги ток кучи I_2 биринчи контурни чегараловчи S_1 сирт орқали I_2 ток кучига пропорционал бўлган Φ_1 оқимни ҳосил қилади:

$$\Phi_1 = L_{12}I_2 \quad (12.9)$$

Исбот қилиш мумкинки, бу формула (12.8) ва (12.9) даги пропорционаллик коэффициентлар $L_{12} = L_{21}$ ва унга ўзаро индуктивлик дейилади ва у иккала контурнинг геометрик хоссасига ҳамда уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлади. Бир-бирига индуктив боғланган контурлардан бирида ток кучининг ўзгариши иккинчисида ЭЮК ҳосил қилишига ўзаро индукция ҳодисаси дейилади. Биринчи ва иккинчи контурлардаги ўзаро индукция ЭЮК ларни

топамиз, бунинг учун (12.8) ва (12.9)ларни (12.6) га қўямиз ($L_{12}=L_{21}=\text{const}$ деб ҳисоблаймиз)

$$\varepsilon_1 = -L_{12} dI_2/dt \quad (12.10)$$

$$\varepsilon_2 = -L_{21} dI_1/dt \quad (12.11)$$

Ўзаро индукция ҳодисаси электротехника ва радиотехникада (транзисторлар, генератор, радиоқурилиш) жуда кенг ишлатилади.

4. Токнинг магнит майдон энергияси. Ток манбаи, қаршилик ва I миқдорда ток кучи ўтаётган индуктив ғалтакдан иборат доимий ток занжирини қараймиз. Фараз қиламизки, қандайдир вақт давомида бегона кучлар манбаи занжирдан узилган бўлсин. Расмда бу калит “К” нинг 1- ҳолатдан 2 чи ҳолатга бир лаҳзада ўтказилишидир. Ўзиндукция ҳодисаси туфайли занжирда ток бирдан йўқолмайди, сабаби ўзиндукция ЭЮК Ленц қонунига кўра ток кучини бирдан камайтиришига тўсқинлик қилади. Ток йўқолган пайтида қаршиликда иссиқлик ажралиб чиқади, бу иш занжирда бажарилган ишга тенг бўлади. Электростатик кучларнинг зарядни ёпиқ контур бўйича бажарган иши нолга тенг бўлгани учун бутун иш ўзиндукция ЭЮК ни ҳосил қилган бегона кучлар томонидан бажарилади. Шу ишни ҳисоблаймиз. Жуда кичик вақт dt оралиғида ток кучи ва ЭЮК нинг қийматини ўзгармас деб қараш мумкин, у ҳолда (12.6) га кўра бегона кучларнинг бажарган иши $dA = \varepsilon_{\text{ин}} dq$ тенг бўлади. Бу ерда dq заряд dt вақт ичида ўтувчи заряд бўлиб, $dq = Idt$ га тенгдир. Буни эътиборга олиб ва (14.6) асосан қуйидагига эга бўламиз:

$$dA = -LI dI$$

Тўла ишни топиш учун токнинг I қийматидан 0 гача бўлган оралиқда бажарилган барча ишларнинг йиғиндисини оламиз, яъни юқоридаги ифодани интеграллаймиз:

$$A = \int (-LI dI) = LI^2/2$$

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан, бу иш токли ғалтакнинг энергияси W ни аниқлайди:

$$W = LI^2/2 \quad (12.12)$$

Электромагнетизмнинг умумий назариясидан келиб чиқадики, бу энергияни соленоид магнит майдон энергиясига тегишли эканлиги келиб чиқади. Бу формулани соленоиднинг магнит индукцияси орқали ифода қилиш мумкин. Маълумки, $B = \mu\mu_0 H$ га тенг бўлиб, $H = n_0 I$ эканлигини ҳисобга олсак, $B = \mu\mu_0 n_0 I$ магнит сингдирувчанликка μ кўпайтириш керак. Бу ерда ток кучи

$$I = B / \mu\mu_0 n_0 \quad \text{га тенг бўлади.}$$

Буни ҳисобга олсак ва (12.7) да L нинг қийматини (12.12) ифодага қўйиб қуйидагига эга бўламиз:

$$W = LI^2/2 = B^2 V / 2\mu\mu_0 \quad (12.13)$$

бу ерда $V = Sl$ -соленоид ҳажми. Энергия W ни ҳажм V га бўлсак, энергия зичлиги W , яъни ҳажм бирлигидаги энергияни топамиз. Магнит индукция билан магнит майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни ҳисобга олсак, магнит майдон энергия зичлиги учун бошқа ифода оламиз:

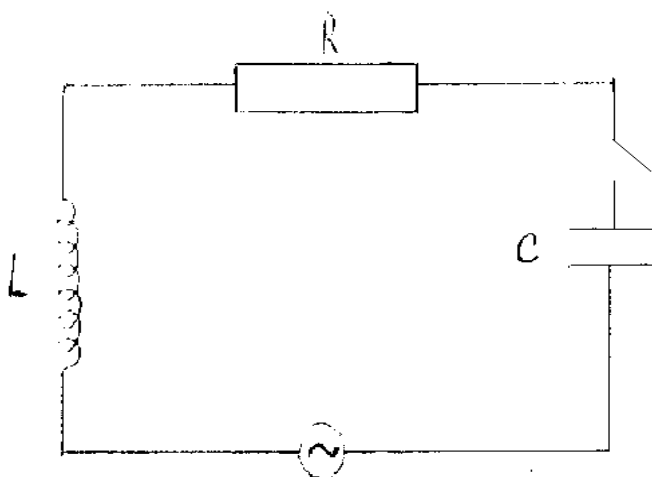
$$W = B^2 / 2\mu\mu_0 = BH / 2 \quad (12.14)$$

Доимий ва бир жинсли майдон учун ўринли бўлган бу формула магнит майдон энергия зичлигини аниқлашнинг умумий кўринишидир.

5.Квазистационар тоқлар занжирининг асосий тенгламаси

Ўзгарувчан ток занжири қонунларини ўрганишга киришганимизда маълум бир ўзига хос қийинчиликларга дуч келамиз. Биринчидан, ўзгарувчан ток доимий тоқдан фарқли равишда ёпиқ бўлмаган занжирда ҳам ҳосил бўлади, бунга конденсаторли занжир мисол бўла олади. Иккинчидан, ўзгарувчан ток занжирида ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади, бу ҳолат доимий тоқда йўқ эди. Ўзиндукция ЭЮК катта бўлиши учун занжирга яна ғалтак улаш керак.

Шундай қилиб, кетма-кет улаган ўзгарувчан ток манбаи $\varepsilon(t)$, қаршилик R , конденсатор C ва индуктив ғалтаги L дан иборат тармоқланмаган энг содда занжирни қараймиз. (расм 87)



Расм 87

Квазистационарлик шarti (12.1) бажарилган деб, ток кучи ва кучланишнинг оний қиймати учун Ом қонунини ёзамиз. Қаралаётган занжир очик бўлгани учун (конденсатор қопламалари) занжирнинг бир қисми учун Ом қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$I R = \varphi_2 - \varphi_1 + \varepsilon \quad (12.15)$$

бу ерда $\varphi_2 - \varphi_1 = U_C$ конденсатор қопламалари орасидаги потенциаллар айирмаси. Ундан ташқари занжирдан ток ўтганда ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади. (12.15) қонундаги йиғинди ЭЮК манба ЭЮК $\varepsilon(t)$ ва ўзиндукция ЭЮК дан иборат бўлади:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{ўз}} + \varepsilon(t)$$

Одатда ўзиндукцияни чапга ўтказамиз ва $U_L = -\varepsilon_{\text{ўз}}$ ифода индуктивликдаги кучланиш деб юритилади. R қаршиликдаги кучланиш IR ни U_R билан белгилаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$U_R + U_L + U_C = \varepsilon(t) \quad (12.16)$$

Шундай қилиб, квазистационар ток занжири, доимий ток занжири сингари ёпиқ контурнинг барча қийматларидаги кучланишлар йиғиндиси шу контурдаги ЭЮК га тенг. (Кирхгофнинг 2 қондаси). Лекин доимий токдан фарқли ўлароқ, бу ерда занжир қисмларидаги кучланишлар U_R дан ташқари, бошқалари ток кучи I га пропорционал эмасдир:

$$U_R = RI, U_L = -\varepsilon_{\text{ўз}} = -L \, dI / dt, U_C = q / C \quad (12.17)$$

Шунинг учун Кирхгофнинг иккинчи қондаси бу ерда ток кучи ва ЭЮК ўртасидаги алгебраик муносабатга олиб келмайди (12.15) сингари, балки дифференциал тенгламага олиб келади. Ҳақиқатда ҳам формула (12.16) га (14.17) ифодани қўйсак қуйидагига эга бўламиз:

$$L \, (dI/dt) + RI + (q / C) = \varepsilon(t) \quad (12.18)$$

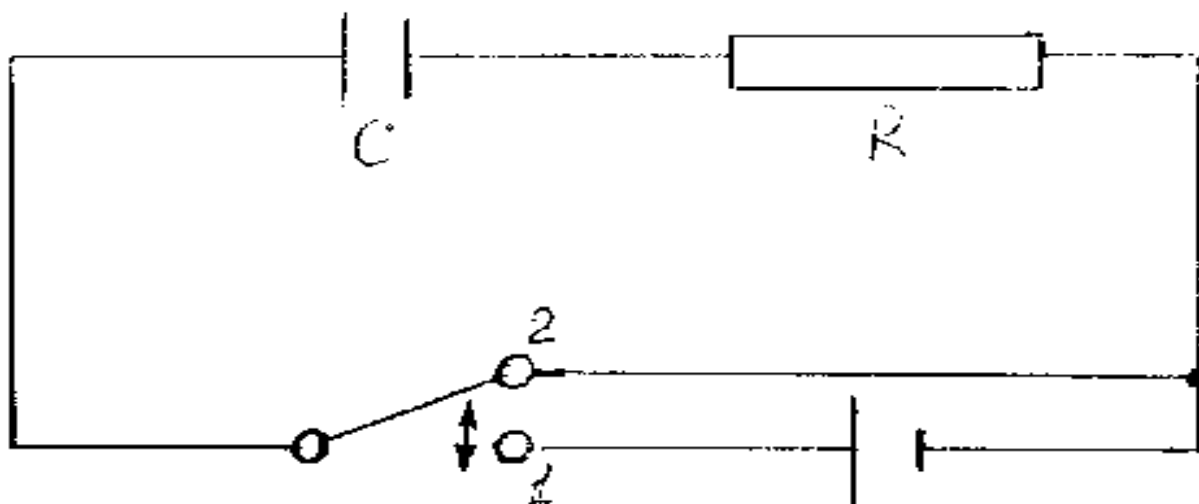
ёки $I = dq / dt$ эканлигини ҳисобга олсак, демак $dI / dt = d^2q / dt^2$

$$L (d^2q / dt^2) + R (dq / dt) + q/C = \varepsilon(t) \quad (12.19)$$

Бу квазистационар ток занжири учун асосий дифференциал тенглама бўлиб, унинг ечими орқали занжирда рўй бераётган барча жараён ҳақида ахборот олиш мумкин. Бу умумий ҳолат бир неча конкрет масалаларда намоиш қилинади.

6. Конденсаторни қаршилик орқали зарядлаш ва разрядлаш жараени.

Конденсаторни қаршилик зарядлаш ва разрядлаш орқали доимий ток манбаидан, сиғимдан, қаршилик ва калитдан иборат бўлган қурилмада амалга ошириш мумкин (расм 88)



Расм 88

Конденсаторни зарядлаш К калитни 1 ҳолатга ўтказиш орқали бажарилади, 2 ҳолатда уланганда манба узилади ва конденсатор R қаршилик орқали зарядсизлантирилади. Конденсаторнинг зарядсизланишини қарайммиз.

1. Конденсаторнинг зарядсизланиши ёки разряд. Разрядгача конденсатордаги кучланиш манбаи ЭЮК га тенг. Калитни 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтказиш билан разряд бошланади ва бу вақт санок боши учун қабул қилинади. Кейинчалик занжирда манба бўлмаганлиги учун $\varepsilon=0$ бўлади ва Кирхгофнинг иккинчи қондасига асосан, қуйидагига эга бўламиз:

$$U_R + U_C = 0 \quad (12.20)$$

Бизнинг вазифамиз -конденсатордаги кучланишнинг вақтга боғлиқлигини $U_C(t)$ топишдан иборатдир, бунинг учун (12.19) тенгламани шундай ўзгартирайликки, натижада кучланиш учун дифференциал тенглама ҳосил бўлсин. Шу мақадда U_R ни ўзгартирамиз: $U_R=RI=R(dq/dt)$, лекин $q=CU_C$ бўлгани учун, уни вақт бўйича дифференциаллаб, $dq/dt=C(dU_C/dt)$ га эга бўламиз, охирида $U_R=RC(dU_C/dt)$, га тенг бўлади. Буни (12.20) га қўйсак ва RC га бўлсак:

$$dU_C/dt + (1/RC) U_C = 0 \quad (12.21)$$

Бу тенгламани осон интеграллаш мумкин. Агар ўзгарувчиларни ажратиш мумкин бўлса, у вақтда U_C га боғлиқ қисмлар чапга, t га боғлиқ қисмларни ўнг томонга ўтказиш орқали; $dU_C/U_C=-(1/RC)dt$ бу ифоданинг иккала томонидан интеграл олсак,

$$\int dU_C/U_C=-(1/RC) \int dt \quad \text{ёки}$$

$$\ln U_C=-(1/RC)t + \ln A \quad \text{га эга бўламиз:}$$

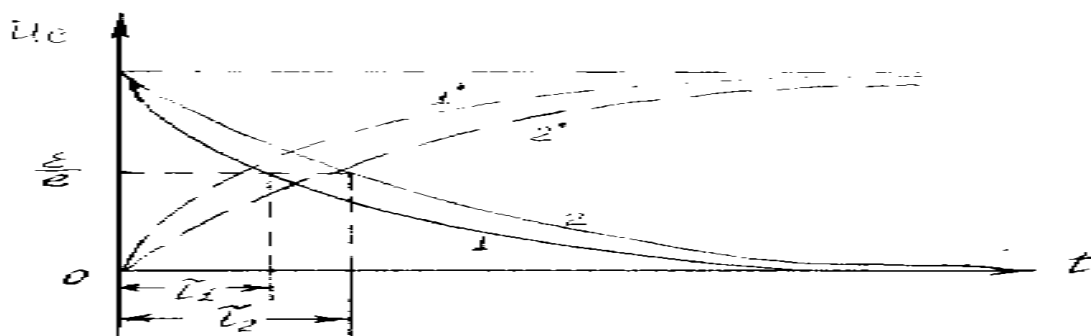
Бу ерда, қулайлик учун интеграллаш доимийси $\ln A$ да олинади. Кейинги ифодани потенциаллаб, $U_C(t)=Ae^{-t/RC}$ га эга бўламиз. Доимийлик A ни бошланғич шартдан аниқлаймиз:

$$U_C(0)=\varepsilon, \quad t=0$$

бўлганда, $\varepsilon=A$ бўлади. Шундай қилиб охирида қуйидагига келамиз:

$$U_C(t) = \varepsilon e^{-t/RC} \quad (12.22)$$

Бу ерда доимийлик $RC=\tau$ физик маънога эга бўлади. Бу катталиқни формула (12.22) га қўйсак, $U_C(\tau)=U_C(0)/e$ келиб чиқади, $\tau=RC$ вақт оралиғида, конденсатордаги кучланиш e марта камаяди ($e=2,7$). Демак τ вақт кучланишнинг пасайиш тезлигини аниқлайди, унга релаксация вақти ёки доимий вақт дейилади. Расм 89да 1 ва 2 тушувчи чизиқлар (12.22) формула



Расм 89

графиклари бўлиб, R ва C лари турли хил бўлган иккита занжир учун келтирилган.

2.Конденсаторни зарядлаш. $U_C(0)=0$ бўлган зарядланмаган конденсатор доимий ток манбаига уланди. Энди Кирхгофнинг иккинчи қондасига асосан

$$U_R + U_C = \varepsilon \quad (12.23)$$

Ўтган ҳолдагига сингари, $U_R = RC(dU_C/dt)$ ва уни RC га бўлсак, қуйидагига эга бўламиз.

$$dU_C / dt + (1/RC)U_C = \varepsilon / RC \quad (12.24)$$

$U_C(t)$ ўрнига янги номаълум функция $U = U_C - \varepsilon$ ни киритамиз. Бундан $U_C = U + \varepsilon$ топиб ва (12.24) тенгламага қўйсак, $dU/dt + (1/RC)U = 0$ га эга бўламиз.

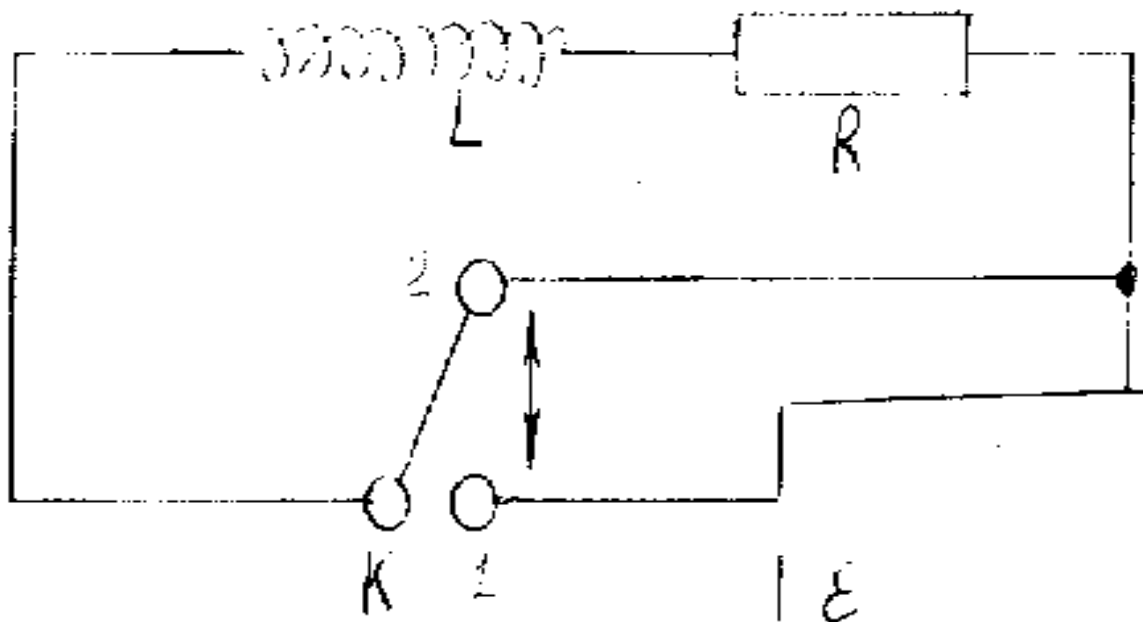
Бу тенгламанинг ечими $U(t) = Ae^{-t/RC}$ га тенг бўлади. U вақтда $U_C = U + \varepsilon = Ae^{-t/RC} + \varepsilon$ га эга бўламиз.

A доимийлик бошланғич шартдан $U_C(0)=0$ аниқланади. $t=0$ деб олсак, $U(0)=A+\varepsilon$ Бунда $A=-\varepsilon$ келиб чиқади. Охирида

$$U_C(t) = \varepsilon (1 - e^{-t/RC}) \quad (12.25)$$

Расмда чиқувчи чизик 1' ва 2' бу формуланинг графиги бўлади, яъни конденсаторни зарядлаш жараёнини ифодалайди. Шундай қилиб, конденсаторни манбадан қаршилиқ орқали зарядлаш ҳам уни R қаршилиқ орқали разрядлаш ҳам бир лаҳзада бўлмасада, аста секин рўй беради, ва шунча тез бўладики қанчалик доимий вақт $\tau = RC$ кичик бўлса.

7. Индуктив ва қаршиликдан иборат занжирда токнинг узгариш конунлари. Индуктивлик ғалтаги L , қаршилик R , ва доимий ток манбаи ε дан иборат занжирни қараймиз, занжирни K калит орқали узиш ёки ёпиш



Расм 90

мумкин (расм 90).

7.1 Токнинг йгиюлиши Занжирдан оқаётган ток I_0 ни (K калитни “1” ҳолатга ўтказиш орқали) $t=0$ вақтда узиб ташлаймиз. Бизга маълумки, ўзиндукция ҳодисаси туфайли ток анжирда бирдан нолга келмайди. Токнинг вақтга боғлиқлигини топиш учун Кирхгофнинг иккинчи қонунидан фойдаланамиз, қаралаётган занжирда $t=0$ дан бошлаб қуйидаги кўринишга эга бўламиз:

$$U_L + U_R = 0 \quad (12.26)$$

Бу ифодага U_L ва U_R нинг ифодалари орқали ва L га бўлсак:

$$dI/dt + (R/L)I = 0 \quad (12.27)$$

Бу тенглама ток кучи $I(t)$ учун худди $U_C(t)$ кўринишга эга бўлади, фақат фарқи $1/RC$ коэффицент ўрнига R/L бўлади. Шунинг учун (12.27) тенгламанинг ечими (12.22) каби ифодаланади. Фақат $U_C(t)$ $I(t)$ га, $1/RC$ ни R/L га алмаштириш керак. У вақтда,

$$I(t) = I_0 e^{-(R/L)t} \quad (12.28)$$

7.2 Токнинг ғрнатилиши. Агар K калит орқали манбани уласак, у вақтда ўзиндукция туфайли занжирда ток бирдан турғун ҳолатга келмайди. Манбани улаган ҳолдан бошлаб Кирхгоф қонуниқуйидагича бўлади:

$$U_L + R_R = \varepsilon \quad (12.29)$$

ёки (14.17) ни ҳисобга олсак ва L га бўлсак:

$$dI/dt + (R/L)I = \varepsilon/L \quad (12.30)$$

Ўнг томонини ўзгартирсак, $\varepsilon/L = R\varepsilon/LR = (R/L)I_0$ У вақтда,

$$dI/dt + (R/L)I = (R/L)I_0 \quad (12.31)$$

(14.14) тенгламага ўхшаш бўлиб чиқади, фақат доимий катталиқ бошқача бўлади: $1/RC$ ўрнига R/L , ε ўрнига I_0 бўлади. Бошланғич шартлар бир хил, (12.32) тенглама (12.26) каби аниқланади:

$$I(t) = I_0(1 - e^{-(R/L)t}) \quad (12.32)$$

(12.28) ва (12.32) кўрсатадики, токнинг йўналиши ва турғунликка эришиши конденсаторни зарядлаш ва разрядлаш қоидаларига ўхшаш бўлади, доимий вақт $\tau = L/R$ га тенг бўлади. $I(t)$ нинг графиги ҳам зарядлаш ва разрядлаш графигига ўхшаш бўлади. 1 ва 2 эгри чизиклар токнинг йўқолишига, 1' ва 2' - манбани улаганда токнинг ўрнатилишига тўғри келади.

Назорат саволлари:

1. Квазистационар ток деб қандай тоқларга айтилади ? Квазистационарлик шарти нимадан иборат?
2. Фарадейнинг электромагнит индукция ходисасининг моҳияти нимадан иборат? Электромагнит индукция ходисасининг қулланишига доир мисоллар келтиринг.
3. Узиндукция ва узаро индукция ходисаларининг ҳосил бўлишини тушунтириб беринг ва унинг қцулланишига доир мисоллар келтиринг.
4. Трансформаторнинг ишлаши қандай индукция ходисасига асосланган?
5. Фуко тоқлари деб қандай тоқларга айтилади ва унинг қулланишига доир мисоллар келтиринг?
6. Тоқли галтакнинг магнит энергияси қандай формула билан ифодаланади ва унинг механик уқшашлигини топинг.

7. Квазистационар токнинг асосий тенгламасини ёзинг ва тенгламанинг ҳар бир ҳадининг физик маъносини асослаб беринг ?
8. Конденсаторнинг зарядлаганда ва зарядсизланганда ток кучи ва кучланишнинг узгариш қонунлари қандай қонуниятга бўйсинади?
9. Индуктив галтак занжирга уланганда ва узганда ток кучи ва кучланишнинг узгаришини қандай физик қонунларга бўйсунди?
10. Квазистационар тоқлар учун доимий ток қонунларини қўллаш мумкинми?
11. Конденсаторни зарядлаганда ва зарядсизланганда руй берадиган жараён билан индуктив галтак узилганда ва уланганда ҳосил бўладиган жараёнлар уртасида қандай ухшашлик бор..
12. Конденсаторни зарядлаганда ва зарядсизланганда руй берадиган жараён билан индуктив галтак узилганда ва уланганда ҳосил бўладиган жараёнларнинг техникада (радио- электротехникада) қўлланишига доир мисоллар келтиринг.

13- Маъруза.

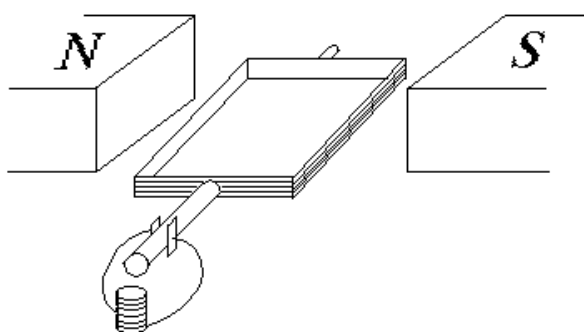
СИНУСОИДАЛ ТОК ВА УНИНГ ҚОНУНЛАРИ

Режа:

1. Синусоидал ток ва уни ҳосил қилиш усуллари ҳақида.
2. Синусоидал ток қонунлари:
 - а) актив қаршилик бўлган ҳол;
 - б) сиғим бўлган ҳол;
 - в) индуктивлик бўлган ҳол;
 - г) актив ва реактив қаршилик кетма-кет уланган ҳол.
3. Синусоидал ток занжирида энергия ва қувват.
4. Уч фазали синусоидал ток ва унинг магнит майдони.

Таянч сўз ва иборалар: Синусоидал ток генератори, частота, давр, фазалар фарқи, актив қаршилик, реактив қаршилик (сиғим ва индуктив қаршилик), энергия, қувват, ток кучи ва кучланишнинг эффе́ктив қийматлари, уч фазали тоқларни юлдузча ва уч бурчак улаш, айланувчи магнит майдон.

1. **Синусоидал ток ҳақида тушунча.** Фарадейнинг электромагнит индукция қонунига асосан, айланувчан рамкадан ўтувчи (abcd) магнит оқими вақт бўйича ўзгаради ва ўзгарувчан ЭЮК ҳосил қилади. (расм 91)



Расм 91

Агар рамка текис айланса, вектор **B** билан нормал ўртасидаги бурчак α (расм 91) вақт бўйича чизиқли ўзгаради. $\alpha = \omega t$ (ω -рамканинг айланиш бурчаги частотаси). Рамка орқали ўтаётган магнит оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (13.1)$$

ЭЮК ни топиш учун бундан

дифференциаллаймиз:

$$\varepsilon = -\Delta\Phi/\Delta t = BS\omega \sin \omega t \quad (13.2)$$

Рамка орқали ўтаётган ток бутун занжир учун Ом қонунидан аниқланади:

$$I = \varepsilon/R = (RS\omega/R)\sin\omega t = I_0 \sin\omega t \quad (13.3)$$

бу ерда R-тўла қаршилик, яъни рамка қаршилиги ва занжирга уланган истеъмолчининг қаршилиги, I_0 - токнинг амплитуда қиймати, ωt - фаза.

Шундай қилиб, рамкадаги ток вақт бўйича синусоидал ўзгаради. Техникада ўзгарувчан ток деганда синусоидал қонун бўйича ўзгарадиган токка айтилади. Физикада эса, ўзгарувчан ток деб, исталган вақт бўйича ўзгарувчан токка айтилади.

Ток кучининг ўзгариш эгри чизиқининг формалари.

Синусоидал қонун бўйича ўзгарадиган кучланиш қуйидаги кўринишда ёзилади: $U=U_0\sin\omega t$, f -частота, $\omega=2\pi f$ -бурчак частота.

Кучланишга нисбатан фаза жиҳатдан φ бурчакка силжиган синусоидал ток кучи қуйидаги қонун бўйича ўзгаради: $I=I_0 \sin(\omega t \pm \varphi)$

Агар φ мусбат бўлса, у вақтда ток кучи кучланишдан олдин кетади. Кувват учун қуйидагига эга бўламиз:

$$P=(U_0I_0\cos\varphi)/2=I_{\text{эфф}}U_{\text{эфф}}\cos\varphi$$

$\cos\varphi$ катталиққа қувват коэффициентини дейилади. Мураккаб формадаги эгри чизиқлар, ихтиёрий формадаги ток кучининг вақт бўйича ўзгаришини Фурье қаторига ёйиш орқали ифодалаш мумкин. Умумий ҳолда қаторга ёйиш қуйидаги кўринишга эга бўлади: $I=I_0+I_1 \sin(\omega t+\varphi_1)+ I_2 \sin(2\omega t+\varphi_2)+\dots+ I_n \sin(n\omega t+\varphi_n)$

Демак, тўла ток доимий ток I_0 (асосий тебраниш) амплитудаси I_1 ва частотаси ω булган (биринчи гармоник) ва бошқа амплитудалари $I_2, I_3, \dots, I_n$ юқори гармоник қаторлар йиғиндисига тенг бўлади,

Токнинг эффектив қиймати қуйидаги функция билан аниқланади:

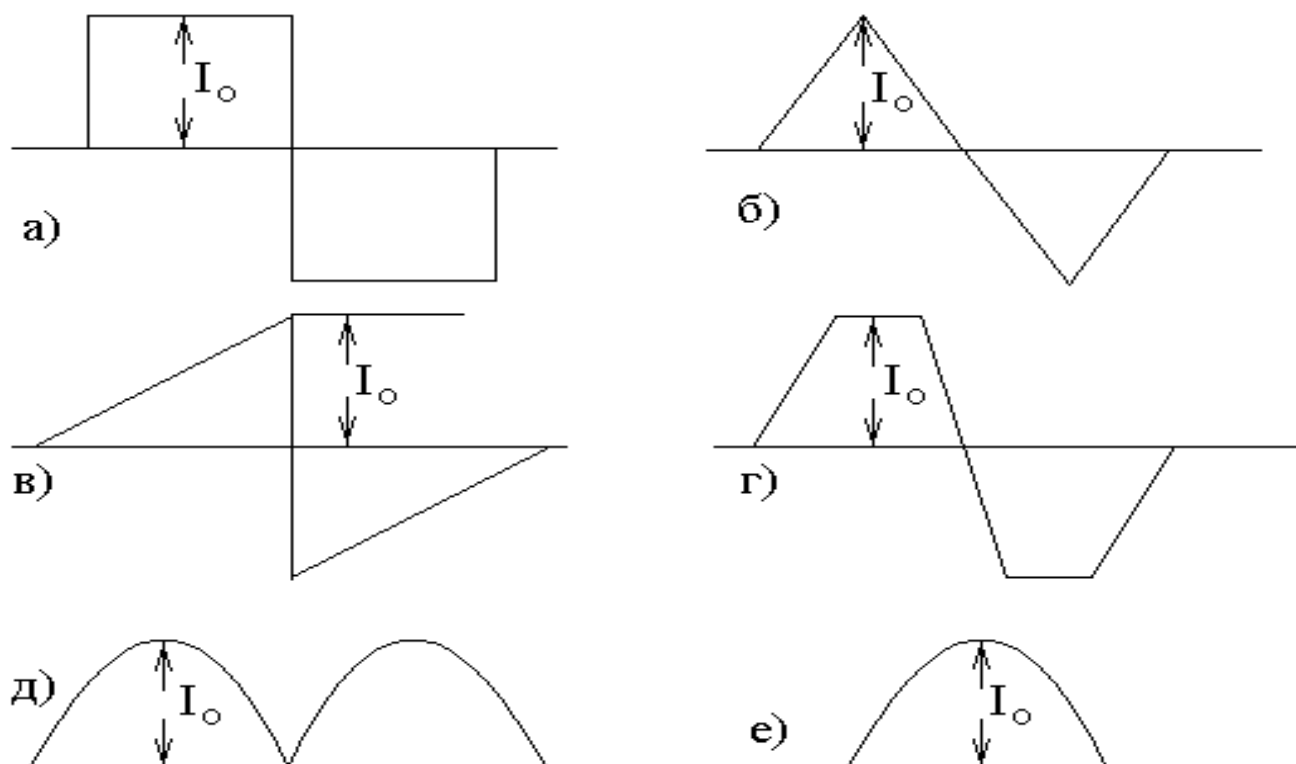
$$J_{\text{эфф}} = \sqrt{(1/2)(J_1^2 + J_2^2 + \dots + J_n^2)}$$

Квадратик боғланишга эга бўлган ўлчов асбоблари (электродинамик, иссиқлик асбоби) ток кучининг эффектив қийматини кўрсатади.

Баъзан тез учрайдиган ток эгри чизиғи формалари қуйидаги расмда кўрсатилган. Хар бир расм битта давр учун ўринли.

Туғри бурчакли эгри чизик (Расм 92а)

$$I = 4I_0/\pi(\sin\omega t + (\sin 3\omega t)/3 + (\sin 5\omega t/5) + \dots)$$



Расм 92

Туғри бурчакли форма (расм 92б)

$$I = I_0 8/\pi^2(\sin\omega t - (\sin 3\omega t)/9 + (\sin 5\omega t)/25 + \dots)$$

Аппрасимон форма (расм 92в)

$$I = I_0 2/\pi(\sin\omega t - (\sin\omega t)/2 + (\sin 3\omega t)/3 - \dots)$$

Трапедия формаси (расм 92г)

$$I = I_0 4/\pi\omega\tau(\sin\omega\tau\sin\omega t - (\sin 3\omega\tau \sin 3\omega t)/9 + (\sin 5\omega\tau \sin 5\omega t)/25 + \dots)$$

бу ерда τ -ток кучининг 0 дан I_0 гача узгариши учун кетган вақт.

Пульсация синусоидал ток (расм 92д):

$$I = I_0 2/\pi(1 - (2\cos\omega t)/1 \cdot 3 - (2\cos 4\omega t/3 \cdot 5 - (2\cos 6\omega t)/5 \cdot 7 - \dots))$$

Параболик формадаги учун (расм 92 е)

$$I = I_0/4/\pi^2((\pi^2/6) - \cos\omega t - (\sin 2\omega t/4) - (\cos 3\omega t)/9 - \dots)$$

Ўзгарувчан ток занжирининг айрим участкалари учун ток ва кучланиш ўртасидаги боғланишни қараймиз.

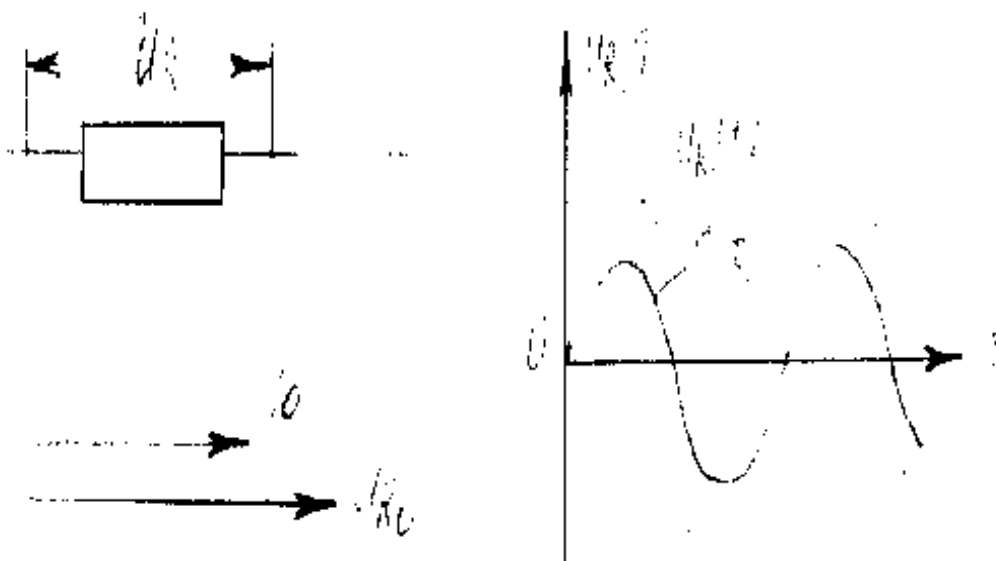
2.1. Актив қаршиликка бўлган занжир қисми учун Ом қонуни. R қаршиликка эга бўлган ўзгарувчан ток занжирини қараймиз, сиғим ва индуктивликни йўқ деб ҳисоблаймиз. Ток кучи ва кучланишнинг оний қийматлари учун Ом қонуни (13.1)ни ҳисобга олсак қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$U_R = RI = (RI_0/U_{R0})\sin \omega t \quad (13.4)$$

Демак, кучланиш U_R ҳам ток кучи I каби гармоник (бир ҳил частота ва фаза билан) ҳаракат қилади, токнинг амплитуда қиймати I_0 , кучланишининг амплитуда қиймати U_{R0} қуйидагича боғланган бўлади

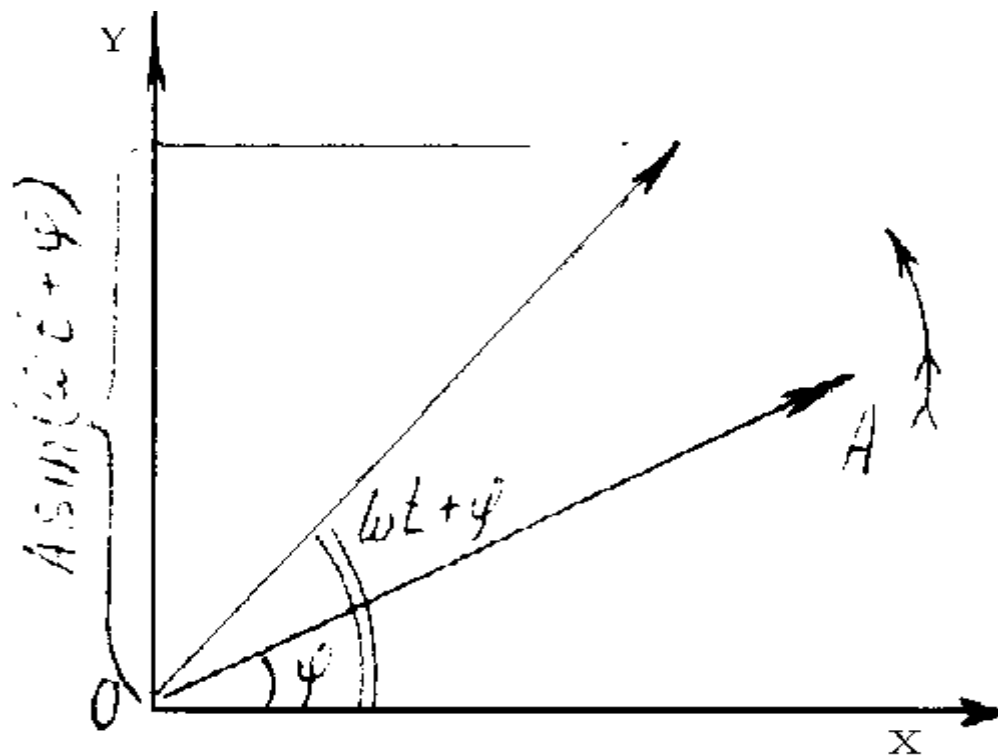
$$U_{R0} = RI_0 \quad (13.5)$$

Ток кучи ва кучланишнинг графиклари расм 93а кўрсатилган. Механика курсида кўрсатилган эдики, ҳар қандай гармоник тебранишга $y(t) = A\sin(\omega t + \varphi)$ узунлиги A га тенг бўлган вектор мос келиб, у ХҲ текисликда ω бурчак тезлик билан ҳаракат қилиб, вақтнинг бошлангич $t=0$ моментида x ўқи билан φ бурчак ташкил қилади: қаралаётган тебраниш вектор-амплитуданинг Y ўқига проекцияси деб қаралади. (расм 94)



Расм 93

Вектор-амплитудани $t=0$ вақтда, Y билан X ўқи орасидаги бурчак (вектор диаграммаси расмда келтирилган) бошланғич фаза φ га тенг.

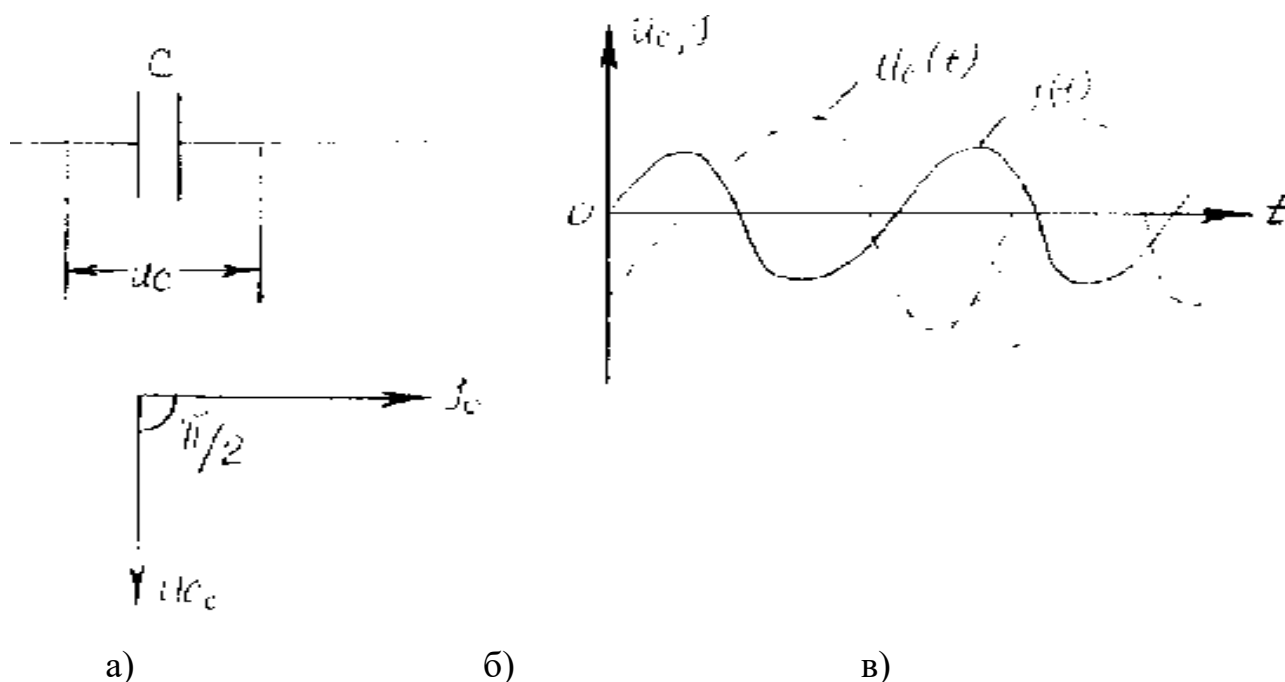


Расм 94

Бизнинг ҳолимизда ток кучи ва кучиланиш тебраниш узунлиги I_0 ва U_{R0} бўлган вектор амплитуда билан ифодаланади (расм 93в).

2.2 Сигимга эга бўлган занжир учун Ом қонуни Энди занжирда C

сигимга эга бўлган, қаршилик ва индуктивлик жуда кичик бўлган занжир участкасини қараймиз (расм 95а) ва ундан $I = I_0 \sin \omega t$ миқдорда ток кучи



Расм 95

утаётган бўлсин.

Ток кучи I билан кучланиш U_C ўртасидаги боғланишни топиш учун, $U_C = q/C$ формуладаги заряд q ни ток кучи орали ифодалаш керак бўлади. Маълумки, ток кучи $I = dq/dt$ дан $dq = Idt$ ни топамиз. t вақт ичида ўтган зарядни топиш учун кейинги ифодадан, яъни dq дан интеграл олиш керак:

$$q = \int Idt = \int I_0 \sin \omega t dt = -(I_0/\omega) \cos \omega t = (I_0/\omega) \sin(\omega t - \pi/2)$$

Шундай қилиб, конденсатордаги кучланиш қўйидаги кўринишга эга бўлади.

$$U_C = q/C, \quad U_C(t) = (I_0/\omega C) \sin(\omega t - \pi/2) \quad (13.6)$$

У ҳам ω бурчак частота билан ҳаракат қилади, Лекин кучланиш $U_C(t)$ ток кучидан фаза жиҳатдан $\pi/2$ га орқада қолади.

U_{N0} ва I_0 амплитуда қийматлари қўйидаги муносабат билан боғланган:

$$U_{C0} = (1/\omega C)I_0 \quad (13.7)$$

Бу қонунни одатдаги Ом қонуни билан таққосласак, ($U=RI$) кўрамизки, $R_N = 1/\omega C$ ифода ўаршилик вазифасини бажаради ва унга сиғим қаршилик дейлади. Бу ҳол учун график ва вектор диаграммаси расм 95 (а ва б) кўрсатилган.

2.3 Индуктивликка эга бўлган занжир қисми учун Ом қонуни

Энди қаршилиги ва сиғими жуда кичик бўлган, L индуктивликка эга бўлган занжирни қараймиз, ундан ўтаётган ток кучи $I=I_0 \sin \omega t$ бўлсин. Индуктив қаршиликдаги кучланишни топамиз:

$$U_L=L(dI/dt)=L(d/dt)(I_0\sin\omega t)=L\omega I_0\cos\omega t=L\omega I_0\sin(\omega t+\pi/2) \quad (13.8)$$

Шундай қилиб, индуктивликдаги кучланиш:

$$U_L(t)=L\omega I_0 \sin(\omega t+\pi/2), \quad (13.9)$$

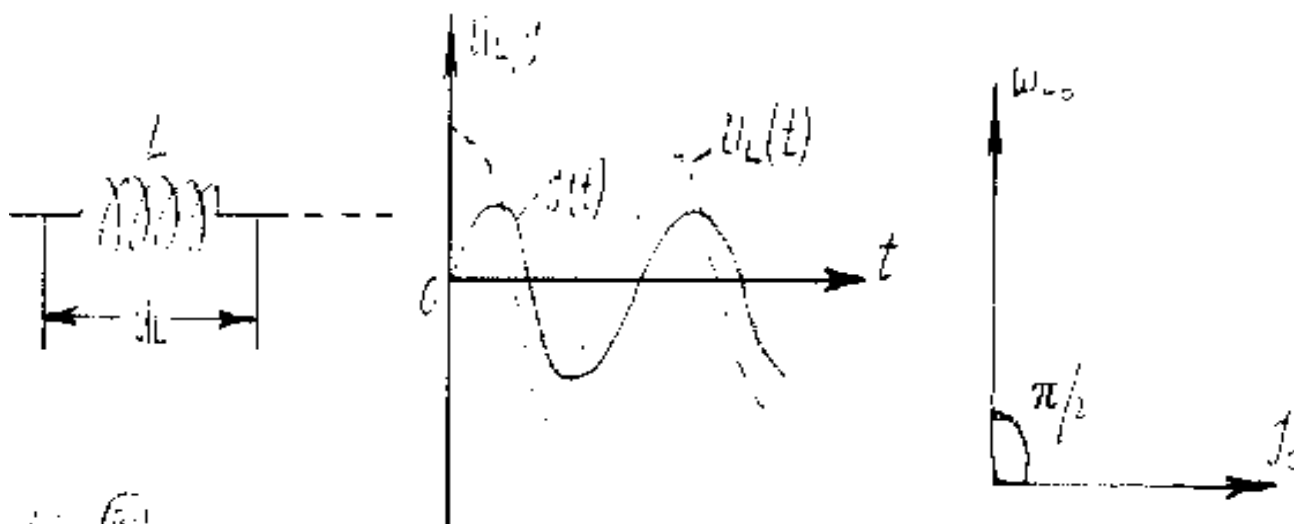
ҳам ω частота билан гармоник ҳаракат қилади, лекин ток кучи фаза жиҳатдан кучланишдан $\pi/2$ га илари кетади ($T/4$), ток кучи ва кучланишнинг амплитуда қийматлари бири-бири билан қуйдагича боғлангандир:

$$U_{L0}=L\omega I_0 \quad (13.10)$$

бу ердан

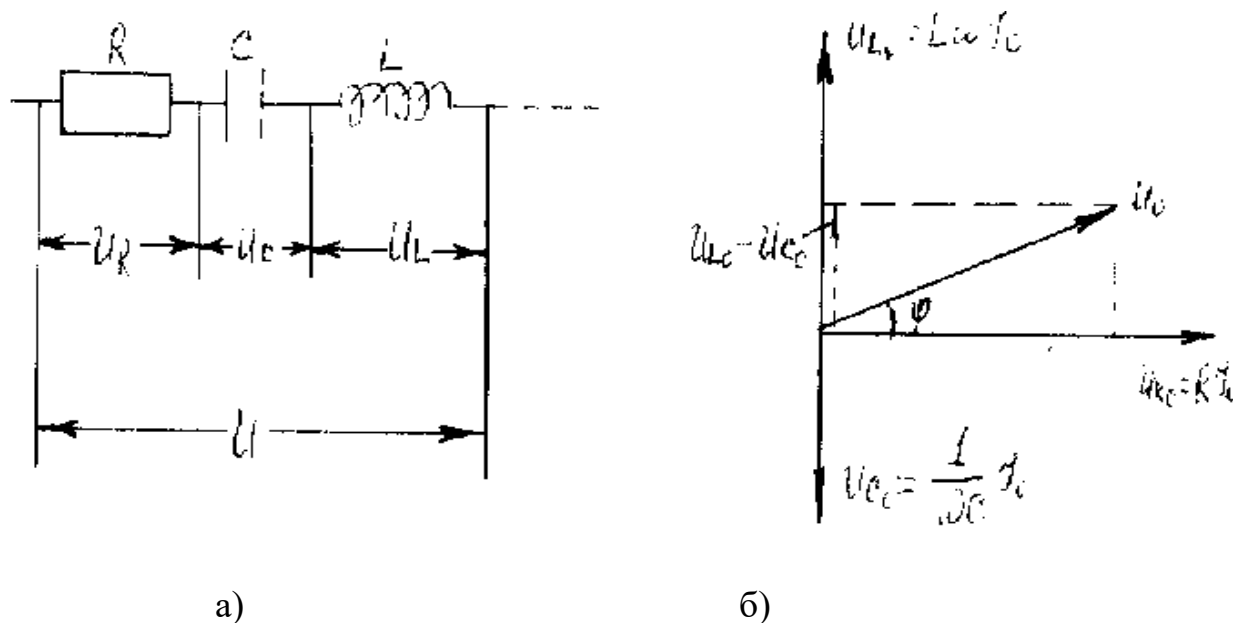
$$R_L=L\omega \quad (13.11)$$

каталлик қаршилик вазифаси бажаради ва индуктив қаршилик деб айтилади. Индуктив ва сиғим қаршиликда реактив қаршилик деб, оддий ўтказгич қаршилиги R ни актив қаршилик деб айтилади. Индуктивликка эга бўлган ўзгарувчан ток учун график ва вектор диаграмма расм 96 а ва б да кўрсатилган.



Расм 96

2.4 Бутун занжир учун Ом қонуни Актив R , сиғим C ва индуктивликдан иборат бўлган кетма-кет уланган занжирни қараймиз (расм



Расм 97

97 а) ва ундан $I = I_0 \sin \omega t$ ток ўтаётган бўлсин.

Занжир қисмларидаги кучланиш U , U_C , U_R ва U_L кучланилар йиғиндисидан иборат бўлади:

$$U = U_C + U_R + U_L \quad (13.12)$$

Барча қўшиладиган катталиклар бир хил частотадаги гармоник тебранишлар бўлгани учун, йиғинди тебраниш ҳам шундай частотадаги гармоник

тебранишдан иборат бўлади. Уни U , U_C , U_R ва U_L нинг вектор-диаграммасидан топиш мумкин (97 расм б). Аввал U_L ва U_C векторлар қўшилади. Натижада қўшиладиган векторларнинг каттаси томон йўналган ва абсолют қиймати $I_0 |L\omega - 1/\omega C|$ га тенг бўлган векторга эга бўламиз (Пунктир чизиқ). Сўнгра бу векторни U_{R0} вектор билан қўшиб, йиғинди кучланиш вектор-амплитуда U_0 ни топамиз. Расм 97 дан кўринадики, йиғинди кучланиш $U = U_0 \sin(\omega t + \varphi)$ фаза жиҳатидан ток кучига нисбатан φ га силжиган ва унинг тангенс бурчаги куйидаги ифода билан аниқланади.

$$\operatorname{tg} \varphi = (L\omega - 1/\omega C)/R \quad (13.13)$$

кучланишни амплитудаси эса,

$$U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + (L\omega - (1/\omega C))^2} \quad (13.14)$$

формула билан аниқланади.

$$R = \sqrt{R^2 + (L\omega - (1/\omega C))^2} \quad (13.15)$$

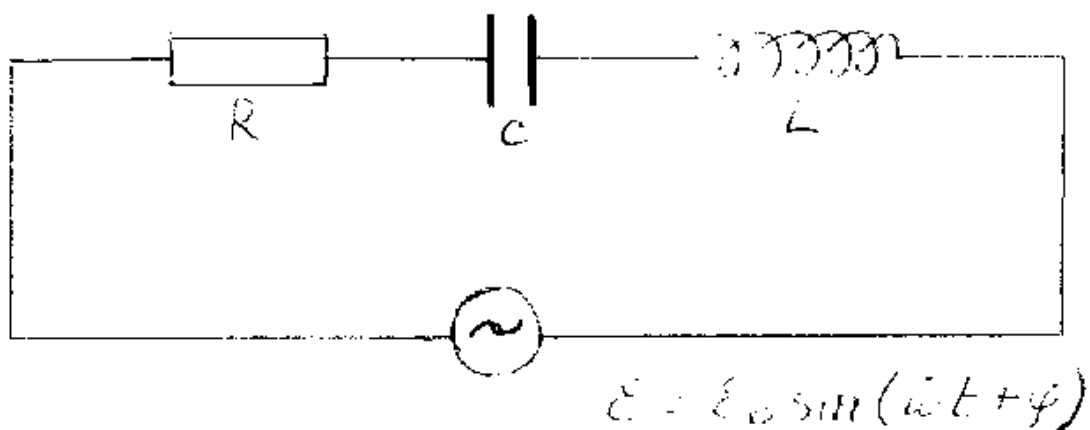
Бу катталиқка тўла қаршилик дейлади. Шуни кайд этамизки, бу қаршилик қаршиликлар: R_0 , R_L ва R_C қаршиликларнинг арифметик йиғиндисига тенг эмасдир. Бундан ташқари R_L ёки R_C реактив қаршиликлардан бири ошганда, тўла қаршилик камайиши мумкин.

Ом қонунлари (13.14) ва (13.15) ва шу билан бирга кетма-кет уланган қаршилик, сиғим, индуктив ва ўзгарувчан кучланиш ЭЮК- $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin(\omega t + \varphi)$ билан кетма-кет уланган бутун занжир учун Ом қонуни дейилади.

$U = \varepsilon$ бўлган учун R формула (13.14) даги U_0 ни ε_0 билан алмаштирсак,

$$I = \frac{\varepsilon}{\sqrt{R^2 + (L\omega - (1/\omega C))^2}} \quad (13.16)$$

бутун занжир учун Ом қонуни билдиради.



Расм 98

3. Ўзгарувчан ток занжирида энергия ва қувват Ўзгарувчан ток занжирда (расм 98) энергиянинг бир турдан бошқа турга айланишини қараб чиқайлик. Бегона кучларнинг dt вақт ичида бажарган иши $dA_{\text{бего}}$ актив қаршиликдан иссиқлик энергия dQ ажралиб чиқишга кетади, шунингдек контур энергияси dw_3 ва ғалтакнинг магнит энергиясини dw_m ўзгартиришга кетади.

$$dA_{\text{бег}} = dQ + dw_3 + dw_m \quad (13.17)$$

Бу тенгликнинг иккала томонини dt га бўлсак,

$$dA/dt = dQ/dt + dw_3/dt + dw_m/dt \quad (13.18)$$

Вақт бирлиги ичида бажарилган иш dA/dt таъриф бўйича қувватга тенг бўлади, шунинг учун чап томонда манба қуввати $P = dA/dt$ туради.

$$dQ/dt = P_R, dw_3/dt = P_C, dw_m/dt = P_L \quad (13.19)$$

Кўрсатамизки, қувватлардан ҳар бири тегишли участкадаги кучланиш ва ток кучининг кўпайтмасига тенг бўлади.

Ҳақиқатдан ҳам $\varepsilon = Adq$, $Q = I^2 Rt$, $U = RI$, $w = CU^2/2$ ва $w = LI^2/2$ формуладан фойдаланиб қуйидагига эга бўламиз.

$$P_{\text{ҳақиқий}} = dA_6/dt = \varepsilon dq/dt = I\varepsilon \quad (13.20)$$

$$P_R = dQ/dt = IU_R dt/dt = IU_R \quad (13.21)$$

$$\begin{aligned} P_C = dw_3/dt &= d/dt(CU_C^2/2) = C2U_C dU_C/2dt = \\ &= CU_C d(q/C)/dt = U_C dq/dt = IU_C \end{aligned} \quad (13.22)$$

$$P_L = dw_M/dt = d/dt(LI^2/2) = LI dI/dt = I(L dI/dt) = IU_L \quad (13.23)$$

Шундай қилиб, энергиянинг сақланиш қонуни (13.17) қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$I\varepsilon = IU_R + IU_C + IU_L \quad (13.24)$$

Бу ифодани I га бўлсак, Кирхгофнинг иккинчи қонунига эга бўламиз, демак бу қонун энергиянинг сақланиш қонунининг натижаси эканлигига ишонч ҳосил қиламиз.

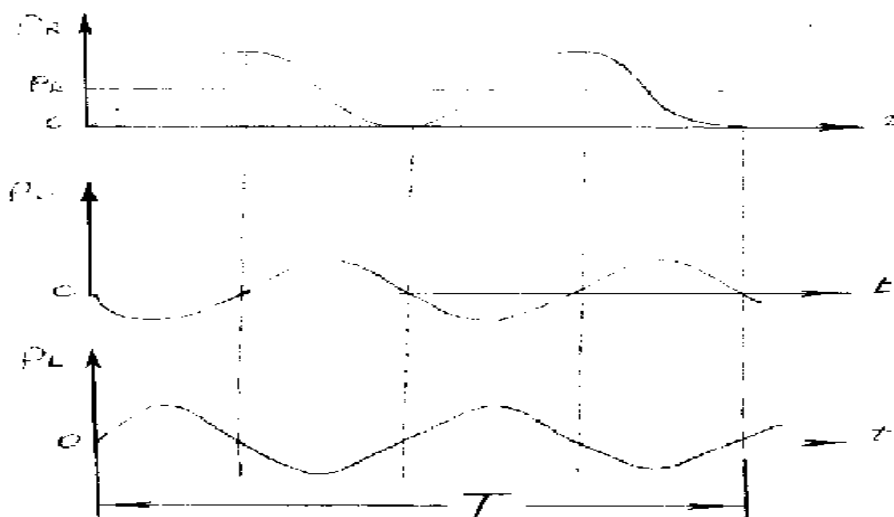
Ток кучи учун $I = I_0 \sin \omega t$ ифодани қўллаб, U_R , U_C ва U_L кучланишлар (13.4), (13.6), (13.9) қонунлар бўйича ўзгариши ҳисобга олсак, тегишли қувватлар учун қуйидаги ифодаларни топамиз:

$$P_R = IU_R = I_0 \sin \omega t \cdot U_R \sin \omega t = I_0 U_R \sin^2 \omega t \quad (13.25)$$

$$P_C = IU_C = I_0 \sin \omega t \cdot U_{C0} \sin(\omega t - \pi/2) = (I_0 U_{C0}/2) \sin(2\omega t - \pi) \quad (13.26)$$

$$P_L = IU_L = I_0 \sin \omega t \cdot U_{L0} \sin(\omega t + \pi/2) = (I_0 U_{L0}/2) \sin 2\omega t \quad (13.27)$$

P_C ва P_L учун формулаларни чиқаришда биз $\sin \alpha \sin \beta = 1/2 [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$ дан ва косинус ва синуснинг келтириш формулаларидан фойдаландик. Бу формулаларнинг графиклари қуйидаги расм 99да кўрсатилган.



Расм 99

T давр ичида электр ва магнит энергияларининг ўзгаришини топамиз. $P = dw/dt$ формуласидагн келиб чиқадики, энергиянинг dt вақт ичида ўзгариши

$dW=Pdt$ га , демак, энергиянинг давр бўйича ўзгариши $\int Pdt$ интеграл билан аниқланади. (13.25), (13.27) формулаларни ҳисобга олсак, топамиз:

$$\Delta w_э=\int P_C dt=(I_0 U_{C0}/2) \int \sin(2\omega t-\pi) dt=0$$

$$\Delta w_M=\int P_L dt = (I_0 U_{L0}/2) \int \sin 2\omega t dt=0$$

Шундай қилиб, электрик ва магнит майдон энергияларининг давр бўйича ўзгариши ва шу билан бирга ўртача қувватлар P_C ва P_L ($P=\int Pdt/T$ билан аниқланади) нулга тенг: $P_C =P_L=0$. Конденсатор томонидан даврнинг улушларида қанча энергия олса, у вақтда унди шунча миқдорда электр майдони ошади ($P_C >0$), худди шунча энергия конденсаторга қайтади. Шу давр улушларида, электр майдон унда камаяди. ($P_C <0$) (худди шундай ҳол ғалтакнинг магнит майдони энергияси учун). Демак, сиғимли ва индуктивли занжир қисмларида энергия тўпланмайди ва занжирдан ажралиб ҳам чиқмайди. Шу сабабга кўра, P_C ва P_L қувватлар ва шу билан бирга қаршиликлар (R_C ва R_L) га реактив деб айтилади.

R қаршиликли участкада бошқача бўлади. Бу ерда ҳам T давр ичида ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ΔQ ни, шуниндек ўртача қувват P_R ни топамиз:

$$dQ=\int P_R dt=I_0 U_{R0} \int \sin^2 \omega t dt=I_0 U_{R0} T/2 \quad (13.28)$$

ёки

$$P_R=\int P_R dt=I_0 U_{R0}/2 \quad (13.29)$$

Бу участкада занжирдан узлуксиз равишда энергия ажралиб чиқади. (ўртача $I_0 U_{R0}/2$ секундига). Шу сабабли қувват P_R ва шу билан бирга қаршилиқ R га актив дейлади.

Ом қонунидан ($U_{R0}=RI_0$) фойдаланиб, ва $U_{R0}=U_0 \cos \varphi$ (расм б) бу диаграммадан келиб чиқадиган ифодадан фойдаланиб, ўртача актив қувватни бир неча формаларда ёзамиз:

$$P_R= I_0 U_{R0}/2=I_0^2 R/2=I_0 U_0 \cos \varphi/2 \quad (13.30)$$

T вақт ичида ажралиб чиққан иссиқлик:

$$\Delta Q=P_R T= I_0^2 RT/2 \quad (13.31)$$

Жоул-Ленц қонуни ($Q=I^2Rt$) га кўра, худди шундай иссиқлик миқдори шу қаршиликда T вақт ичида доимий ток кучи $I=I_0/\sqrt{2}$ ўтгандан ҳам ажралиб чиқар эди:

$$\Delta Q=I_{\text{эфф}}^2RT=I_0^2RT/2 \quad (13.32)$$

Доимий ток томонидан ҳам шу вақт ичида (T давр) ўзгарувчан токда ҳам тенг иссиқлик миқдори актив қаршиликдан ажралиб чиқса, унга таъсир этувчи ёки ўзгарувчан токнинг эффектив қиймати деб айтилади. Ток кучининг ҳаракатдаги қиймати $\sqrt{2}$ марта унинг амплитуда қийматидан кичикдир. Худди шундай, $U_g=U_0/\sqrt{2}$ катталиқ ҳам, $\varepsilon_g=\varepsilon_0/\sqrt{2}$ катталиқ ҳам кучланиш ва ЭЮКнинг ҳаракатдаги қиймати деб аталади. Шунини алоҳида қайд қиламизки, ток кучи ва кучланишнинг амплитуда қийматлари учун Ом қонунлари ўринли бўлади, ҳаракатдаги қийматлари учун ҳам, чунки бир хил кўпайтирувчилар, $\sqrt{2}$ тенгликнинг иккала қисмида ҳам қисқариб кетади.

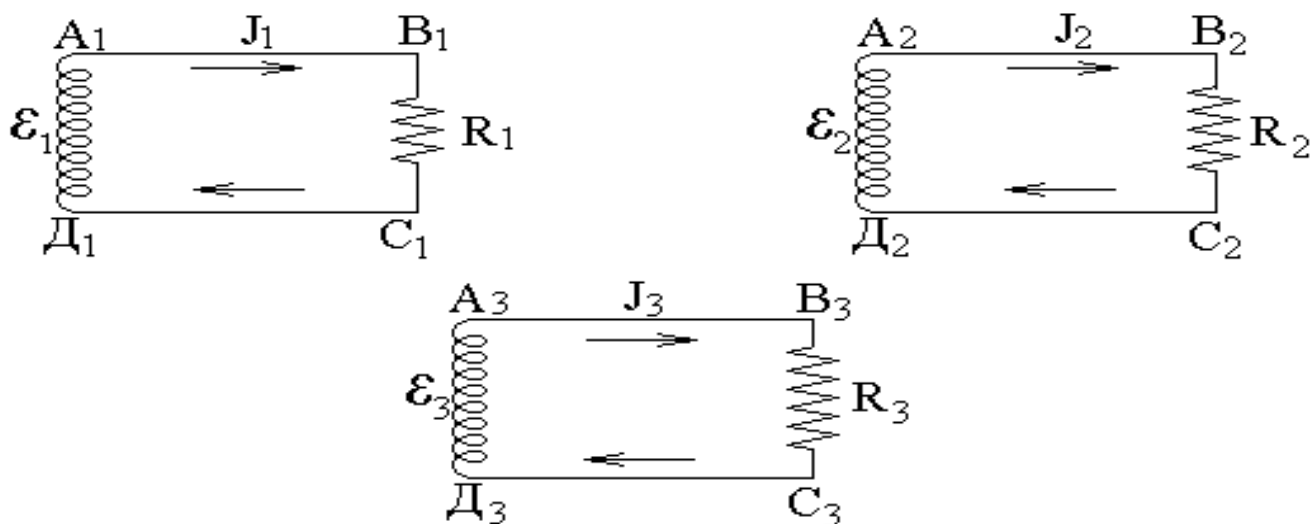
Формула (13.30) ни ток кучи ва кучланишнинг ҳаракатдаги қийматлари орқали ёзамиз:

$$P_R=I_gU_{Rg}=I_g^2R=I_gU_g\cos\varphi \quad (13.33)$$

Тўла кучланиш ва ток кучи ўртасидаги фазалар фарқининг косинуси қувват коэффиценти дейилади.

Амалиётда ЭЮКнинг берилган қийматида берилган қаршиликда максимал қувват олиш талаб қилинади. $L\omega-1/\omega C=0$ булганда P_R максимал бўлади ёки $U_L+U_C=0$ бўлади, $U=U_R$ бутун берилган кучланиш актив қаршиликни қисмга тўғри келади. Бу вақтда $\varphi=0$, $\cos \varphi=1$ бўлади.

4. Уч фазали синусоидал ток Техникада биз қараб ўтган энг содда синусоидал токлардан ташқари уч фазали токлар ҳам кенг ишлатилади. Уч фазали ток деб, шундай токка айтиладики, учта бир-биридан ЭЮК фазалари 120° фарқ қиладиган тармоқлар ўтказгичлардан иборат система. Энг аввало учта ёпиқ бир-бирига боғланмаган $A_1 B_1 C_1 D_1$, $A_2 B_2 C_2 D_2$ ва $A_3 B_3 C_3 D_3$ (расм 100) занжирларини ЭЮКлар қуйидагича бўлсин:



Расм 100

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 \sin(\omega t + 2\pi/3)$$

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_0 \sin(\omega t + 4\pi/3) \quad (13.34)$$

ЭЮК лар занжирнинг $A_1 D_1$, $A_2 D_2$ ва $A_3 D_3$ қисмлардан ҳосил бўлади.

Фараз қиламизки, қаралаётган занжирларда ўзиндукция йўқ ва омик қаршилиқдан $R_1 = R_2 = R_3 = R$ У вақтда юқорида айтганимиздек, бу занжирларда тегишли тоқлар ҳосил бўлади:

$$I_1 = I_0 \sin \omega t$$

$$I_2 = I_0 \sin(\omega t + 2\pi/3) \quad (15.35)$$

$$I_3 = I_0 \sin(\omega t + 4\pi/3)$$

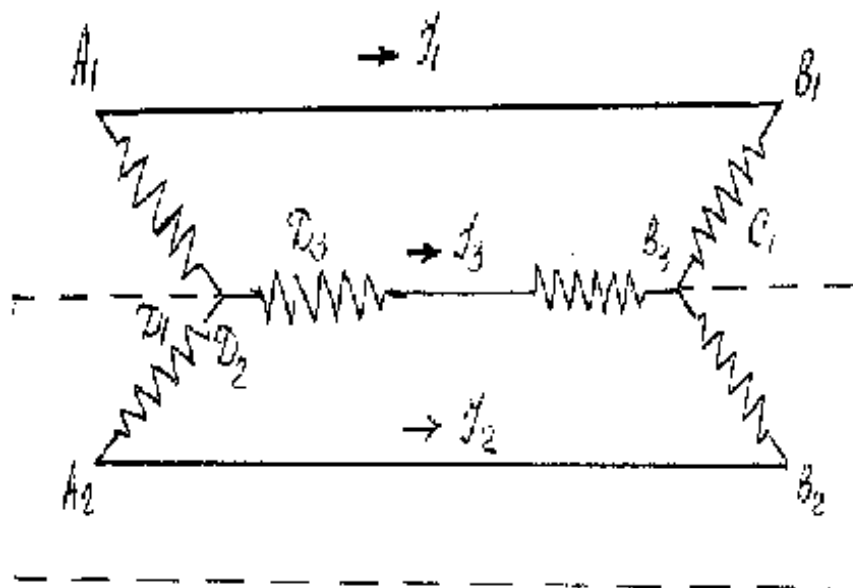
I_0 тоқларнинг умумий амплитудаси қуйидагича:

$$I_0 = \varepsilon_0 / R$$

Учта занжирнинг D_1 , D_2 , D_3 нуқталарини бирга қўшамиз. У вақтда уларнинг потенциаллари тенг бўлади: C_1 , C_2 ва C_3 нуқталарнинг ҳам потенциаллари тенг бўлади, уларни ҳам қўшиш мумкин.

Бундай қўшишда $D_1 C_1$, $D_2 C_2$ ва $D_3 C_3$ симлар битта сим F билан алмаштирилиши мумкин ва расм100да тасвирланган ҳолга эга бўлади.

F сим бўйлаб, $I_1+I_2+I_3$ тоқлар йиқиндиси ўтади. Кўриш мумкинки, бу



Расм 102

йиғинди тоқ нолга тенг бўлади.

Ўақиқатдан:

$$I_1+I_2= I_0\sin\omega t+ I_0\sin(\omega t+2\pi/3)= I_0\sin(\omega t+\pi/3)$$

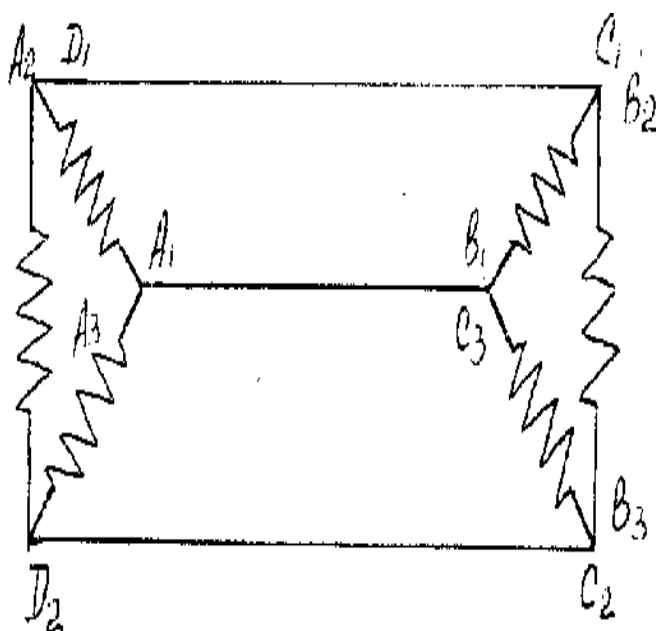
бу ердан

$$I_1+I_2+I_3=I_0 \sin (\omega t+\pi/3)+I_0 \sin(\omega t+4\pi/3)=$$

$$=2 I_0 \sin(\omega t+5\pi/6) \cos\pi/2 = 0 \quad (13.36)$$

Йиғинди тоқлар $I_1+I_2+I_3$ ҳамма вақт нолга тенг бўлиши учун, F сим зиёд бўлиб қолади, уни олиб ташлаш мумкин.

Натижада бир-бирига нисбатан 120° фазага фарқ қилган тоқларни R_1 , R_2 , R_3 симлар яъни 3 та сим орқали узатиш мумкин. Узгарувчан тоқнинг бу уч фазали занжирга юлдузча улаш дейилади. Учта бир-бирига боғлиқ бўлмаган занжирни бошқа кўринишда ҳам, яъни учбурчак шаклда ҳам улаш мумкин (расм 102).



Расм 102

Бу схемада A_1D_3 ; A_2D_1 ; A_3D_2 ва B_1C_3 ; B_2C_1 ; B_3C_2 нукталар уланган. Бундай схема ҳам уч жуфт симни, учта сим билан алмаштириш имкониятини беради, ҳеч қандай тоқларда ўзгариш бўлмайди. $I_1+I_2+I_3$ йиғинди 0 га тенг бўлиши мумкин, агар симларнинг қаршиликлари R_1 , R_2 , R_3 лар тенг бўлс, агар қаршиликлар бир-бирига тенг бўлмаса, у вақтда

$I_1+I_2+I_3$ йиғинди ток 0 га тенг бўлмайди. Ҳақиқатдан эса, C_1 , C_2 , C_3 нукталар (юлдуз схемада, қўшилган. Улар тугун нуктани ҳосил қилади, бу тугун учун Кирхгоф қоидаси бўйича келган ва чиққан тоқлар йиғиндиси 0 га тенг бўлиши керак. Шундай қилиб, қаршиликлар R_1 , R_2 , R_3 лар тенг бўлмаганда ҳам $I_1+I_2+I_3$ йиғинди 0 га тенг бўлади.

Бунинг сабаби I_1 , I_2 ва I_3 нукталар ўртасида қўшимча фазалар фарқи ҳосил бўлиш ҳисобидан пайдо бўлади.

Уч фазали тоқларни қўллашнинг афзаллиги шундан иборатки, улар ёрдамида айланувчан магнит майдони ҳосил қилиш мумкин.

Расм 102 да кўрсатилган учта жуфт учли ҳалқани қараймиз. Ҳар бир жуфт уч ўзининг магнит майдонини ҳосил қилади, уларнинг майдон кучланганликлари H_1 , H_2 ва H_3 лар ҳалқанинг тегишли диаметрларига қараб йўналган. Ҳар бир жуфт учала (учлари) ўрамга эга бўлиб, уч фазали ток орқали таъминланади.. Агар материалдаги гистерезисни ҳисобга олмасак, у вақтда майдон кучланганликлари H_1 , H_2 ва H_3 лар вақт бўйича қўйидаги қонуни бўйича ўзгаради.

$$H_1=H_0\sin\omega t$$

$$H_2=H_0\sin(\omega t+2\pi/3) \quad (13.37)$$

$$H_3 = H_0 \sin(\omega t + 4\pi/3)$$

Координата ўқларини ОХУ ўқлар бўйича H_1 , H_2 , H_3 ларнинг проекциялари :

$$H_x = H_0 \sin \omega t + H_0 \sin(\omega t + 2\pi/3) \cos 2\pi/3 + H_0 \sin(\omega t + 4\pi/3) \cos 4\pi/3$$

$$H_y = H_0 \sin(\omega t + 2\pi/3) \sin 2\pi/3 + H_0 \sin(\omega t + 4\pi/3) \sin 4\pi/3$$

Тегишли ўзгартиришлардан сўнг:

$$H_x = (3/2)H_0 \sin \omega t \quad H_y = \cos 4\pi/3 \quad (13.38)$$

Бу H нинг бу икки ташкил этувчиси доимий бурчак тезлик бўйича соат стрелкаси йўналиши бўйича ҳаракат қиллади.

Айланувчи магнит майдони унда жойлашган ўтказгичларга маълум механик куч билан таъсир қилади, чунки ўтказгичларда индукцион ток пайдо бўлади. Масалан, агар айланувчи магнит майдонга ўққа маҳкамланган ёпиқ рамка жойлаштирилса, у вақтда рамка магнит майдон кучланганлиги вектори йўналиши бўйича айланади. Бу эса уч фазали ток билан ишлайдиган электромоторлар қуришда кенг фойдаланади. Биринчи марта электр энергияси уч фазали ток ва айланувчан магнит майдон орқали узатиш мумкинлигини 1891 йилда рус инженер М.О.Доливо-Добровский бажаради.

Назорат саволлари:

Синусоидал ток кандай ҳосил қилинади?

Ўзгарувчан ток генераторни ишлаш принципи тушунтиринг.

Ўзгарувчан ток кучи ва кучланишнинг формулаларини ёзинг.

Ўзгарувчан ток ва кучланишнинг эффектив кийматлари кандай топилади?

Ўзгарувчан ток занжирига актив қаршилик уланганда ток кучи ва кучланиш орасидаги фазалар фарқи нимага тенг бўлади? Бу ҳол учун вектор диаграммани чизинг.

Ўзгарувчан ток занжирига сизим қаршилик уланганда ток кучи ва кучланиш орасидаги фазалар фарқи кандай бўлади?

Узгаручан ток занжирига индуктивлик каршилиқ уланганда ток кучи ва кучланиш орасидаги фазалар фарқи нимага тенг бўлади? Бу ҳол учун вектор диаграммани чизинг.

Узгарувчан ток занжирига актив ва реактив каршилиқлар кетма-кет уланганда ток кучи қандай ўзгаради? Бу ҳол учун Ом қонуни қандай қўрилишга эга бўлади. Фазалар фарқи қандай формула билан ифодаланади? Кучланиш резонанси қай вақтда руқ беради?

Узгарувчан ток занжирига актив ва реактив каршилиқлар параллел уланганда ток кучи қандай ўзгаради? Фазалар фарқи қандай бўлади? Ток резонанси қандай вужудга келади?

Синусоидал ток занжирида энергиянинг сақланиш қонуни қандай бажарилади?

Синусоидал ток занжирида қувват қандай формула билан ифодаланади? Қувват коэффициентлари деб нимага айтилади?

Уч фазали синусоидал ток деб қандай тоқларга айтилади ва у қандай ҳосил қиланади?

Уч фазали тоқни истемолчига узатишда уч бурчак ва юлдузча улаш қандай амалга оширилади?

Уч фазали тоқ орқали қандай қилиб айланувчан магнит майдони ҳосил қиланади?

Синхрон ва асинхрон двигателларнинг ишлаш принциплари тушуңтириб беринг.

14- Маъруза.

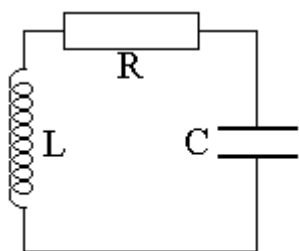
ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР.

Режа:

1. Тебраниш контури ҳақида тушунча.
2. Эркин электрик тебранишлари: механик ва электр тебраниш ўртасида ўхшашлик.
3. Мажбурий электр тебранишлар: механик ва электр тебраниш ўртасида ўхшашлик.
4. Аслик ва унинг хоссалари.

Таянч сўз ва иборалар: Тебраниш контури, сўниш коэффициенти, хусусий частота, ташқи мажбур этувчи куч частотаси, резонанс эгри чизиғи, кучланиш ва ток резонанси, аслик, резонанс эгри чизиғи кенглиги ён ўтказиш соҳаси ёки частоталар оралиғи.

1. Тебраниш контури ҳақида тушунча. Бу маърузада ҳам актив қаршилик, конденсатор ва ғалтақдан иборат кетма-кет уланган занжир ҳақида сўз боради. Бу ерда биз бундай занжирда рўй берадиган жараёнларни умумий



Расм 103

усул яъни дифференциал тенгламаларга асосланган услубда қараймиз. Электр тебранишларини индуктивлик ва сиғимга эга бўлган занжир орқали ҳосил бўлиши мумкин. Бундай занжирга тебраниш контури дейилади.

Расм 1 да кўрсатилган контурда $t=0$ да қандайдир ташқи таъсир кўрсатилди (конденсаторга заряд берилган ($q(0) \neq 0$) ёки контурда ток ўйғотилган ($I(0) \neq 0$) ёки бир вақтда шу иккала ҳол ҳам амалга оширилган бўлиб, сўнгра контур ўз-ўзича қўйиб юборилган.

2. Эркин электрик тебранишлари: механик ва электр тебраниш ўртасида ўхшашлик.

Тебраниш контурида қандай жараёнлар рўй беради?

Қаралаётган контур учун асосий дифференциал тенглама (13.19) қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0, \quad (15.1)$$

манба бўлмагани учун ($\varepsilon=0$). Сиз бундай тенглама билан механикада танишсиз - бу массаси m бўлган моддий нуқтанинг квазиэластик куч $f=-kx$ ва ишқаланиш кучи $f_x=-b(dx/dt)$ таъсирида ҳаракат қилаётган моддий нуқтанинг ҳаракат дифференциал тенгламасидир:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0, \quad (15.2)$$

(15.1) ва (15.2) тенгламалар математик жиҳатдан бир хилдир, улар функция ва коэффицентларнинг физик маъноси билан фарқ қилади, (15.1) тенглама (жадвалнинг чап устуни) ва ундаги катталикларни (15.2) тенгламадаги катталикларга алмаштирсак, (15.1) тенгламанинг ечими (жадвалнинг ўнг устуни) эга бўламиз.

Унча катта бўлмаган сўнишда ($\beta < \omega_0$) конденсатордаги заряд ва бошқа контурнинг ўзгарувчи катталиклари: $I(t)$, $U_R(t)$, $U_C(t)$, ва $U_L(t)$ — вақт бўйича сўниш қонуни бўйича ўзгаради. Контурдаги бу электр тебранишларга эркин тебраниш деб аталади, чунки улар ташқи таъсирсиз рўй беради. Амалий жиҳатдан кичик актив қаршиликка эга бўлган контурлар жуда муҳимдир, улар учун $\beta \ll \omega_0$ га тенг.

Жадвал- 1

Механик тебранишлар	Электр тебранишлар
Тенгламалар	
$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0, \quad (15.2)$	$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0, \quad (15.1)$
X(t)	q(t)
m	L

b	R
k	1/C
Ечими	
$x(t) = A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (15.4)$	$q(t) = A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (15.3)$
Суниш коэффициенти куйидагига тенг	
$\beta = b/2m, \quad (15.6)$	$\beta = R/2L, \quad (15.5)$
Айланма частота куйидагига тенг,	
$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad (15.8)$	$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad (15.7)$
бу ерда,	
$\omega_0 = \sqrt{k/m}, \quad (15.10)$	$\omega_0 = \sqrt{1/LC}, \quad (15.9)$
А ва φ доимийлар бошлангич шартдан аникланади, яъни улар куйидагилар оркали аникланади.	
$X(0)$ ва $v(0)$	$q(0)$ ва $J(0)$

Бу ҳолда, β^2 ни ω_0^2 га нисбатан ташлаб юбориш мумкин. (15.5) ва (15.7) ни ҳисобга олсак, тебраниш частотаси учун куйидагига эга бўламиз:

$$\omega \approx \omega_0 = \sqrt{1/LC}, \quad (15.11)$$

Идеал контурда ($k=0$) сўниш коэффициенти β нолга интилади ва тебраниш сўнмайдиган бўлиб қолади. Соддалик учун (15.3) га бошлангич фазони нолга тенг десак, (15.3) ва (15.5) формулалар бўйича, ток кучи ва кучланишни топамиз:

$$q(t) = q_0 \cos \omega_0 t;$$

$$J(t) = dq/dt = q_0 \omega_0 \cos(\omega t + \pi/2); (J_0 = q_0 \omega_0)$$

$$U_C(t) = q/C = (q_0/C_0) \cos \omega_0 t; (U_{C_0} = q_0/C_0) \quad , \quad (15.12)$$

$$U_L(t) = L(dJ/dt) = q_0 L \omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \pi); (U_{L_0} = q_0 L \omega_0^2)$$

Сигим ва индуктивлик кучланишлар қарама-қарши фазага эга бўлади (синусоидал ток қонунларидан сизларга маълум), уларнинг амплитуда қийматлари бир хил катталиқка эга. Формула (15.12) дан келиб чиқадики:

$$U_{L_0} = q_0 L \omega_0^2 = q_0 L (1 / LC) = q_0 / C = U_{C_0}, \quad (15.13)$$

Идеал контур учун график ва вектор диаграммаси куйида расм 2 да келтирилган.

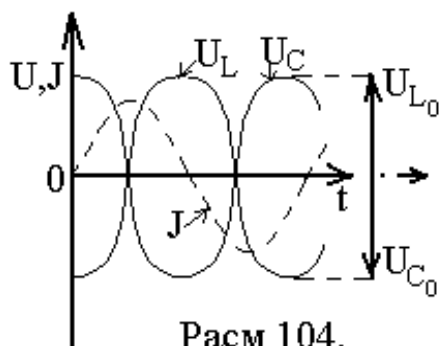
Тебраниш контури учун энергиянинг сақланиш қонуни кўринишга эга бўлади, бу ерда манба бўлмагани учун

$$dA_{\text{бегона}} = 0 \text{ деб олиш керак.}$$

$$d(W_{\text{э}} + W_{\text{м}}) = -dQ$$

яъни контурдаги энергия конденсатор электр майдон энергияси ва ғалтакнинг магнит энергиясидан иборат бўлади, систематик равишда камайиб боради, иссиқлик энергиясига айланиб боради. Идеал контурда $dQ=0$, чунки, $R=0$, натижада $d(W_{\text{э}} + W_{\text{м}}) = 0$ бўлади, демак:

$$W_{\text{э}} + W_{\text{м}} = \text{const}, \quad (15.14)$$



Расм 104.

бу шунни билдирадики, энергия фақат вақт бўйича конденсатор ва ғалтакда қайта тақсимланади, лекин тўла қийматини сақлайди.

Актив қаршилик R нинг ошиши билан эркин тебраниш манзараси ўзгаради.: тебранишнинг сўниши ортади, чунки сўниш коэффициенти $\beta = R /$

$2L$ ошади ва унинг частотаси

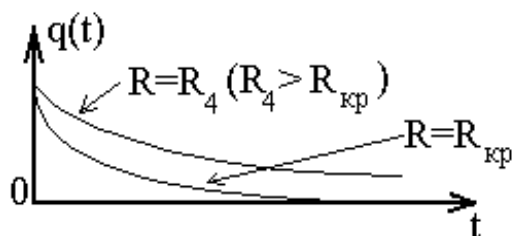
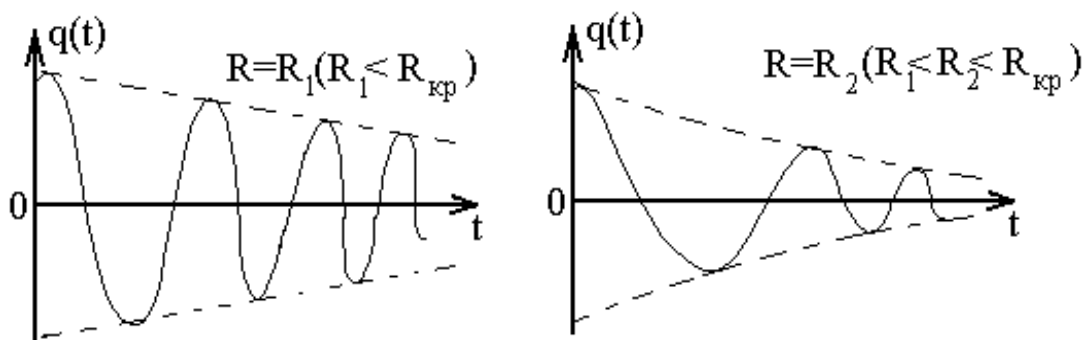
$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{(1 / LC) - (R^2 / 4L^2)} \text{ камаяди.}$$

Қаршиликнинг баъзи бир критик қиймати $R_{\text{кр}}$ да у

$$\frac{1}{LC} = \frac{R_{\text{кр}}^2}{4L^2} \text{ шартдан аниқланади, частота нолга тенг бўлади ва}$$

қаршиликнинг катта қийматларида мавҳум бўлиб қолади, яъни сўнувчи тебраниш кўринишидаги ечим ўз маъносини йўқотади. Бу вақтда (15.1)

тенгламанинг ечими апернодик характерга эга бўлади. Расм 3 да $q(t)$ нинг бир хил C ва L , лекин турли хил R учун ($R_1 < R_2 < R_{кр} < R_4$) графиги келтирилган. Бу вақтда бошланғич шартлар қуйидагича олинади: $q(0) \neq 0$, $I(0) = 0$.



Расм 105.

3.Мажбурий электр тебранишлар.

Контурада эркин тебранишлар актив қаршилик туфайли ҳаммавақт сўнади. Агар контурга даврий равишда ташқаридан таъсир кўрсатиб турилса,

бошқача бўлади, масалан $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ қонун бўйича ўзгарувчи манба таъсирида бўлса. Бу схема ўзгарувчан ток занжиридан иборат бўлади, уни аввал вектор диаграмма орқали ўрганган эдик (синусоидал ток қонунларида).

Ҳозир биз бу занжирни бошқа томондан — контурдаги мажбурий тебраниш нуқтаи назаридан қараймиз. Асосий дифференциал тенглама (15.1) бу ҳолда қуйидагича бўлади:

$$\underbrace{L \frac{d^2 q}{dt^2}}_{U_L} + \underbrace{R \frac{dq}{dt}}_{U_R} + \underbrace{\frac{1}{C} q}_{U_C} = \underbrace{\varepsilon_0 \sin \omega t}_{\varepsilon}, \quad (15.15)$$

Бундай тенглама билан ҳам силар механикада дуч келгансиз — квазиэластик куч $f_x = -kx$, ишқалиш кучи $f_x = -b(dx/dt)$ ва даврий мажбурий куч

$f_x = f_0 \sin \omega t$ таъсирида моддий нуқтанинг ҳаракат дифференциал тенгламаси қуйидагича эди:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = f_0 \sin \omega t, \quad (15.16)$$

ЖАДВАЛ 2

Механик тебранишлар	Электр тебранишлар
Тенглама,	
$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = f_0 \sin \omega t,$	$\underbrace{L \frac{d^2 q}{dt^2}}_{U_L} + \underbrace{R \frac{dq}{dt}}_{U_R} + \underbrace{\frac{1}{C} q}_{U_C} = \underbrace{\varepsilon_0 \sin \omega t}_{\varepsilon}$
Ечими,	
$x = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (15.18)$	$q(t) = q_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (15.17)$
Бу ерда,	
$A = \frac{f_0}{m \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$	$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{L \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, (15.19)$
$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$	$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$

Биз биламизки, бу тенгламанинг ечими мажбурий тебраниш (жадвал 2 нинг чап устуни). Бу ечимда $X|t|$, m, b, k ларни мос равишда $q(t)$, L, R , ва $1/C$ га алмаштириб, шунингдек t_0 ни ε_0 га биз (15.15) нинг ечимини топган бўламиз. (жадвал 2 нинг ўнг устуни) (15.5) дан $\beta = R / 2L$ ва (15.7) $\omega_0 = \sqrt{1/LC}$ ларни ҳисобга олсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}, \quad (15.20)$$

$$, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{L\omega - (1/\omega C)} \quad (15.21)$$

Конденсатор заряди $q(t)$ вақт бўйича ўзгаришини билсак, (15.17) формула бўйича контурнинг барча элементларидаги ток кучи ва кучланишини топамиз:

$$J = dq/dt = d[q_0 \sin(\omega t + \varphi)] / dt = q_0 \omega \sin(\omega t + \varphi + \pi/2);$$

$$U_R = R I = q_0 \omega R \sin(\omega t + \varphi + \pi/2);$$

$$U_C = q / C = q_0 / C \sin(\omega t + \varphi); \quad , \quad (15.22)$$

$$U_L = L(dJ/dt) = L(d[q_0 \cos(\omega t + \varphi)] / dt) = q_0 L \omega^2 \sin(\omega t + \varphi + \pi);$$

Шундай қилиб, тебраниш контурига, унинг элементларига ўзгарувчан кучланиш манбаи уласак, контурда мажбурий электр тебраниш ҳосил бўлади, барча ўзгарувчан электр катталиклар $I(t)$, $q(t)$, $U_C(t)$, $U_L(t)$ манба частотаси, амплитуда ва фазаси билан (контур параметрларига боғлиқ бўлган) гармоник ҳаракат қилади. Мажбурий тебранишлар учун резонанс ҳодисаси характерлидир, ташқи таъсир частотаси тебраниш контурининг хусусий частотасига яқинлашганда амплитуда кескин ошиб кетади.

Ток кучининг амплитудаси (15.20) ва (15.22) формула бўйича қуйидагича бўлади:

$$J_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad , \quad (15.23)$$

Бу формуладан кўринадики $\omega \rightarrow 0$ ва $\omega \rightarrow \infty$ бўлганда $I_0(t) \rightarrow 0$,

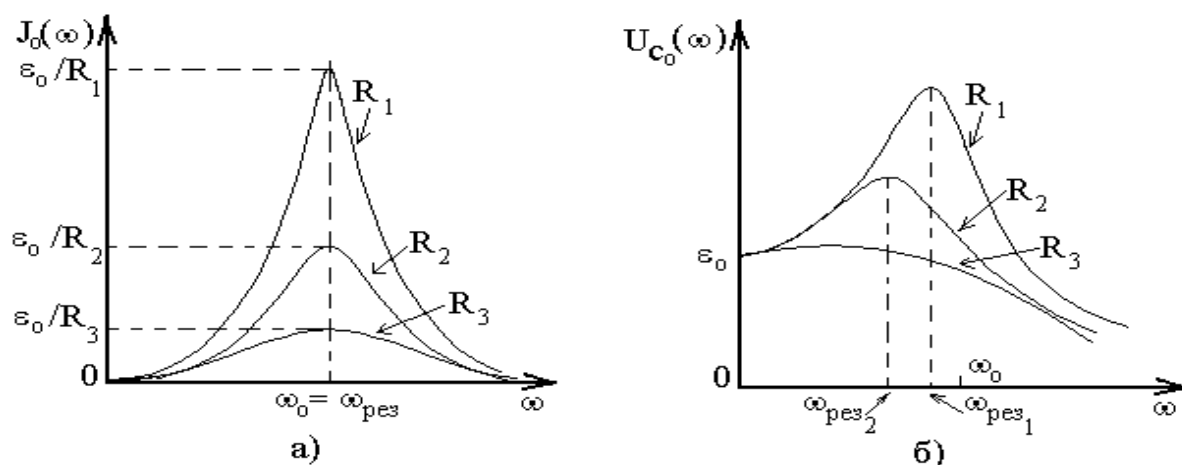
$L\omega - (1/\omega C) = 0$, $\omega = 1/\sqrt{LC} = \omega_0$ бўлганда ток кучи амплитудаси ўзининг максимал қийматига эришади.

$$I_0^{\max} = \varepsilon_0 / R, \quad (15.24)$$

Бу формуладан келиб чиқадики, R ошганда ток кучи камаяди, яъни $I_0(\omega)$ эгри чизиғи пастга жойлашади. Расм 4. а да $I_0(\omega)$ нинг график

боғланиши, яъни ток кучининг резонанс эгри чизиғи актив қаршилиқнинг 3 та қиймати $R_1 < R_2 < R_3$ учун L ва C ўзгармас бўлган ҳол учун кўрсатилган.

Шуни қайд қиламизки, ток кучининг резонанс частотаси эркин сўнмайдиган частота ω_0 мос келади, резонансдан аниқ кўринадики, контурнинг актив қаршилиғи қанча кичик бўлса:



Расм 106.

Конденсатордаги кучланиш амплитудаси $U_{C_0} = q_0 / C$ () нинг формуласига кўра () да q_0 учун ифодага () қўйсак қуйидагига эга бўламиз:

$$U_{C_0} = \frac{\varepsilon_0}{CL \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (15.25)$$

$U_C(\omega)$ функцияси $U_{C_0}(0) = \varepsilon_0$ ҳамма вақт мусбат, функциянинг экстремумини топиш учун ҳосила олиш керак:

$$dU_C / d\omega = 0.$$

Белгилаб қўямизки, бу функциянинг экстремуми илдиз остида турган ифоданики билан

$$\frac{d}{d\omega} [(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2] = 0 \quad \text{максимум, яъни}$$

бундан $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$

Бу частотада $U_{C0}(\omega)$ функциянинг максимуми тўғри келади, демак, кейинги формула резонанс частотасини аниқлайди:

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}, \quad (15.26)$$

Расм б да резонанс эгри чизиғи $U_{C0}(\omega)$ нинг C ва L бир хил бўлган ва R қиймати ҳар хил ($R_1 < R_2 < R_3$) қиймат учун келтирилган. R камайиши билан эгри чизиклар юқорига жойлашади, бу формула (15.26)дан ҳам кўриниб турибди. R камайиши билан β ҳам камаяди, демак, ошади. () дан келиб чиқадики, конденсатордаги кучланиш учун резонанс частота камайиб ω_0 дан кичик. Амалий мақсадлар учун ишлатиладиган контурлар учун ($\beta \ll \omega_0$) $2\beta^2$ ҳади () дан ташлаб юбориш мумкин. Бу ҳолда резонанс ҳамма ўзгарувчан электр катталикларда (q, I, U_R, U_C, U_L) руй беради.

Кучланиш манбаининг частотаси, сўнмайдиган эркин тебраниш частотасига тенг

$$\omega_{\text{рез}} \approx \omega_0 = \sqrt{1/LC} \quad \text{бўлади:}$$

, (15.27)

Аксинча, катта сўнишга эга бўлган контурларда конденсатордаги кучланиш частотаси ω_0 дан фарқ қилади. Манба контур элементлари билан кетма - кет уланганда рўй берган резонанс ҳодисасига кучланиш резонанси дейилади.

4. Аслик ва унинг хоссалари.

Контур параметрлари R, L , ва C дан ўлчамсиз катталик ҳосил қилиш мумкин.

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (15.28)$$

ва унга контурнинг асслиги дейилади ва унинг асосий хоссасини характерлайди. Асслик учун бир нечта формула ҳосил қилиш мумкин ва улар унинг физик маъносини очиб беради. Бунинг учун () шарт бажарилади деб ҳисоблаймиз, демак, $\omega_{рез} = \omega_{хус} = \omega_0$.

Биринчидан, асслик сўнишнинг логарфмик декрементига тескари пропорционал:

$$Q = \pi / \lambda, \quad (15.29)$$

механика, курсидан маълумки,

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+1)}} = \ln e^{-\beta T} = \beta T = \beta \frac{2\pi}{\omega}$$

Бу ерга $\beta = R / 2L$ ни ва $\omega = \omega_0 = \sqrt{1/LC}$ ни қўйсак (15.29) формулага келамиз.

$$Q = \pi / \lambda, \text{ га эга буламиз.}$$

Иккинчидан, у контур энергиясининг нисбий камайишига $\Delta W / W$ тескари пропорционал (эркин тебраниш даври)

$$Q = 2\pi (W / \Delta W), \quad (15.30)$$

Контурдаги энергия $W = L J_0^2 / 2$, билан аниқланади.

Ҳақиқатда, ток кучи максимал бўлган ($I(t) = I_0$), конденсатордаги заряд о га тенг, контурдаги барча энергия ғалтакда тўпланган бўлади ва () формула билан аниқланади. Давр ичида энергиянинг камайиши () га кўра $\Delta W = J_0^2 R T / 2$, ифода билан аниқланади.

Агар $T = 2\pi / \omega$, ва $\omega = \omega_0 = \sqrt{1/LC}$ ни ҳисобга олсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\Delta W = J_0^2 R \pi \sqrt{LC},$$

$$\text{Шундай килиб, } 2\pi \frac{W}{\Delta W} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q, \quad (15.31)$$

Учинчидан, аслик шуни кўрсатадики, конденсатордаги кучланиш амплитудаси резонанс вақтида $U_{C_0}^{(рез)}$ (расм 4 б), манба ЭЮК амплитудасида қанча катта эканлигини кўрсатди:

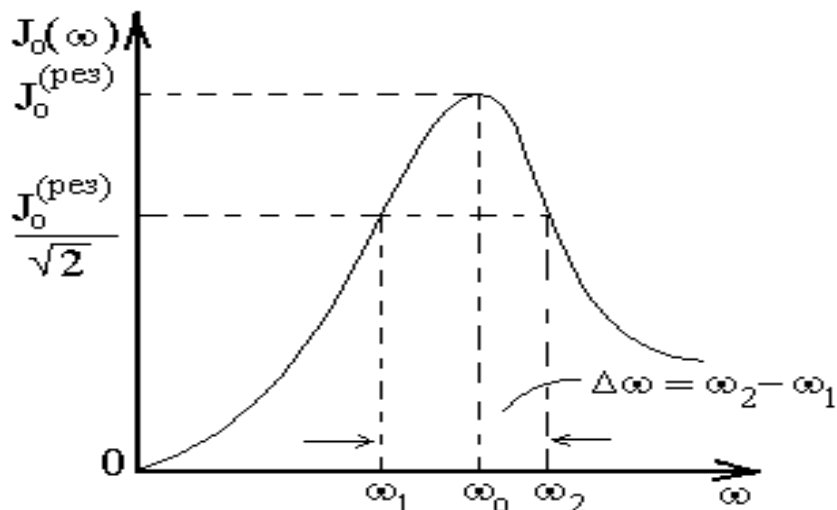
$$Q = U_{C_0}^{(рез)} / \varepsilon_0, \quad (15.32)$$

Ҳақиқатда () га асосан, $U_{C_0} = (1 / \omega C) J_0$. Резонанс вақтида

$$\omega = \omega_{рез} = \omega_0 = \sqrt{1/LC} \quad \text{ва} \quad J_0^{(рез)} = \varepsilon_0 / R..$$

$$\text{Бундан, } U_{C_0}^{(рез)} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \varepsilon_0 Q, \quad \text{бу эса () ни беради.}$$

Тўртинчидан, у резонанс эгри чизиғининг кенглигига тескари пропорционал:



Расм 107.

$$Q = \omega_0 / \Delta\omega, \quad (15.33)$$

Резонанс эгри чизиғи кенлиги ёки ўтказиш полосаси деб $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ частота интер-валига айтилади, яъни амплитуда резонанс амплитудасига нисбати $\sqrt{2}$ марта кичик бўлади. (расм) . $\Delta\omega / \omega_0$ нисбатга резонанс эгри чизиғининг нисбий кенлиги деб айтилади.

Демак, катта асликка эга булган контурларда эркин тебраниш секин сунади.

Назорат саволлари

1. Тебраниш контури деб нимага айтилади ва унинг ухшашликларига мисоллар келтиринг?
2. Сўниш коэффиценти ёки сўнишнинг логарифми декременти деб нимага айтилади?
3. Механик тебранишларни характерлайдиган физик катталиклар билан электр тебранишни характерлайдиган физик катталикларнинг ўхшашлигига мисол келтиринг. Электр катталиклардан механик катталикларга ўтиш мумкинми?
4. Мажбурий тебраниш ва унинг қонунлари. Амплитуда ва фазалар фарқи ҳақида гапиринг.
5. Резонанс ҳодисаси деб нимага айтилади? Ток ва кучланиш резонанси қай вақтда ҳосил бўлади? Бу ерда қаршиликларнинг роли қандай бўлади?
6. Асиллик ва уни куллаш сохалари. Нисбий асиллик нима. Асилликнинг радиотехникадаги аҳамияти ҳақида гапиринг.

15- Маъруза.

ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОНИ ВА МАКСВЕЛЛ ТЕНГЛАМАЛАРИ.

Режа:

1. Квазистационар булмаган тоқлар ва очик тебраниш контури
2. Максвеллнинг биринчи тенгламаси ёки электромагнит индукция қонунининг умумий қўриниши.
3. Максвеллнинг иккинчи тенгламаси ёки тўла тоқ қонуни.
4. Электромагнит майдон учун Максвелл тенгламалари-нинг интеграл ифодаси.
5. Электромагнит майдон учун Максвелл тенгламаларининг дифференциал ифодаси.
6. Ясси электромагнит тўлкинлар тенгламаси.
7. Электромагнит тўлкин энергияси. Умов-Пойтинг вектори ва унинг қулланиши.
8. Электромагнит тўлкинларининг нурланиши.
9. Герц вибратори (мустикал урганиш учун).

Таянч сўз ва иборалар: Электромагнит майдони, утказувчанлик тоқи, силжиш тоқи, вихрли электр майдони, циркуляция, индуктив қаршилиқ, сизим қаршилиқ, ясси электромагнит тулкин, монохроматик тулкин, энергия зичлиги, Умов-Пойтинг вектори, элементар дипол, нурланиш, квазистационар булмаган тоқлар, очик тебраниш контури, антенна, вибратор.

1. Квазистационар булмаган тоқлар ва очик тебраниш контури

Биз шу вақтгача электр ва магнит майдонларни узгармас ҳолда, квазистационар ҳолатда ва паст частоталарда қараб келдик. Бундай ҳолатлар учун электр ва магнит майдонларни характерланган катталиқларни аниқладик. Лекин жуда юқори частотали тебранишларда (10^5 Гц- 10^{11} Гц) даври жараёнлар жуда тез узгаради. Натижада янги физик

ходисаларкузатилади. Масалан, $U_L \sim \omega$ булгани учун юкори частотада жуда катта кучланиш олиш мумкин (Тесла трансформатори бунга мисол бўлади). Индуктив каршилик $\omega = L$ га тенг булгани учун хато симнинг бир булакчаси ҳам жуда катта индуктив каршиликка эга булади. Буни куйидаги тажрибада кузатиш мумкин. (расм 108.)

Расмда мис сими билан занжирга параллел уланган лампочка курсатилган. Агар занжирга доимий кучланиш берсак лампочка ёнмайди, чунки у мис сими билан каска туташтирилган. Агар занжирни юкори кучланиш манбаига уласак лампочка ёнади, чунки

$$Q_o = \frac{\varepsilon_0}{L \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$$

бу вақтда лампочка индуктив каршиликка эга булади, натижада токни куп қисми лампочкадан утади.

Сигим каршилиги эса, $1/\omega C$ жуда кичик булади, яъни юкори частотада умуман каршилик курсатмай қолади.

Юкори частотада индукция таъсирига учраган ҳар қандай утқазгич массасида Фуко токи ҳосил булади. Натижада, утқазгичлар иссий бошлайди.

Юкори частотада утқазгичнинг ичида индукцион эффект ҳосил булади - бу эффектга скин эффекти деб айтилади.

Узгарувчан ток занжирига конденсатор улаганда силжиш токи пайдо булади. Бу ҳақда ҳам биз тухталиб утган эдик (маъруза №6). Вақт буйича секин узгараётган жараёнлар (квазистационар тоқлар, паст частота) учун силжиш токи кичик ($\partial E / \partial t$ -кичик катталиқ) ва конденсатор копланалари орасида сезиларли эди (Эйхенвальд тажрибаси).

Тажрибалар шуни тасдиқладиларки, силжиш токи умумий ҳолда ҳам уринли булади, яъни силжиш ток зичлиги E узгарадиган ҳамма ерда уринли. Тез руй берадиган жараёнда силжиш токи жуда катта бўлиб қолади. Бу

ходиса оптик ва рентген нурланишни ҳосил қилишнинг сабаби эканлиги аниқланди.

Тез узгарадиган жараёнларда ток утказгич узулиги бўйича доимий бўлмай қолади, секин жараёнларда сингари. Токнинг бундай фазовий тақсимлашини узатиш чизиқларида чопувчи ва турғун электромагнит тўлқинларни ҳосил қилади.

Биз юқорида санаб утилган физик ходисаларни тушунтириш учун шу вақтгача мавжуд бўлган назариялар асосида тушунтириб бўлмайди. Бу масалани инглиз физиги К Максвелл бажарди. У электромагнит майдоннинг классик назариясини яратди. Бу майдонни характерлайдиган тенгламалар системасини яратди. Максвелл тенгламаларидан заряднинг, токнинг доимий, узгарувчан майдонларда ҳаракат қонунлари келиб чиқади. Шунингдек, электромагнит нурланиш қонунлари ҳам келиб чиқади. Агар $\partial E/\partial t, \partial H/\partial t = 0$ электростатика ва магнитостатика қонунлари келиб чиқади $\partial E/\partial t, \partial H/\partial t \neq 0$ бўлса электродинамика ва магнитодинамика қонунлари келиб чиқади. Биз бу маърузада Максвелл назариясининг моҳиятини ва унинг қулланишларини қараб чиқамиз.

2. Максвеллнинг биринчи тенгламаси ёки электромагнит индукция қонунининг умумий кўриниши.

Ўзгарувчан магнит майдонда жойлашган қўзғалмас ёпиқ ўтказувчанлик L контурни қараймиз.

Фарадейнинг электромагнит индукция қонунига кўра, магнит оқими ўзгарганда берк контурда электр юритувчи куч ҳосил бўлади.

$$-\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(S_s B_n ds) = -\int_s \frac{d(B_n)}{dt} ds = -\int_s \frac{dB_n}{dt} ds = -\int_s \left(\frac{dB}{dt} \right)_n ds, \quad (15.1)$$

Бу ерда Φ - магнит индукция векторининг L контур билан чегараланган S юзадан ўтган оқим.

Агар бу ифодани бегона кучларнинг кучланганлиги орқали ёзсак, у вақтда Фарадей қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\int_L E_l^{\text{бел}} dl = - \int_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n ds, \quad (15.2)$$

Фарадей қонуни индукция ЭЮК ҳосил бўлишининг сабабини, унинг катталигини ва йўналишини аниқлайди. Лекин индукция ЭЮК га сабаб бўлган бегона кучларнинг физик табиати хақида гапирмайди. Максвелл таклиф қилдики (биринчи гипотеза), ҳар қандай вақт бўйича ўзгарувчи магнит майдон электр майдонини ҳосил қилади. Бу электр майдони ток ташувчиларга таъсир қилувчи кучлар - индукцион ток ҳосил қилувчи бегона кучлар эканлигини кўрсатиб берди. Шундай қилиб, Фарадей қонунидаги (2) бегона кучлар кучланганлиги бу электр майдон кучланганлигидир ва у қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\oint_L E_l dl = - \int_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n ds, \quad (15.3)$$

Бу формула Максвелл биринчи гипотезасининг математик кўриниши бўлиб, Максвелл назариясининг биринчи бош тенгламасидир.

Бу тенгламанинг чап қисмида электр майдон кучланганлик векторининг ёпик контур бўйича циркуляцияси туради, Максвелл биринчи тенгламасида электр майдон циркуляцияси ҳақидаги теоремани умумлаштиради. Маълумки, электростатик майдон учун бундай циркуляция нолга тенг эди, шунга асосан зарядни кучиришда бажарган иш нолга тенг эди ва скаляр потенциал тушунчаси киритилган эди. Энди кўрамизки, умумий ҳолда фазода ўзгарувчан магнит майдони бўлса, электр майдон кучланганлиги нолдан фарқ қилади - ихтиёрий электр майдони потенциалли майдон бўлаолмайди, балки у вихрли майдондир. Бу ҳолда электр майдон кучланганлиги ҳам, куч чизиқлар манзараси ҳам, умумий кўринишда бўлади: бу ерда зарядларда бошланувчи ва туговчи чизиқлар билан бирга (электростатик майдондаги сингари) ёпик кучланганлик чизиқлари мавжуд бўлади.

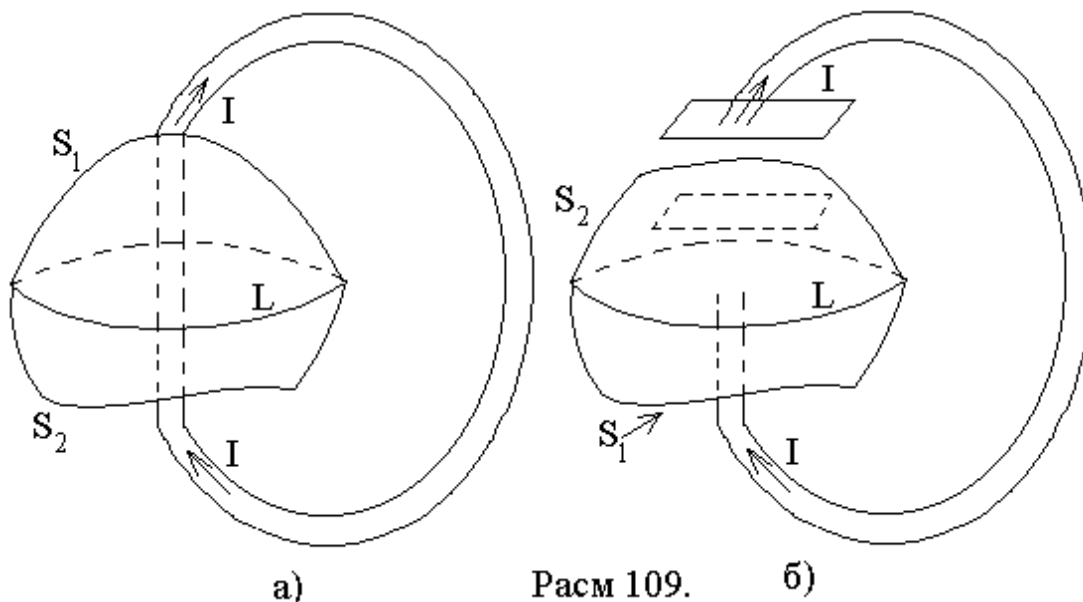
Хусусан, агар фазода ўзгарувчан магнит майдони бўлса, зарядлар бўлмайди у вақтда электр майдон куч чизиқларининг ҳаммаси ёпик бўлади

бундай майдонга вихрли майдон дейилади. (Эслатиб ўтамизки, доимий магнит майдони ҳам вихрли эди.)

3. Максвеллнинг иккинчи тенгламаси ёки тўла ток қонуни.

Доимий токнинг магнит майдон назариясида биз асосий тенгламалар сифатида кучланганлик вектори циркуляцияси ҳақидаги теоремани киритган эдик (маъруза 9.). Шу теорема ифодасининг ўнг қисмида L контур билан чегараланган S сиртдан ўтувчи ток турар эди.

Доимий токда бу ток сиртнинг формасига боғлиқ бўлмаслиги, ток чизикларининг узлуксизлиги билан тушунтирилган эди (расм 97 а: иккита ихтиёрий S_1 ва S_2 сиртни бир хил ток, йиғинди ток кесиб ўтади.)



Ўзгарувчан ток бўлганда бошқача бўлади, яъни ўзгарувчан ток ва у ҳосил қилган ўзгарувчан магнит майдон циркуляцияси ҳақидаги теорема нотўғридир.

Магнит майдон циркуляцияси ҳақидаги теоремани “ қутқариш” учун ўзгарувчан ток учун Максвелл уни умумлаштирди ва у айтдики, ўзгарувчан ток фазода магнит майдонини ҳам ҳосил қилади, яъни занжирда ток узлуксиз бўлгандай, яъни ток чизиклари конденсатор қопламаларида узилмайди, қопламалар орасидан узлуксиз ўтиши керак (расм 97 б.).

Ҳақиқатда эса, конденсатор ичида ток йўқ, лекин у ерда ўзгарувчан электр майдони бор, чунки ўзгарувчан токда зарядлар конденсатор копламаларида вақт бўйича ўзгаради. Демак, Максвелл назарияси бўйича ўзгарувчан электр майдони токли ўтказгичлардаги каби магнит майдони ҳосил қилади.

Бу назарияга математик тус бериш учун Максвелл силжиш токи тушунчаси киритилади. Силжиш токи киритилишининг мақсадга мувофиқлиги шундан иборатки, энди магнит майдонининг турли манбалари - ўтказувчанлик токи ва ўзгарувчан электр майдонини формал жиҳатдан битта манбага - тўла токка бирлаштирилади.

Тўла ток зичлиги j фазонинг ҳар бир нуқтасида ўтказувчанлик ток зичлиги $j_{\text{ўт}}$ ва шу нуқтадаги силжиш токи зичлиги $j_{\text{силж.}}$ қуйидагидан иборат бўлади:

$$j = j_{\text{ўтк.}} + j_{\text{силж.}}, \quad (15.4)$$

$j_{\text{силж.}} = j_{\text{ўтк.}}$ тенгликни исбот қилиш мумкин. Силжиш токини конденсатор майдонининг силжиш вектори орқали ифодалаймиз. Маълумки, конденсаторнинг заряд сичлиги $\sigma = q/S$ тенг эди. У вақтда

$$j_{\text{ўтк}} = I/S = 1/S (dq/dt) = [d(q/S)]/dt = d\sigma/dt, \quad (15.5)$$

Маълумки, конденсатор учун $E = \sigma/\epsilon_0\epsilon$, булгани эътиборга олсак, у вақтда

$$D = \epsilon_0\epsilon E = \sigma, \quad (15.6)$$

келиб чиқади. Бу ифодани эътиборга олсак, (15.5) қуйидагича бўлади. Шундай қилиб, $j_{\text{силж.}} = d\sigma/dt = dD/dt$, (15.7)

вектор формада ёзсак, $j_{\text{силж.}} = dD/dt$, (15.7')

У вақтда циркуляция ҳақидаги умумий теорема қуйидаги куринишга эга бўлади:

$$\oint H_l dl = \int j_n^{\text{ўтк.}} dS + \int (dD/dt)_n dS, \quad (15.8)$$

Бу магнит майдон кучланганлиги циркуляцияси ҳақидаги теореманинг умумий кўриниши бўлиб, ихтиёрий вақт бўйича ўзгарувчан ток ва

ўзгарувчан магнит майдон учун ўринли бўлиб, Максвеллнинг иккинчи бош тенгламаси дейилади.

4. Максвелл тенгламалар системага кирувчи бошқа тенгламаларни қараб чиқамиз. Максвеллнинг учинчи тенгламаси электростатикада Гаусс теоремасини ифодалайди.

$$\oint_S D_n ds = q_{\text{эркин}} = \int_S \rho dV, \quad (15.9)$$

Бу теорема аввал исбот қилинган эди (маъруза № 2) Максвелл бу теоремани стационар ва ўзгарувчан электр майдони учун ҳам ўринли эканлигини кўрсатиб берди.

Максвеллнинг тўртинчи тенгламаси магнитостатик майдони учун ўринли бўлган Гаусс теоремасини (маъруза №2) ўзгарувчан магнит майдони учун умумлаштирди:

$$\oint B dS = 0, \quad (15.10)$$

Бу тенглама моддада магнит зарядининг булмаслигини исбот этади.

Биз қараб ўтган Максвеллнинг тўрта тенгламаси моддада электромагнит майдон ҳисоблаш учун етарли эмас. Шунинг учун, уларга муҳитнинг электр ва магнит хоссосини характерловчи ўрта муносабат ҳам қўшиш керак:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E, \quad B = \mu_0 \mu H, \quad j = \sigma(E + E^6), \quad (15.11)$$

Шундай қилиб, электромагнит майдонини ифодаловчи тўла тенгламалар системаси тўрта Максвелл тенгламасидан ва ўрта муносабатдан иборатдир.

5. Максвелл тенгламаларининг дифференциал кўриниши.

Максвеллнинг биринчи тенгламаси вектор кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\text{rot} \vec{E} = \nabla * \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} = -\mu \frac{d\vec{H}}{dt}, \quad (15.12)$$

Бу вектор тенглама майдон ташкил этувчилари учун ўрта тенгламага мос келади:

$$\begin{aligned}
-\mu \frac{dH_x}{dt} &= \frac{dE_z}{dy} - \frac{dE_y}{dx} \\
-\mu \frac{dH_y}{dt} &= \frac{dE_x}{dz} - \frac{dE_z}{dx}, \quad (15.13) \\
-\mu \frac{dH_z}{dt} &= \frac{dE_y}{dx} - \frac{dE_x}{dy}
\end{aligned}$$

Бу тенгламаларнинг ўлчамлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$-\frac{\mu H}{\text{вакт}} = \frac{E}{\text{узунлик}}$$

Иккала томони (узунлик)² га кўпайтсак:

$$-\frac{\mu H}{\text{вакт}} * \text{юза} = E * \text{узунлик}$$

яъни

$$\frac{\text{Тула магнит окими}}{\text{вакт}} = \text{ку} \div \text{ланиш}$$

Бу муносабатнинг ўлчамлиги Фарадей қонуни ўлчамлиги билан мос келади.

Максвеллнинг иккинчи тенгламаси вектор кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\text{rot} \vec{H} = \nabla * \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} = \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt}, \quad (15.14)$$

Бу вектор тенглама ҳам майдон ташкил этувчилари бўйича учта тенгламага мос келади:

$$\begin{aligned}
\varepsilon \frac{dE_x}{dt} &= \frac{dH_z}{dy} - \frac{dH_y}{dz} \\
\varepsilon \frac{dE_y}{dt} &= \frac{dH_x}{dz} - \frac{dH_z}{dx}, \quad (15.15) \\
\varepsilon \frac{dE_z}{dt} &= \frac{dH_y}{dx} - \frac{dH_x}{dy}
\end{aligned}$$

Ўлчамлигини ёзсак,

$$\frac{\text{ток}}{\text{юза}} = \frac{H}{\text{узунлик}}$$

Иккала томонини узунликка кўпайтсак, ўлчамлиги бўйича бу тенглама Ампер қонунига мос келади

$$\frac{\text{ток}}{\text{узунлик}} = \frac{I}{\text{узунлик}} = H$$

Максвеллнинг учинчи тенграмаси қуйидагича ёзилади:

$$\text{div}\vec{D} = \nabla\vec{D} = \varepsilon\left(\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} + \frac{dE_z}{dz}\right) = \rho, \quad (15.16)$$

бу ерда ρ - заряд зичлиги. Бу тенгламадан келиб чиқадики, индукциянинг кичик элементи $dx dy dz$ да ўзгариши ρ катталиклари боғлиқ. Агар $\rho=0$ бўлса, тенглама (15.14) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\varepsilon\left(\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} + \frac{dE_z}{dz}\right) = 0, \quad (15.17)$$

Демак, агар электр силжишни $D=\varepsilon E$ индукция чизиқлари орқалиграфик кўринишда тасвирласак, у электр зарядда бошланади ва тугайди, у вақтда $dx dy dz$ ҳажм элементига кирувчи оқим чизиқларсони шу элемент ҳажмидан чикувчи оқим чизиқлар сонига тенг бўлади. Тўртинчи тенглама қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\text{div}\vec{B} = \nabla\vec{B} = \mu\left(\frac{dH_x}{dx} + \frac{dH_y}{dy} + \frac{dH_z}{dz}\right) = 0, \quad (15.18)$$

Бу тенгламага асосан, $dx dy dz$ ҳажмга кирувчи магнит индукция чизиқлари ва ундан чикувчилар сони тенг бўлиши керак. Бу натижа табиатда магнит қутблари йўқлигининг физик натижасидир, яъни алоҳида шимолий ёки жанубий қутб йўқ эканлигини тадиқлайди.

Электромагнит майдонинг хоссаларини ўрганишда Максвелл тенграмаларининг дифференциал кўриниши куп қўлланилади.

6. Ясси електромагнит тўлқинларнинг тенграмаси.

Биз соддалик учун ясси електромагнит тўлқинларни қараймиз.

(15.11) ва (15.13) дан келиб чиқадики, Ясси тўлқин учун X ва Y бўйича ҳосилалар 0 га тенг бўлади :

$$-\mu \frac{dH_z}{dt} = 0, \quad \frac{dH_z}{dt} = 0$$

Шундай қилиб, H_z катталиқ фазо ва вақтда доимийдир. $H_z = 0$ (15.11) ва (15.13) тенгламалардан $E_z = 0$ келиб чиқади. H_z ва E_z қийматларнинг доимийлиги шуни билдирадики, H ва E нинг ўзгариши ёки тебраниши Z ўқиға перпендикуляр йўналишда бўлиб беради. Бу ердан шундай хулоса келиб чиқадики, электромагнит тўлқинлар кўндаланг тўлқиндир.

Соддалик учун ясси кутбланган тўлқинларни қараймиз. Биз фақат электр майдоннинг тебраниш йўналиши X ва Y ўқи бўйича танлаб оламиз. E_x майдонни қараймиз $E_y = 0$. Бу ҳолда (15.11) ва (15.13) дан:

$$-\mu \frac{dH_y}{dt} = \frac{dE_x}{dz}, \quad (15.19)$$

$$\varepsilon \frac{dE_x}{dt} = -\frac{dH_y}{dz}, \quad (15.20)$$

$$\frac{d^2}{dz dt} = \frac{d^2}{dt dz}, \text{ ни ҳисобга олсак,}$$

ва (15.1) нуқтадан t бўйича ҳосила ва Z бўйича ёзамиз.

H_y учун тенгламани топамиз:

$$\frac{d^2 H_y}{dz^2} = \mu \varepsilon \frac{d^2 H_x}{dt^2}, \quad (15.21)$$

Худди шунингдек, (15.18) дан t бўйича, (15.20) дан z бўйича ҳосила олсак, E_x учун тўлқин тенгламасини топамиз:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} = \mu \varepsilon \frac{d^2 E_x}{dt^2}, \quad (15.22)$$

Шундай қилиб, иккала майдон E_x ва H_y бир хил тенгламага бўйсинади, ва z ўқи бўйича $V^2 = 1/\mu\varepsilon$ тезлик билан тарқалади. Эркин фазода бу тезлик ёруғлик тезлигига тенг, яъни $C^2 = 1/\mu_0\varepsilon_0$, бу ерда μ_0 ва ε_0 маълум катталиқ.

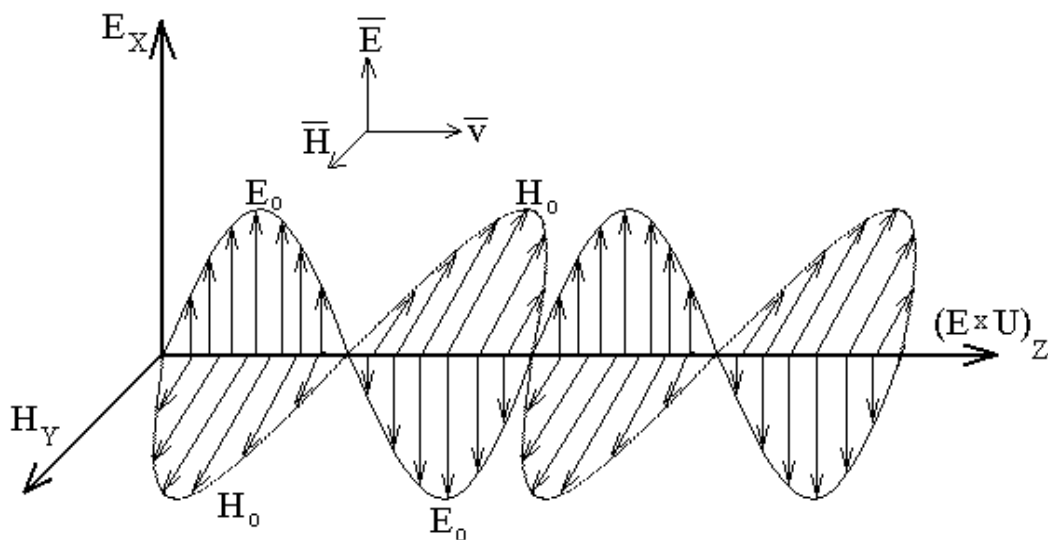
Бу тенгламаларнинг ечими қуйидагича бўлади:

$$E_x = E_0 \sin(2\pi/\lambda)(vt-z), \quad H_y = H_0 \sin(2\pi/\lambda)(vt-z), \quad (15.23)$$

бу ерда E_0 ва H_0 - E ва H нинг майдонларининг амплитудаси.

Биз электромагнит тўлқинни (15.21) график равишда (расм 97) тасвирладик.

Тўлқиннинг тарқалиш йўналиши ҳамма вақт $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ векторининг йўналиши билан мос келади. Бу ҳолда $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ вектори $E_x H_y$ катталиққа эга бўлади ва z ўқи бўйича йўналган. Бу вектор кўпайтма ўлчамлиққа эга бўлади.



Расм 110 .

$$\frac{\text{ку} \div \text{ланиш} \times \text{ток}}{\text{узушлик} \times \text{узушлик}} = \frac{\text{электр кувват}}{\text{юза}}$$

$\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ вектор кўпайтмага Пойтинг вектори дейилади ва у энергия оқимини зичлигини ифодалайди.

7. Электромагнит тўлқин энергияси. Умов-Пойтинг вектори ва унинг қулланиши.

Электростатик ва магнитостатик майдон энергия зичликлари $\epsilon_0 \epsilon E^2/2$ ва $\mu_0 \mu H^2/2$ га тенг эди. Электромагнит майдонида электр ва магнит майдонларининг энергия зичликлари ҳам ҳар бир нуктада ўзгаради ва у қуйидагига

$$W = W_{\epsilon} + W_{\mu} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$$

тенг. $\mathbf{E}$ ва $\mathbf{H}$ векторларининг бир-бири билан узвий равишда боғланганлигини ҳисобга олсак, энергия зичлигини унга эквивалент формада қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} EH, \quad (15.24)$$

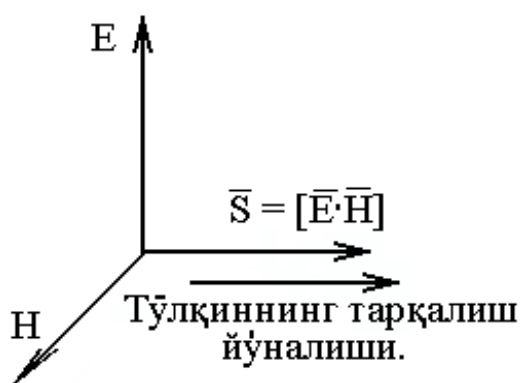
Тўлқин тарқалишида электр ва магнит майдонлари ҳам фазада тарқалади, шу билан бирга энергия ҳам тарқалади. Энергиянинг тарқалишини характерлаш учун энергия оқим зичлиги вектори деган катталик киритилади, ёки унга Умов-Пойтинг вектори деб айтилади. Бу векторни $\mathbf{S}$ билан белгиланади ва у қуйидагича аниқланади:

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E}\mathbf{H}], \quad (15.25)$$

Қуйидаги расм 98 да $\mathbf{S}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ векторларнинг ўзаро перпендикулярлиги кўрсатилган. Расмдан кўринадики, $\mathbf{S}$ вектор электромагнит тўлқинни тарқалиш йуналини буйича йуналган.

$\mathbf{E}$ ва $\mathbf{H}$ векторлар вақт буйича ўзгарганлиги учун энергия оқим зичлиги ҳам вақт буйича ўзгаради. Монохроматик тўлқин учун (15.23) ҳисобга олсак, (15.25) қуйидаги қурилишга эга бўлади:

$$S = EH = E_e H_e \sin^2(\omega t - kx), \quad (15.26)$$



Расм 111.

Умов-Пойтинг вектори кулланишига доир мисоларни қараб чиқамиз.

а). Маълумки юқори частотали тўлқинларда (радио- ва ёриклик) амалий жихатдан энергия оқим зичлигини вақт буйича уртачасини билиш керак бўлади ёки интенсивлик I

$\sim S$ энергия зиччилигига пропорционал бўлади. Буни қуйидагича қурсатиш

мумкин: синус квадратнинг уртачаси $1/2$ тенг, (15.24) формулани хисобга олсак,

$$I = S = E_0 H_0 / 2 = 1/2 \sqrt{\epsilon_0 \epsilon / \mu_0 \mu} E_0^2 = 1/2 \sqrt{\mu_0 \mu / \epsilon_0 \epsilon} H_0^2, \quad (15.27)$$

Шундай қилиб, интенсивлик амплитуданинг квадратига пропорционал булади (бу ҳар қандай физик табиатдаги тулкинлар учун уринли булади).

б) Электромагнит энергия оқими зичлиги ёки Пойтинг векторини расм 99 да кўрсатилган ҳол учун қараб чиқамиз.

Схемада конденсатор U кучланишгача зарядланди. Конденсатор оралиғи диэлектрик билан тўлдирилган. Зарядлаш вақтида конденсатор орқали ток ўтади. Таҳлил шуни кўрсатдики Пойтинг вектори диэлектрик эгаллаган ҳажмнинг ичига қараб йўналган бўлади. Конденсатор сиғими $C = \epsilon S/d$, у вақтда зарядланган конденсатор энергияси $(1/2)CU^2$ ва электростатик энергия кўринишида запасга эга бўлади. лекин $V = Ed$ булгани учун,

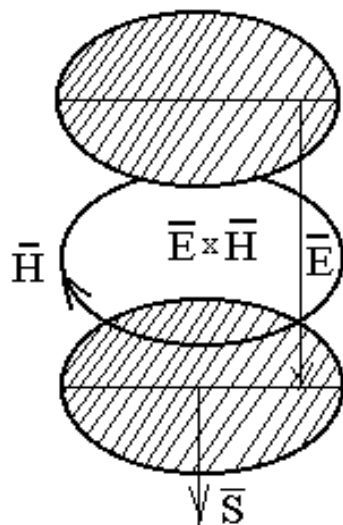
$$(1/2)CU^2 = (1/2)(\epsilon S/d)^2 E^2 d^2 = (1/2)(\epsilon E^2) Sd, \quad (15.28)$$

Шундай қилиб, конденсатордаги энергия зичлиги $(1/2)(\epsilon E^2)$ бўлган энергия запаси эканлиги, бу эса зарядланиш вақтида ҳосил бўлган энергия оқими билан боғлангандир. Конденсаторни зарядлаш жараёнида Пойтинг вектори конденсатор ҳажми ичига қараб йуналган булади. Зарядлаш охирида унинг энергияси тула равишда электростатик булади.

в) Жоул - Ленц қонуни бўйича утказгичда ажралиб чиққан иссиқлик миқдари электромагнит энергиясининг давоми эканлигини Пойтинг вектори орқали курсатиш мумкин. Маълумки, утказгичдан ток ўтганда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори дифференциал кўринишда қуйидагига тенг эди. (маъруза № 6).

$$W = \sigma E^2 \quad (15.29)$$

Бу формуладан куринадики, хакикатдан ҳам ажралиб чикан энергия микдори кучланганликнинг квадратиға пропорционал эканлигидир



Расм 112.

г. Маълумки, токли ўтказгич ёки соленоидда тўпланган магнит энергия ҳам электромагнит энергия оқимиға тенг булишини курсатиш мумкин:

$$(1/2) LI^2 = (1/2) \mu H^2, \quad (15.30)$$

5. Электромагнит тўлқинларининг нурланиши.

Биз элементар диполнинг нурланишини караймиз. Дипол электр моментини $p=ql$ вақт буйича узгариши гармоник тебраниш конуни буйича узгаради:

$$p=p_0 \sin \omega t, \quad (15.31)$$

бу ерда $l=l_0 \sin \omega t$ ҳам гармоник конуни буйича узгаради.

$$\text{Демак, } p=ql_0 \sin \omega t, \quad (15.32)$$

Заряд тезланиш билан ҳаракат қилгани учун бундай дипол электромагнит тулкини чиқариши керак.

Агар нурланиш тулкин узунлиги диполнинг улчамидан катта бўлса, ($\lambda \gg l$), у вақтда диполни элементар деб айтилади. Элементар диполнинг нурланиши билан биз турли хил масалаларда дуч келамиз: оптикада, атомлар томонидан ёрукликнинг чиқариш процесси; радиофизикада - радиотулқинларнинг энг содда антенна томонидан нурлантирилиши. Нурланиш назарияси умумий физика курсидан ташқарига чиқади. Шунинг учун биз элементар диполнинг нурланиш манзарасини караб чиқамиз. Дипол яқинида тулкин характерга эга бўлмаган узгарувчан электромагнит тулкин ҳосил қилади. Лекин узокрок соҳада тулкин зонаси деб аталган соҳа вужудга келади (расм 100). Бу соҳанинг диполдан кузатилаётган нуқтагача масофа r тулкин узунлигидан жуда катта булиши керак. ($r \gg \lambda \gg l$) Ана шундай монохроматик ω частота билан таркалаётган тулкиннинг асосий хоссаларини караб чиқамиз.

1. E ва H векторларининг кандайдир радиал йуналиши буйича таркалиши ясси тулкинларидек булади (координата $x - r$ га алмаштирилади).(расм 101).

$$E = E_0 \sin(\omega t - kx); H = H_0 \sin(\omega t - kx), \quad (15.33)$$

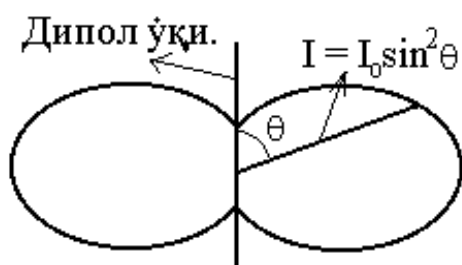
Интенсивликнинг бурчак буйича таксимланиши расм 101 да курсатилган. Интенсивликнинг таксимланиш конуни жуда содда:

$$I = I_0 \sin^2 \theta, \quad (15.34)$$

бу ерда θ - бурчак.

2. E ва H векторларнинг йуналиши енгил едда саклаш мумкин агар улар доимий дипол майдонида ва ток элементи етган текисликда булса.

3. Ясси тулкиндан фаркили булиб (E_0 ва H_0 доимий эди) бу холда улар фазанинг нуктасига боглик: диполдан хисобланган масофага тескари

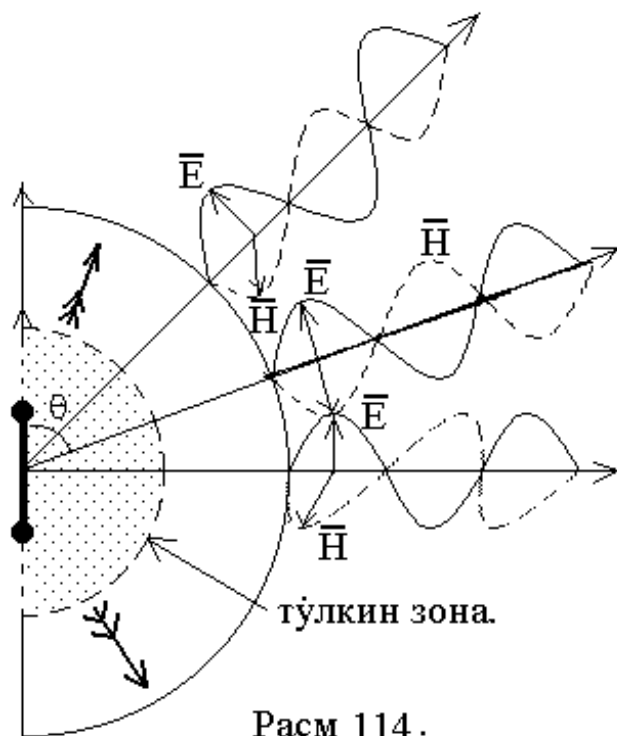


Расм 113.

пропорционал ($\sim 1/r$) ва дипол уки билан таркалиш йуналиши орасидаги бурчакни синусига тўғри пропорционал булади.

Булардан ташкари, E ва H векторлар дипол моментининг вақт буйича иккинчи хосилага пропорционал булади. ($p = -p_0 \omega^2 \sin \omega t$). Демак, E_0 ва H_0 амплитудаси p_0 ва ω^2 га пропорционал. Шундай қилиб,

$$E_0 \sim p_0 \omega^2 \sin \theta / r; H_0 \sim p_0 \omega^2 \sin \theta / r. \quad (15.35)$$



Расм 114.

4. Тулқин интенсив-лиги учун (15.34) ва (15.36) асосан:

$$I \sim p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta / r^2, \quad (15.36)$$

Бу формуладан келиб чиқадики , интенсивлик , биринчидан диполдан ҳисобланган масофанинг квадратиға тескари пропорционал камайяди; иккинчидан интенсивлик турли хил йуналишда бир хил эмас: у дипол укиға перпендикуляр йуналишда максимал ($\theta = \pi/2$ $\sin \theta = 1$) ва дипол уки йуналишида нолға тенг булади.

($\theta = 0$ ва $\theta = \pi$, $\sin \theta = 0$.) учинчидан, интенсивлик частотаға жуда кучли боғланган булади (ω^4). Радио эштиришда шу сабабдан юкори частота ишлатилади ($\omega \sim 10^5 \div 10^7$).

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ:

1. Максвелл назариясини яратишға олиб келган сабаблар нимадан иборат?
2. Максвелл тенгламаларининг интеграл формасини ёзинг ва бу тенгламалар системасига кирувчи ҳам бир тенгламанинг физик маъносини тушунтириб беринг?
3. Максвелл тенгламаларининг дифференциал формасини ёзинг ва хар бир тенгламанинг физик маъносини асослаб беринг.
4. Максвелл тенгламаларининг интеграл формаси билан дифференциал формасининг эквивалентлигини курсатиб беринг.
5. Максвелл тенгламалардан ясси электромагнит тулқинлар тенгламасини келтириб чиқаринг ва унинг ечимларини курсатиб беринг.
6. Максвелл тенгламаларидан электромагнит тулқинларининг мухитда ва вакуумда таркалиш тезлигини ҳисоблаш формуласини чиқариб беринг.

7. Электромагнит тулкинлар оқими энергиясининг зичлигини хисоблайдиган формулани чиқариб беринг.
8. Умов-Пойтинг векторининг физик маъносини асослаб беринг ва унинг кулланишига доир мисоллар келтиринг.
9. Элементар диполнинг нурланиш конунларини тушунтириб беринг.
Герц вибратори кандай тузилган ва унинг ишлаш принципи нимадан иборат?

Мустакил урганиш учун С.Калашников “Электр” Тошкент, “Укитувчи” нашриёти, 1972, “Электромагнит тебранишлари ва тулкинлари” боби