

КИРИШ

Ўз замонасида юнон тўқувчи қизлари мокининг учига ўрнатилган қаҳрабо тўқиш жараёнида ип-толаларига тегиб ишқаланиши натижасида, ўзига енгил нарсаларни тортиш хусусиятига - эга бўлиб қолганини сезишган. Тўқувчи қизлар сезган бу ҳодиса «қаҳрабо ҳодисаси» деб номланган бўлсада, кейинчалик «электр ҳодиса» деб атала бошланди. Ишқаланиш натижасида ўзига енгил жисмларни тортиш хусусиятига эга бўлиш ҳодисаси, «электрланиш» деб, бундай хусусиятга эга бўлган жисмлар эса «электрланган» (ёки электр зарядга эга) жисмлар деб юритила бошланди. Тажриба асосида электрланган жисмларнинг ўзаро таъсири бир-бирларини тортишиш ёки итаришиш кўринишида намоён бўлиши аниқланган. 17-18-асрларда икки тур зарядлар борлиги қайд қилиниб, терига шиша ишқаланганда, шишада ҳосил бўлган заряд шартли равишда «мусбат», терида ҳосил бўлган заряд эса «манфий» деб олинган. Шунингдек, эбонит жунли матога ишқаланганда эбонит—манфий, Мато—мусбат зарядга эга бўлади. Бир хил ишорали зарядлар ўзаро итаришиши, ҳар хил ишоралилари эса тортишиши тажрибаларда аниқланган. Кўп асрлар ўтиб нихоят XVI асрда инглиз олими В. Гильберт қаҳрабодан бошқа 20 дан ортиқ модда ўзаро ишқаланганда ҳам тортиш хоссасига эришишларини аниқлаган.

Орадан қарийб 200 йил ўтгач, В. Франклин, М. В. Ломоносов ва Г. В. Рихман (XVIII аср) ўз тажрибалари билан атмосферада рўй берадиган «яшин» электр ҳодисаси эканлиги исбот қилганлар. Нихоят, XVIII асрнинг охириларида (1784—1785 йиллар) Ш. Кулон ўзи ясаган буралма тарози ёрдамида ўтказган тажрибаси асосида электр зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучини ифодаловчи қонунни топган. Шундан сўнг, кейинги икки аср ичида кўп мамлакатларда тадқиқот ишларини олиб борган олимлар ўзларининг кузатиш ва тажрибалари асосида дуч келган, янги далилларни гипотеза ёки назария билан тушунтиришга уринганлар. Олимлар, нуктавий электр зарядлар, элементар магнит қутблари ёки иккита параллел электр токи элементлари орасидаги ўзаро таъсир кучи мавжудлигини кузатгач, XIX асрнинг иккинчи ярмигача Нютоннинг бутун Олам тортишиш қонунига тақлид қилиб, узоқ (масофадан таъсир бор деб қараганлар. Ампер, Пуассон, Гаусс, Остроградский, Вебер, Кирхгоф каби олимлар расмий шаклда математик аппаратдан фойдаланиб, назарий ҳисоблаган бўлишларига қарамай, узоқдан таъсир бўлишининг физик маъноси очилмай қолган.

Электр ва магнит майдон назариясининг асосчиси Фарадей жисмларнинг электрланиши ёки магнитланишида уларни ўраб олган эфирда эластик деформация ва бунга боғлиқ таранглик ва босим каби қандайдир ўзгариш рўй бериши асосида жисмларнинг электромагнит ўзаро таъсирини тушунтирган. ўзаро таъсир кучлари мавжуд бўлган бу фазони *электромагнит майдон* деб атаганлар.

Фарадей айтган электромагнит майдоннинг мавжудлиги ҳақидаги фикрини орадан 20—25 йил ўтгач, Максвелл ривожлантирди. Максвелл тажрибадан топилган қонунларни умумлаштириб, ўз назариясининг асосий тенгламаларини олди. Бу тенгламалар асосида электромагнит тўлқинларнинг мавжудлигини, ёруғликнинг электромагнит табиатини назарий кашф қилади. Электромагнит тўлқинларни биринчи бўлиб Г. Герц тажрибада олди. Электромагнит тўлқин механик тўлқин бўлмай, вакуумда 300000 км/с тезлик билан тарқалувчи тўлқин бўлиб, материянинг махсус шакли каби мавжуддир.

XIX асрнинг охири ва XX асрнинг бошларига келиб Лоренц Максвелл назариясини ривожлантириб, классик электрон назарияга асос солди.

Шундай қилиб, кўп асрлар давомида, электр ва магнетизм ҳақида тажриба ва назарий маълумот ривожланиб, электр ва магнит майдон тушунчалари, уларнинг табиати ҳақидаги фикрлар шакллана борди.

1 БОБ. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

1- §. Жисмларнинг электрланиши. Заряднинг сақланиш қонуни

Тинч ҳолатда бўлган зарядлар ва улар атрофида мавжуд бўлган электр майдоннинг ўзаро таъсирини миқдорий боғланиш билан сарғанувчи бўлимга *электростатика* дейилади. Аввало, жисмларнинг электрланишига оид баъзи ҳодисаларни кўриб чиқайлик.

Электрланишни уч усул билан амалга ошириш мумкин: ишқаланиш йўли билан, теккизиш йўли билан ва таъсир орқали.

Ишқаланиш ёки таъсир усули билан айрим жисмлар электрланганда, улардан бири мусбат зарядланса, иккинчиси манфий зарядланади ва ҳамма вақт бу зарядларнинг миқдорлари ўзаро тенг бўлади. Бошқача айтганда, нейтрал жисмдаги мусбат ва манфий зарядларнинг миқдорлари ҳамма вақт ўзаро тенг бўлади. Нечта мусбат заряд бўлса, манфий заряд ҳам шунча бўлади. Яккаланган системадаги зарядлар миқдори вақт ўтиши билан ўзгармайди. Бу ҳол *зарядларнинг сақланиш қонуни* деб юритилади.

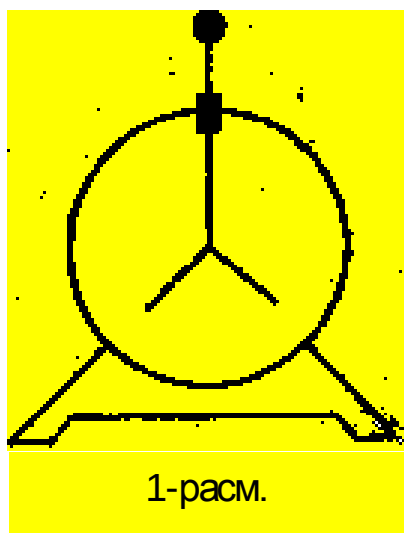
Ҳозирги вақтда ҳамма ўрта мактабнинг, ҳатто 8- синф ўқувчиларига ҳам Резерфорд тажрибасининг кинолавҳасини кузатишлари асосида олган билимларидан бизга маълумки, биз билган водород (H), гелий (He), кўмир (C), азот (N), кислород (O) ва ҳ. к. (Менделеев жадвалидаги) 100 дан ортиқ элемент атомларининг $10^{-36} - 10^{-39} \text{ м}^3$ ҳажмли ядросида массалари қарийб бир хил мусбат зарядли протон ва зарядсиз нейтронлар жойлашган бўлиб, унинг атрофида протонлар сони (Менделеевнинг даврий системасида элементнинг тартиб рақамини кўрсатувчи сон)га тенг электронлар ҳаракат қилади. Ҳар бир атом ёки умуман ҳар қандай жисмдаги электронлар сони ундаги протонлар сонига тенг бўлса, улар энг яқин (10^{-10} м) масофада бир-бирларининг ўзаро таъсири билан боғланган бўлиб, атрофдаги бошқа муҳит зарядларига

сезиларли таъсир қилмайди, бундай жисмлар амалда электрданмаган ҳолда бўлганлиги учун *нейтрал жисм* ёки *нейтрал атом* дейилади. Агар маълум бир восита ёки кучли энергетик таъсир билан жисмда n донга электрон ажратиб олинса, ундаги электронлар сони n тага камайган бўлади, бундай жисмни мусбат зарядланган жисм деб юритилади, акс ҳолда, яъни жисмдаги электронлар сони, ундаги мусбат зарядли протонлар сонидан кўп бўлса, бу жисм манфий зарядланган дейилади. Кўпинча, металллар тезгина электронларидан ажралиб мусбат зарядланади, газлар эса (водороддан бошқалари), манфий зарядланади. Шунинг учун ҳам электрланишда бир жисм и донга манфий зарядни иккинчи жисмдан ажратиб олса, иккинчисида n донга ортиқча мусбат зарядлар қолган бўлади. Ҳамма вақт нейтрал жисмлардаги мусбат ва манфий зарядлар сони ўзаро тенг бўлиб, уларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади. Бу ҳол ҳам электр миқдорининг сақланиш қонунини тасдиқлайди.

Кулон ўз қонунини амалий исботлар билан тақлиф этганда тинч ҳолдаги зарядларнинг масофа (узоқ) дан туриб таъсир этишини асос этиб олган,

аммо Фарадей эса 39-асрнинг бошларида зарядлараро таъсир бўш оралик орқали ўз-ўзидан ўтмайди, ораликда, албатта мавжуд бўлган бирор муҳит воситаси билан рўй беради деган эди, кейинчалик бу «муҳитни» электр майдон деб юритишга одатланиб қолинган. Ҳақиқатан, бундай материя — муҳитнинг бор эканлигини вакуумдаги бирор нуқта заряд атрофига бошқа бирор заряд киритилганда ҳам куч таъсири рўй бериши билан аниқланган. Майдондаги куч чизиқлари ва бу куч чизиқларининг зичлигига қараб, унинг ҳар бир нуқтасида рўй берувчи таъсир кучининг миқдори ҳақида ҳам фикр юрита оламиз. Қандай восита билан бўлмасин объектив борлиқнинг ҳаракат шакли ёки у билан рўй берувчи хоссасининг онгимизда акс этиши, тасвир қолдириши сезилса, у *материя* дейилади. Таърифга кўра модда материянинг бир шакли бўлгани каби, майдон ҳам материянинг бир шаклидир.

Аниқ текширишлар модда ва майдоннинг табиати бир хил бўлмаса ҳам бир неча хоссалари умумий, яъни бир-бирига тўғри келганлигини кўрсатди. Модда объектив (одамнинг онгига боғлиқ бўлмаган) борлиқ, майдон ҳам объектив борлиқ. Модда энергияга эга, майдон ҳам энергияга эга, модда ҳаракат ва ўзгариш (айланиш) хоссаларига эга, майдон ҳам худди шундай хоссаларга эга ва ҳоказо. Модда ўз табиати ва хоссалари билан 100 дан ортиқ кимёвий элементлар шаклида учраса, майдон ҳам



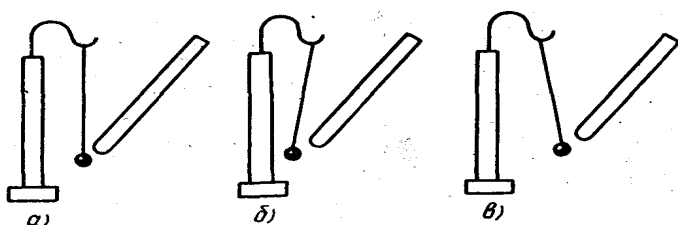
1-расм.

табиати турли бўлган гравитацион (ўзаро тортишиш), электр, магнит, ядро ва ҳоказо объектив борлиқдан иборат. Шунинг учун ҳам майдон материянинг шаклларида бир туридир.

Биз энди бир неча ҳодисани кўзатайлик. Жисмнинг электрланган эканлигини кўрсатувчи асбоб электроскопнинг ташқи шарчасига (1-расм) бир парча териға ишқаланган шиша таёкчасини тегизсак, асбоб ичида жойлашган металл стержень учига ёпиштирилган юпка қоғоз япроқчалари бир-биридан узоқлашади; агар шу ҳолда, тажриба учун, шиша таёкча ўрнига эбонит таёкчани

олиб, уни мовут парчасига ишқалангандан сўнг шарчага тегизсак, қоғоз япроқчалари аввал бир-бирига тегиб, яна бир-биридан узоқлашади.

Штатив елкасига бир учига юпка қоғоз парчаси ёпиштирилган ипак ипни осгач, унга териға ишқаланган шиша таёкчасини яқинлаштирганимизда, япроқчалар югуриб келганича шишага тегиб (2-а расм), унинг зарядидан олгач, ундан қочади, (2-б расм), шу ҳолда шиша



2-расм.

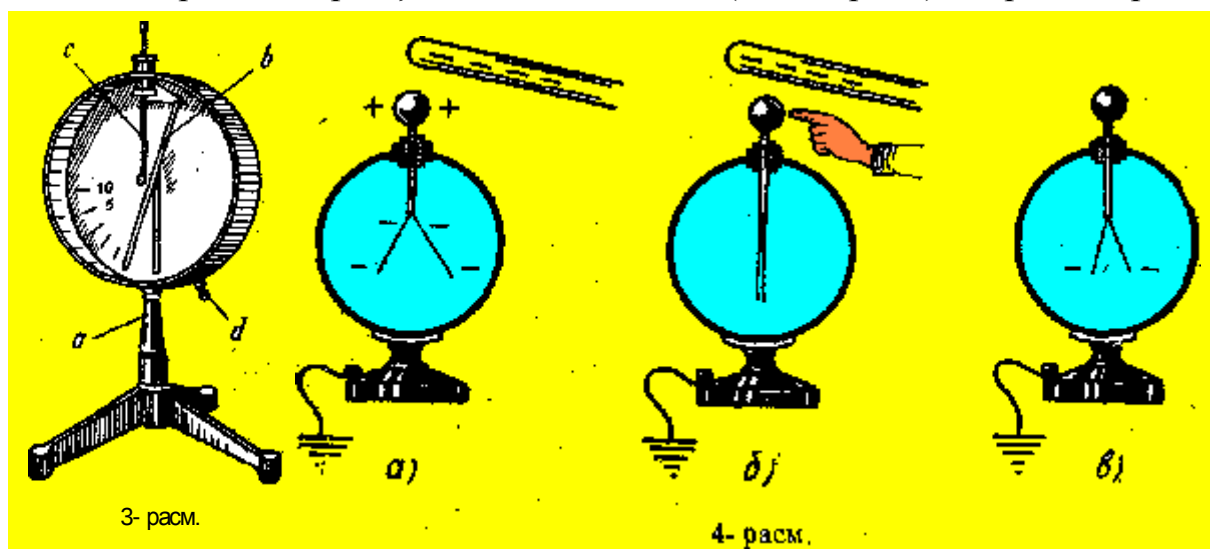
таёкча сөрнида мовутга ишқаланган эбонит таёкчани яқинлаштирсак, шишадан қочган япроқчалар эбонитга тортилади (2-в расм). Бу тажриба электр зарядлари икки турли эканлигини кўрсатгани учун шартли равишда шиша заряди мусбат (+) ва эбонит заряди манфий (—) ишорали деб қабул қилинган, яъни бир исмли [фақат (+) ёки (—)] зарядлар бир-биридан қочади, икки исмли [(+) ва (—)] зарядлар бир-бирини тортади, дейилган.

Агар электроскоп япроқчалари қаршисига бирор экран ўрнатиб, заряднинг оз-кўплигига қараб япроқча оёшига мос чизиклар чизиб қўйсак, у билан заряд миқдорини селчаш мумкин бўлади. Бундай шкала-ли электроскоп *электрометр* (3- расм) деб юритилади.

Электрометр *a* оёкчага ўрнатилган икки томони ойна билан беркитилган металл гардиш бўлиб, унинг ичига гардишдан изоляцияланган ҳолда *c* металл таёкча, таёкчага эса бурила оладиган қилиб *b* стрелка, гардишнинг пастки қисмига, уни ерга улаш учун *d* клемма ўрнатилган. Ойнанинг бир томони даражаланган.

Биз юқоридаги тажрибада шиша ёки эбонит таёкчаларнинг ишқалаш натижасида электрланганини кўрдик. Металларни ишқаламасдан ёки тегмасдан ҳам электрлаш мумкин.

Нейтрал ҳолдаги электроскоп шарчасига манфий электрланган эбонит стержень яқинлаштирилса (4-а расм), шарчадаги электронлар электроскоп япроқлари орқали ҳаракатланиб шарчадан узоқлашиб боради, япроқчалар бир-биридан қочади, бу манфий зарядлар сонига тенг мусбат зарядлар шарчада эбонитдаги манфий зарядлар билан боғланган ҳолда қолади. Шу ҳолда шарчага бармоғимизни тегизсак (4- б расм) япроқчалардаги



электронлар биз орқали ерга ўтиб кетади, электроскоп япроқчалари тушиб нейтрал ҳолга келади, бармоқларимизни олсак ҳам, электроскоп заряд йўқлигини кўрсатади. Эдди эбонит таёкчани электроскоп шарчасидан узоқлаштирамиз, бунда эбонитнинг манфий-зарядлари билан боғланган ҳолда ажралиб турган мусбат зарядларга япроқчалардан электронлар ўтиб, унда мусбат зарядлар ажралиб қолади ва натижада электроскоп япроқчалари ориб, заряд борлигини кўрсатади (4-в расм). Бу ерда

шарчадаги мусбат зарядларнинг бир-биридан қочиши натижасида, уларнинг бир қисми япроқчаларга ўтгандек сезилади. Бу усулда зарядлаш, *электр таъсир (индукция) усулида зарядлаш* деб юритилади. Ҳозирча юқорида қисқагина айтилган маълумот билан чегараланамиз.

2- §. Кулон қонуни

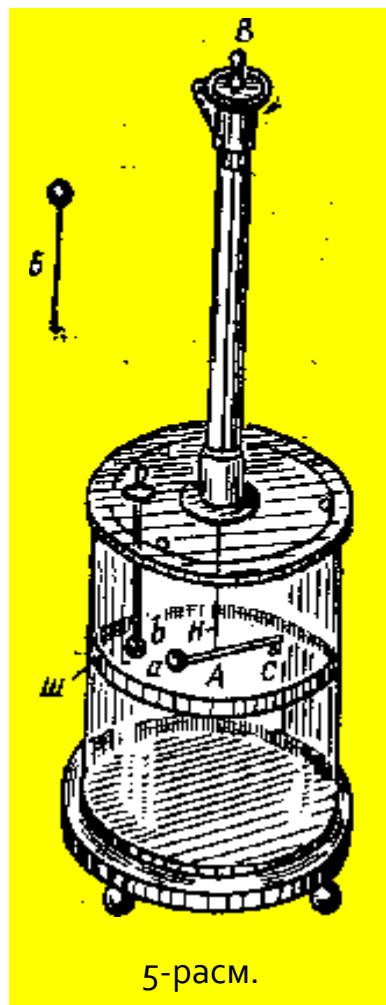
Жисмни электрланган ва нейтрал ҳолда тарозида тортиб кўрганда ҳам оғирлик фарқини сезиш мумкин эмас. Баъзилар илгариги замонда электр заряди «вазнсиз суюқлик» бўлса керак, уни бир идишдан иккинчисига қуйиш мумкин деб ҳам ўйлаганлар.

XVIII аср охирларида (1785 йил) француз физиги Шарль Кулон электрланган жисмларнинг ўзаро таъсир кучи оз ёки кўп бўлишини сезиб, электрланган жисмда электр заряд миқдори оз ёки кўп бўлиши мумкинлигини пайқагач, «заряд миқдори» деган атамани ишлатади.

Зарядларнинг ўзаро таъсирини ўрганиш учун Кулон махсус буралма тарози ясаб, у билан ўтказган тажрибалари асосида ўз қонунини кашф этган. Кулон тарозисининг тузилиши 5- расмда кўрсатилган. Ингичка эластик металл *H* симга енгил ва изоляцияланган *A* шайин ўртасидан осилган бўлиб, унинг бир учида *a* металл шарча, иккинчи учида мувозанатловчи посонги *c* юкчаси бор. Симнинг юқори учи айлантириладиган ва неча градусга бурилишини ўлчай оладиган дискалик *B* дастага беркитилган. Катталиги худди шу *a* шарчанинг катталигича бўлган ва изоляцияланган стержень учига маҳкамланган ичига киритилган ва *a* билан бир хил баландликда ўрнатилган.

a ва *b* шарчаларни ихтиёрий заряд миқдори билан электрлаш учун уларнинг бирига учинчи *B* диэлектрик даста учидаги зарядланган металл шарчани тегизамиз. Энди *a* ва *b* шарчалар бир-бирига тегизилса, тенг миқдорда зарядланган шу шарчалар бир-бирларини итариб, бирор узоқликда мувозанатга келиб тўхтаб қолади, улар орасидаги масофани асбоб деворидаги *III* шкала орқали ўлчаш мумкин. Кейин асбобнинг *B* дастаси орқали симни бураб, шарчалар орасидаги масофа камайтира борилади ва турли бурчакларда шарчаларнинг мувозанатда бўлиш пайтида улар орасидаги масофалар ҳам ўлчаб борилади.

Механикадан биламизки, эластик деформацияда бурилиш бурчаги айлантириш моментига мутаносиб



бўлади, аввалдан тажриба қилиб симнинг бурилиш деформация коэффиценти (бурилиш бурчак бирлигига тўғри келган куч миқдори) ни аниқлаб олиб, зарядларнинг ўзаро таъсир кучи (бурилиш куч моменти орқали) ни аниқлаб (амалда зарядли шарчаларни исталган масофага келтириб мувозанатда сақлаб) унга тўғри келган масофани ёзиб олгач, зарядларнинг ўзаро таъсир кучи F масофанинг квадратига тескари пропорционал, яъни Кулон топган $F \sim \frac{1}{r^2}$ хулосага келамиз. Кулон яна бир қатор тажриба қилиб зарядларнинг ўзаро таъсир кучи заряд миқдorigа қандай боғлиқ эканлигини алоҳида текширган. Бунинг учун a ёки b шарчасига тегиш билан ундаги зарядни ерга ўтказиб, сўнгра a шарча b шарчага тегизилса, бир хил миқдорда қолдик зарядли шарчалар бири-биридан узоқлашиб, маълум масофада мувозанатга келиб, тўхтаб қолади. Бу ҳолда шарчалардаги заряд миқдори уларнинг ҳар бирида икки марта камайганда, шу масофага мос ўзаро итариш куч тўрт марта камайганини топган. Бу тажрибада a ва b шарчаларнинг ҳар бирида биринчи тажрибада q заряддан бўлганда, улар орасидаги масофа r га, таъсир этувчи куч эса F га тенг бўлса, ҳар бир шарчадаги зарядлар миқдори $\frac{q}{2}$ дан қолган иккинчи тажрибада, яна B дастани бураш орқали шарчалар ораси шу r масофага келтирилганда таъсир куч 4 марта камайган, бу тажрибадан зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи шу зарядлар миқдorigа, яъни зарядлар кўпайтмасига тўғри. пропорционал, деган хулоса келиб чиқади.

Агар b шарчани b зарядланмаган ҳолда a шарчага тегизсак, ундаги заряд миқдорининг ярми b га ўтиб, a даги заряд миқдори икки марта камаяди, дастани бураш билан зарядлар орасидаги масофани ўзгартирмасдан, куч ўлчанса, унинг қиймати биринчи тажрибадагидан тўрт марта камаяди. Зарядсиз B шар билан худди шундай тажрибани (b га тегизиб) такрорласак, бунда ҳам b шардаги заряд икки марта камайганидан кучнинг яна тўрт марта камайганига ишонган, бундан ўзаро таъсир куч a ҳамда b шарчалар зарядига мутаносиб эканлиги аниқ бўлган, яъни куч $F \sim q_a \cdot q_b$ умумий ҳолда $F \sim q_1 \cdot q_2$. Масофага нисбатан шарларнинг радиуси $R \rightarrow 0$ даражада кичик бўлса, ундаги зарядларни нуқтада тўпланган, яъни нуқтавий заряд деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда q_1 ва q_2 нуқтавий зарядлар учун Кулон қонунига тубандаги таърифни бериш мумкин; **иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи зарядлар кўпайтмасига тўғри, улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, уларни бирлаштирувчи тўғри чизик бўйича йўналгандир.**

Кулон қонунининг математик ифодасини тубандагича ёзиш мумкин:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.1)$$

ёки вектор кўринишида

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = -\vec{F}_{21} \quad (1.2)$$

$\vec{F}_{12}$ ва $\vec{F}_{21}$ биринчи заряднинг иккинчи зарядга ва иккинчисининг биринчига таъсир кучи; k —заряд, масофа ва кучларни ўлчаш учун қабул қилинган бирликлар системасига боғлиқ бўлган мутаносиблик коэффициентлари.

СИ системасида (1.1) ифодадаги $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ эканлигини ҳисобга олсак, (1.1) қуйидаги

$$F = k \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.3)$$

шаклда ёзилади. ϵ_0 -вакуумнинг электр доимийси бўлиб, унинг қийматини аниқлаш учун заряд миқдорлари 1 Кл = $3 \cdot 10^9$ СГСЭ бўлган нуқтавий зарядларнинг бир-биридан 1 м масофада туриб, ўзаро таъсир этиш кучларидан фойдаланамиз. Энди СГСЭ бирликлар системасидаги диналарда ифодаланган зарядлараро таъсир этувчи кучни Ньютонга айлантирайлик:

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2)^2} \text{дина} = 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \quad (1.4)$$

Зарядни Кл ларда, масофани эса м ларда ифодалаганимизда, СИ да

$$F = \frac{q^2}{4\pi r^2} \text{ Н} \quad \text{яъни} \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2} \quad (1.5)$$

(1.4) ва (1.5) кучнинг икки системадаги ифодаси бўлгани учун

$$9 \cdot 10^9 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\text{Кл}^2}{\text{м}^2}$$

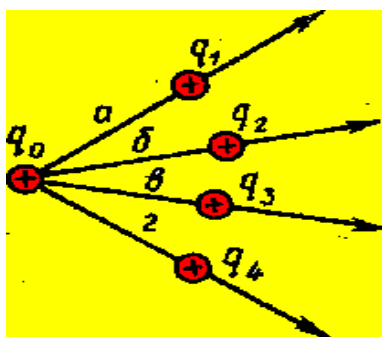
бундан электр доимийнинг қийматини топамиз:

$$\epsilon_0 = \frac{1 \text{ Кл}^2}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{А} \cdot \text{с} \cdot \text{м}}{\text{Ж} \cdot \text{м}} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$$

Бирор муҳит (диэлектрик) даги зарядларнинг ўзаро таъсир кучи муҳит таъсири билан вакуумга нисбатан ϵ марта кам бўлади, шунинг учун умумий ҳолда Кулон қонуни (1.2)

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.6)$$

шаклда ёзилади, бунда ϵ —муҳитнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги.

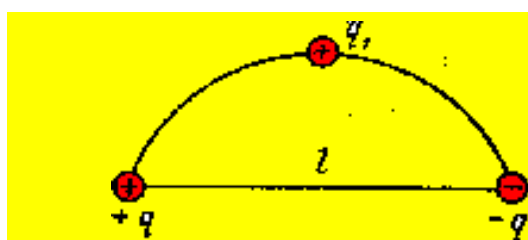


6-расм.

3-§. Электр майдон. Майдон кучланганлиги. Майдонлар қосирилиши (суперпозицияси)

Юқорида электр майдоннинг нима эканлигини ва унинг таърифини айтган эдик, энди майдоннинг хоссаларини сарғанамиз.

Агар биз бирор O нуқтага $+q_0$ зарядни жойлаштирган ҳолда тинч сақлаб, унинг атрофига қандайдир a, b, c нуқталарга синаш учун q_1, q_2, q_3 мусбат зарядларни киритиш билан эркин қўйиб юборсак, у $+q_0$ заряддан тўғри чизиқ бўйлаб (агар олинган нуқталар турли атрофда бўлсалар, радиал бўйлаб) то чексизликкача узоқлашади (6-расм). Бу радиал чизиқлар q_0 заряд жойлашган O нуқтанинг ҳамма атрофини тўлдириб, уларнинг қайси бири йўналишида бўлмасин, ихтиёрий, нуқтасига келтирилган пайтида қандайдир куч таъсири мавжуд эканлигини кўрамиз. Бундай кучлар



7-расм.



8-расм.

векторларининг йўналиши — q заряд ҳаракати томон йўналган деб қабул қилинган. Агар бирор фазода l узоқликда $+q$ ва $-q$ зарядлар тинч туриб, улар орасидаги бирор нуқтага келтирилган $+q_1$ заряд эркин қўйиб юборилса, бирор чизиқ бўйлаб $+q$ дан $-q$ томон келади (7-расм). Умумий ҳолда $+q_1$ заряднинг қўйилиш ўрнига қараб ҳаракат траекторияси (изи) ни кўрсатувчи чизиқ тўғри чизиқ эмас, эгри чизиқ бўлиши ҳам мумкин. Бу чизиқнинг исталган нуқталаридан зарядга таъсир этувчи куч векторининг йўналиши бу эгри чизиқнинг шу олинган нуқтасидан (8-расм) ўтган уринма чизиқ бўйлаб йўналган бўлади. Бундай муҳитларга *электр майдоннинг куч чизиқлари* дейилади.

Куч чизиқлари билан тасаввур этилган электр ҳодисада куч таъсирининг рўй бериши, унинг сабабчиси сифатида бирор моддий муҳит борлигини билдиради. Ана шу физик реаллик — борлиқ биз айтган электр майдонининг ўзгинаси бўлиб, у материя шаклларида бири ҳисобланади.

Электр майдонни характерловчи бир веча физик катталиклар тушунчаси билан танишиб чиқайлик.

Агар бирор O нуқтада $+q_0$ зарядни ўрнаштириб, ундан r узоқликдаги нуқтага $q_1, q_2, q_3, \dots$ зарядларни навбатма-навбат келтирсак (9-расм), уларга турли $F_1, F_2, F_3, \dots$ кучларнинг таъсир этганлигини кўрамиз, аммо шу нуқтага келтирилган ҳар бир заряд миқдори бирлигига тўғри келган кучни ўлчасак, ҳамма келтирилган зарядлар учун бир хил қиймат келиб чиқади, яъни

$$\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \frac{F_3}{q_3} = \dots \quad (1.7)$$

Ҳар қандай q зарядни келтарганимизда ҳам шу нуқта учун қандайдир битта қиймат

$$\frac{F_1}{q_1} = \frac{F_2}{q_2} = \frac{F_3}{q_3} = \dots = \frac{F}{q} \quad (1.8)$$

келиб чиқади.

Бу E нинг сон қиймати куч чизиғи бўйича олинган турли нуқталар учун турлича бўлади. Электр майдоннинг ихтиёрий бир нуқтасида мусбат заряд бирлигига тўғри келган куч миқдори билан ўлчаниб, майдонни характерловчи физик катталиқка майдоннинг шу нуқтадаги **кучланганлиги** дейилади ва E ҳарфи билан белгиланиб, $E = \frac{F}{q}$ шаклда

ёзилади. Куч вектор бўлгани учун кучланганлик ҳам вектор, яъни

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad \text{бундан} \quad \vec{F} = q\vec{E} \quad (1.9)$$

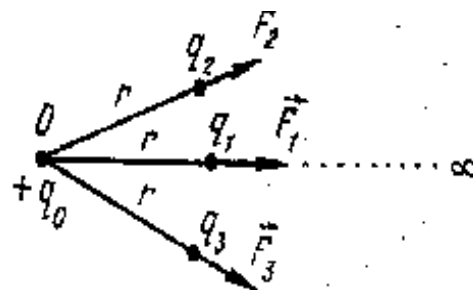
ёзувдан ҳам фойдаланиш мумкин.

Вакуум учун Кулон қонунининг ифодаси

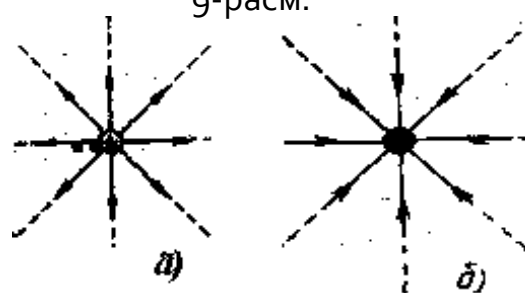
$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^3} \vec{r} \quad \text{ҳисобга олинса,}$$

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r^3} \vec{r} \quad (1.10)$$

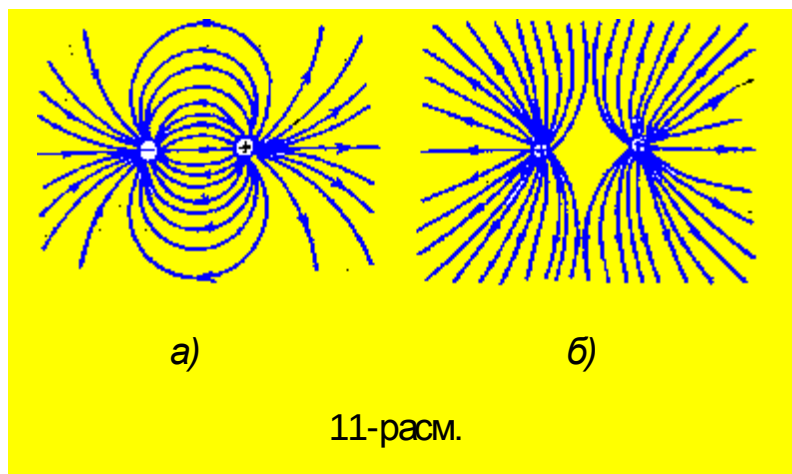
(1.10) га асосан, нуқтавий q_0 заряд атрофидаги электр майдон



9-расм.



10-расм.

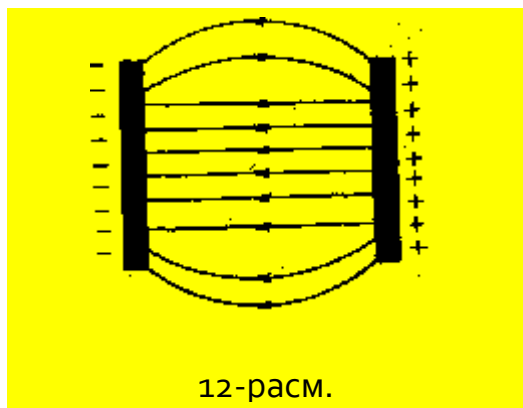


11-расм.

кучланганлиги шу заряд миқдorigа тўғри ва масофа (оралик) нинг квадратига тескари пропорционал деган хулоса чиқади.

Агар электр майдоннинг r узоқликда олинган нуқтасида кучланганлик $\vec{E}$ бўлса, $2r$ узоқликда кучланганлик 4 марта кам бўлади.

Куч чизиклари орқали тасаввур қилинган турли электр майдон манзаралари 10, 11, 12-расмларда берилган.



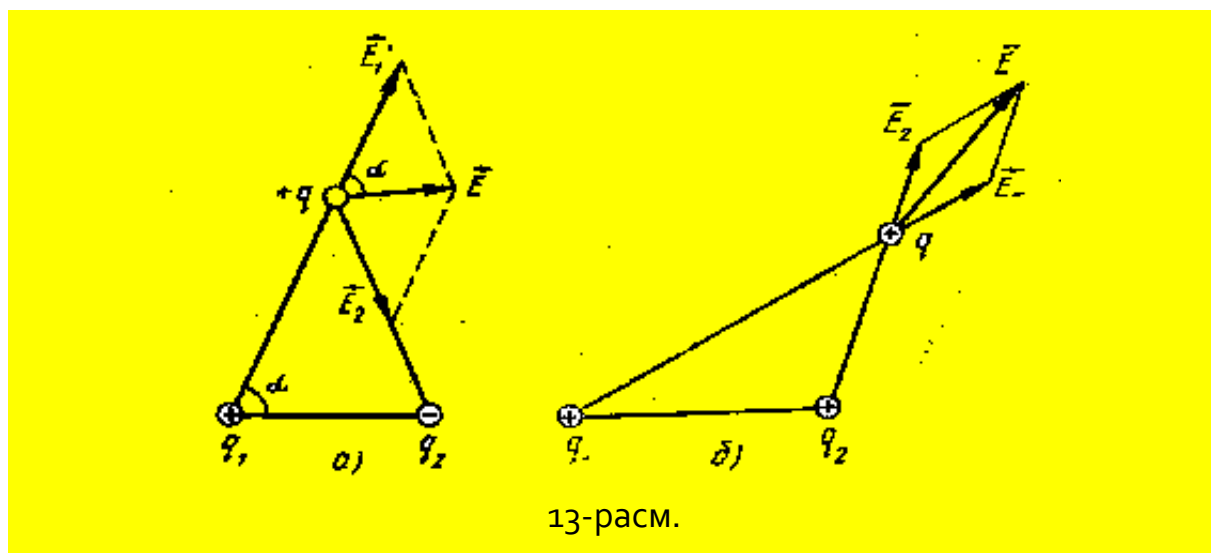
12-расм.

Бирор узоқликда жойлашган $+q_1$ ва $+q_2$ зарядларга нисбатан ихтиёрий 0 нуқтага $+q$ зарядни келтирамиз, унинг бирлик миқдorigа тўғри келган куч-векторлар, яъни кучланганлик векторлари $\vec{E}_1$ ва $\vec{E}_2$ иккита ўз радиал йўналишида мавжуд бўлиб уларнинг геометрик йиғиндиси тўлиқ майдоннинг кучланганлик вектори $\vec{E}$ ни беради,

яъни

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1.11)$$

(13-расм). $+q$ зарядни $+q_1$ заряд ўзидан итаради (13-б расм), $-q_2$ заряд эа ўзига тортади (13-а расм). Бу икки вектор кучланганлар бир вақтда таъсир этиб, $+q$ иккала таъсирнинг натижаловчи таъсири остида бўлади. Ана шу



13-расм.

умумий йиғинди таъсирнинг сон қиймати E , улар орасидаги бурчак α деб олинса, (1.11) дан

$$E = \sqrt{E_1^2 + 2E_1E_2 \cos\alpha + E_2^2} \quad (1.12)$$

топилиб, $\vec{E}$ векторнинг йўналиши $\vec{E}_1$ ва $\vec{E}_2$ лар устига чизилган параллелограммнинг диагонали бўйича йўналган бўлади.

Агар зарядлар жойлашган нуқталар кўп бўлиб, уларнинг ихтиёрий бирор нуқтадаги кучланганликлари $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3, \dots, \vec{E}_n$ бўлса, йиғинди вектор кучланганлик:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n \quad (1.13)$$

Натижавий кучланганлик векторининг ташқил этувчи кучланганлик векторларининг геометрик йиғиндисига тенг бўлиши **суперпозиция принципи** дейилади.

СИ да $F=1$ Н ва $q=1$ Кл бўлса, яъни 1 кулон зарядга 1 ньютон куч таъсир этса, шу нуктадаги кучланганликнинг қиймати кучланганлик бирлиги деб қабул қилинади, яъни СИ да $E = 1 \frac{Н}{Кл}$.

4- §. Остроградский - Гаусс теоремаси

Бу теоремани ўтишдан аввал баъзи тушунчаларни эслатиб ўтамиз.

а) Заряднинг сирт зичлиги.

Жисмга электр заряд берилганда юза бирлигига тўғри келган электр миқдори билан ўлчанадиган катталик зарядларнинг *сирт зичлиги* дейилади. Заряднинг сирт зичлигини σ орқали белгилаймиз.

S юзада q заряд текис тақсимланган бўлса,

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad (1.14)$$

бўлади. Сиртнинг шаклига қараб, сирт эгрилиги турлича бўлган жойларда электр заряднинг сирт зичлиги ҳам турлича бўлади.

Заряд сирт бўйича текис тақсимланмаган ҳолда сиртни жуда майда сирт элементларига бўлиб чиқайлик. У вақтда ҳар бир юза элементида электр зарядни текис тақсимланган деб қараш мумкин. Бу ерда юза элементи ΔS га Δq электр заряд тўғри келса, заряднинг ўртача сирт зичлиги

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta S}$$

бўлади.

Заряд сирт зичлигининг сирт элементига тегишли бирор нуктадаги ҳақиқий қийматини билиш учун сирт элементи ΔS ни чегараловчи ёпиқ муҳитни шу нукта билан туташиб кетгунча чексиз кичрайтиришимиз керак: у вақтда ΔS га мос келган заряд Δq ҳам чексиз кичрая боради.

Шундай қилиб, мана шу чексиз кичрайиб бораётган икки катталиклар нисбатининг лимити нуктадаги заряд сирт зичлигини ифодалайди:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS} \quad (1.15)$$

б) электр зарядларнинг ҳажм бўйича тақсимланиши.

Жисмнинг (V) ҳажм бирлигига, тўғри келган электр заряд (q) миқдори билан ўлчанадиган катталикка *электр заряднинг ҳажмий зичлиги* дейилади. Электр зарядининг ҳажмий зичлигини ρ орқали белгилайлик.

Худди шу каби, узунлик бирлигига тўғри келган электр заряд миқдори билан ўлчанадиган катталикка электр заряднинг *чизиқли зичлиги* дейилади.

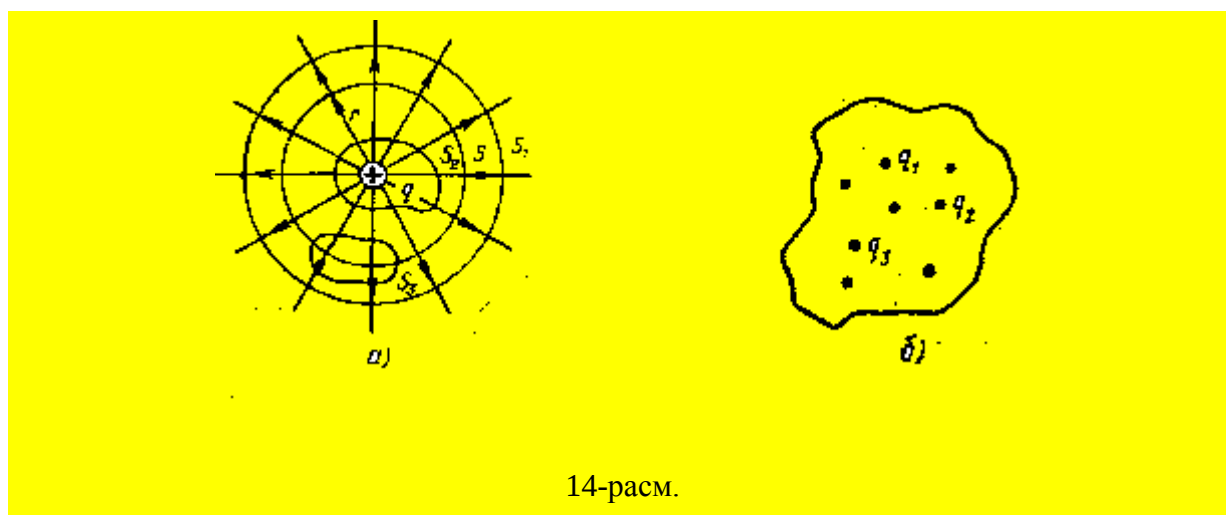
Одатда, заряднинг чизикли зичлиги η орқали белгиланади. Юқоридаги мулоҳазалардан фойдаланиб, тубандагиларни ёзиш мумкин:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV} \quad \text{ва} \quad \sigma = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l} = \frac{dq}{dl} \quad (1.16)$$

Бу ерда dV ва dl —мос равишда олинган ҳажм ва узунлик элементлари.

Остроградский - Гаусс теоремаси

1. Хусусий ҳолда q зарядни ўраб олган ёпиқ сирт орқали ўтувчи майдон кучланганлик оқимини қараб чиқайлик. Бунинг учун q нуқтавий зарядни вакуумда радиуси r бўлган сфера марказига ўрнатсак (14-а расм), сферанинг ҳамма ерида майдон кучланганлиги $E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0}$ бўлади ва радиал йўналишда бўлиб, нуқта q заряддан тарқалган кучланганлик куч



14-расм.

чизикларининг уни ўраб олган юзадан ўтаётган қиймати кучланганлик оқимини ифодалайди. Ёпиқ контур ичида олинган зарядларнинг электр майдон кучланганлик оқими, контур шаклига боғлиқ бўлмай, зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг, яъни:

$$N_E = \oint E_n dS \quad (1.17)$$

Бу тенгламани интеграллаганда

$$N_E = \oint E_n dS = E_n dS = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

Муҳит учун эса

$$N_E = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.18a)$$

бўлади.

q зарядни ўраб олган ёпиқ сирт исталган шаклда бўлса ҳам, 14-а расмдаги S_1, S_2, S сиртлардан ўтувчи кучланганлик оқими N_E ўзгармайди ва ҳамма вақт $\frac{q}{\epsilon \epsilon_0}$ га тенг бўлади.

Агар олинган сирт ичида заряд бўлмаса у сиртни кесиб ўтувчи кучланганлик оқими нолга тенг бўлади. Чунки, нечта куч чизик кирса,

шунча куч чизик чиқади. Демак, S_3 сиртга кирувчи кучланганлик оқими билан чикувчи кучланганлик оқими ўзаро тенг бўлиб умумий оқим нолга тенг.

Агар, ёпиқ сирт ичида бир нечта $q_1, q_2, q_3, \dots$ нуқтавий зарядлар бўлса (14-б расм), у вақтда ҳар бир заряд учун кучланганлик оқими

$$N_1 = \frac{q_1}{\varepsilon_0}, \quad N_2 = \frac{q_2}{\varepsilon_0}, \quad N_3 = \frac{q_3}{\varepsilon_0}, \dots, \quad N_n = \frac{q_n}{\varepsilon_0}$$

бўлиб, тўла оқим эса

$$N_E = N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n \quad (1.19)$$

ёки

$$N_E = \sum_{i=1}^n N_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0} \quad (1.20)$$

бўлади. бу ерда q — зарядларнинг алгебраик йиғиндиси. Шу топилган натижалар қандай заряд ва зарядлар системаси учун тўғридир. Чунки ҳар қандай зарядни жуда кўп майда қисмларга ажратиб, уларга нисбатан юқоридаги мулоҳазаларни юритиш мумкин.

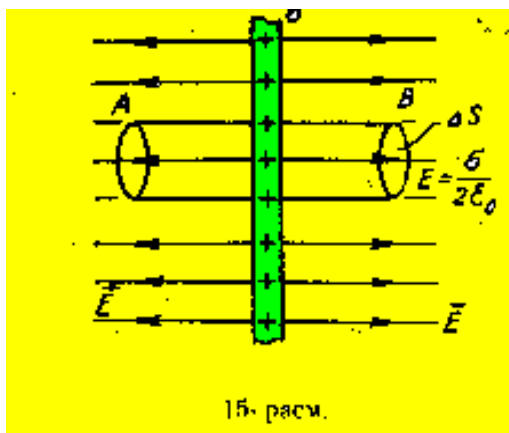
Агар ёпиқ сирт ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси мусбат бўлса, бу вақтда кучланганлик оқими ташқарига йўналган бўлиб, мусбат ишора, агар манфий бўлса, кучланганлик оқими ичкарига йўналган бўлиб, манфий ишора билан олинади.

Агар зарядлар ёпиқ сиртнинг ташқарисида бўлса, кучланганлик чизиклари бу сиртни турли жойларда кесиб ўтишлари мумкин. Лекин куч чизикларнинг ҳар бири сиртга бир томондан кириб, иккинчи томондан чиқади. Чизик кирганда манфий оқим бериб, чиққанда эса мусбат оқим берганлиги учун барча ташқи зарядларнинг шу ёпиқ сирт орқали бераётган умумий кучланганлик оқими нолга баробар бўлади.

5- §. Остроградский-Гаусс теоремасининг татбиқи

а) Зарядланган ясси чексиз текисликнинг электр майдони.

Остроградский Гаусс теоремасидан фойдаланиб, заряд сирт зичлиги σ билан зарядланган ясси текислик атрофидаги электр майдон кучланганлигини ҳисоблайлик.



15- расм.

Бундай текисликнинг ҳамма жойида заряд сирт зичлиги (σ) бир хил қийматга эга бўлиб, куч чизиклари шу текисликка тик ва икки қарама-қарши томонга чиққан бўлади. Масалан, 15- расмда мусбат зарядланган текислик майдони куч чизиғининг йўналиши кўрсатилган.

Электр майдон кучланганлигини ҳисоблаш учун текисликдан бир хил узоқликдаги A ва B нуқталардан ўтган

куч чизикларига тик олинган контурли ΔS юза ўтказамиз, бунда бу икки айлана орасида ΔS асосли цилиндр ҳосил бўлади. 15- расмда асоси ΔS бўлган цилиндрнинг ён деворлари орқали ўтган кучланганлик оқими ноль бўлиб (чунки куч чизиклари ён сиртига параллел ва сиртни кесмайди), ҳамма оқим цилиндр асосларидан ўтади, ΔS лар куч чизикларга тик бўлгани учун ҳар икки томонда ҳам оқимлар мусбат бўлиб, умумий оқим:

$$N_E = N_1 + N_2 = E \cdot 2\Delta S \quad (1.21)$$

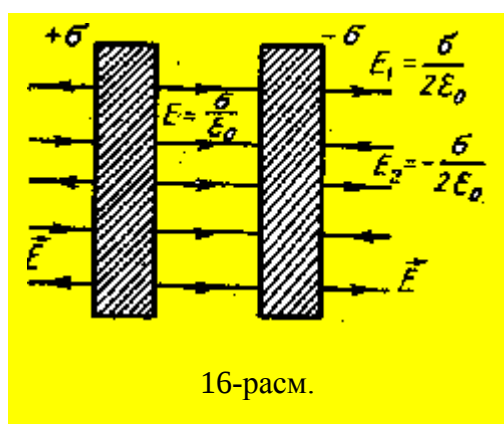
Остроградский — Гаусс теоремасидан майдон кучланганлиги оқими муҳит учун

$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.21a)$$

бўлгани учун, (1.21) билан (1.21 а) ни таққосласак,

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.22)$$

ни оламиз.



16-расм.

Демак, зарядланган текислик электр майдон кучланганлиги ўнг ва чап томонларда бир хил бўлиб, A ва B нукталарнинг узоқлигига боғлиқ бўлмай, фақат заряднинг сирт зичлигига боғлиқ.

Ўзаро параллел ва қарама-қарши ишорали электр билан зарядланган икки ясси текислик берилган бўлса, бунда улар орасида ҳар иккаласининг электр куч чизиклари бир томонга йўналган бўлиб (16-расм), майдон кучланганлиги

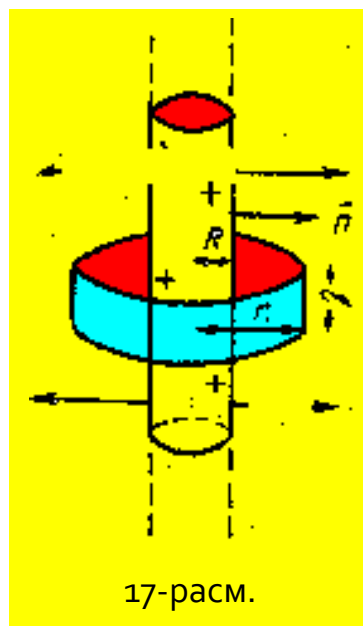
уларнинг йиғиндисига тенг:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.23)$$

Лекин текисликлардан ташқаридаги ўнг ва чап томонларда электр куч чизиклари қарама-қарши йўналишда бўлганлигидан

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} + \left(-\frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} \right) = 0, \quad \text{демак, қарама-қарши}$$

ишорали зарядланган икки текислик атрофида электр майдон бўлмайди.



17-расм.

б) **Зарядланган цилиндрнинг электр майдони.** Узунлиги чексиз бўлган ва изоляцияланган R радиусли цилиндрда заряд текис тақсимланган, деб ҳисоблайлик. Электр куч чизиқлари эса цилиндр ўқиға нисбатан радиал равишда йўналган бўлади. Шунинг учун $\vec{E}$ векторлари ҳамма ерда цилиндр сиртининг исталган нуқтасига туширилган нормал $\vec{n}$ га параллел бўлиб, цилиндрнинг ҳамма нуқтасида

$$E = \text{const}$$

бўлади.

Узунлиги l , коендаланг кесими r радиусли ташқи цилиндр кисмини олсак, унинг туби ва усти орқали ўтадиган кучланганлик оқими нолга тенг бўелади, чунки вектор $\vec{E}$ туб ва уст нормалига тик, шунинг учун сиртдан оетадиган кучланганлик оқими

$$N_E = \int E_n dS = 0 \quad (1.24)$$

бўелади.

Зарядланган цилиндрнинг l узунликдаги ён сиртида $q = 2\pi R l \sigma$ электр миқдори бор, бунда R зарядланган цилиндрнинг радиуси (17-расм).

Остроградский—Гаусс теоремаси бўйича кучланганлик оқими

$$N_E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{2\pi R l \sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$$

$$E = \frac{N_E}{S} = \frac{2\pi R l \sigma}{2\pi l \epsilon_0 \epsilon}$$

бундан

$$E = \frac{R\sigma}{r\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.25)$$

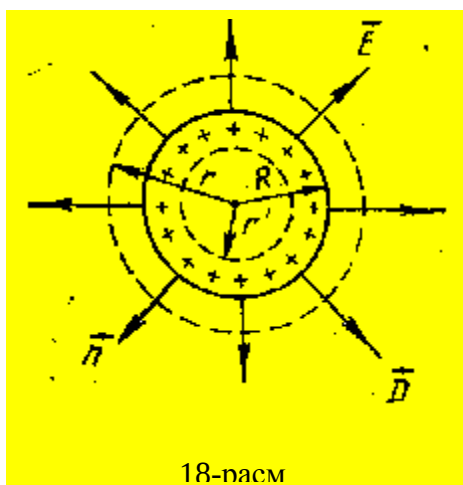
бўлади.

Демак, юқоридаги шартга мувофиқ зарядланган цилиндрнинг электр майдон кучланганлиги бу цилиндр ўқидан берилган нуқтагача бўлган оралиқ r га тескари пропорционал бўлар экан.

в) **Зарядланган сфера - шарнинг электр майдони.** Агар шарнинг сиртида q заряд текис тақсимланган бўлса, заряднинг сирт зачилигини σ билан белгилаб, биз қуйидаги ифодани ёза оламиз:

$$q = 4\pi R^2 \sigma \quad (1.26)$$

бунда R —шар радиуси. Энди бу шарни радиуси r бўлган иккинчи концентрик шар сирти билан ўрайлик (18-расм), бу вақтда шу сирт орқали ўтган тўла майдон кучланганлик оқими



18-расм

$$N_E = \oint E_n dS = 4\pi R^2 E$$

бўлади, чунки $\vec{E}$ ва $\vec{n}$ ўзаро параллел. Иккинчи томондан Остроградский—Гаусс теоремасига кўра кучланганлик оқими

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

ва

$$N_E = 4\pi r^2 E$$

бундан:

$$E = \frac{q}{4\pi r^2 \epsilon_0 \epsilon} \quad (1.27)$$

Бу формулалар зарядланган шарнинг марказидан r масофада бўлган майдон кучланганлигини беради.

Шарнинг сиртида текис тақсимланган заряднинг майдон кучланганлиги зарядларнинг шу шар марказида тўпланганда ҳосил этадиган майдон кучланганлигига тенг. Бундан кўринадики, R радиусли зарядланган шарнинг унинг марказидан r масофада бўлган кучланганлик шарнинг радиусига боғлиқ эмас, шу заряд q шар марказида бўлган ҳолатида ҳосил бўлувчи майдон кучланганлигини беради.

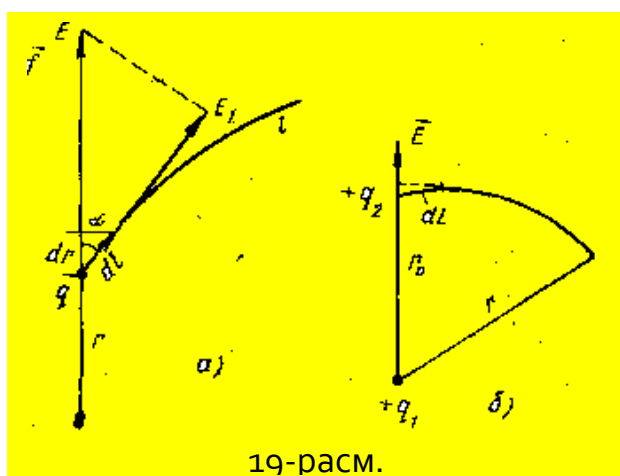
Зарядланган шар сирти ичида ($R > r'$), r' радиусли сфера ичида, заряд бўлмагани учун кучланганлик оқими Остроградский — Гаусс теоремасига асосан нолга тенгдир.

6-§. Электр майдоннинг бажарган иши. Электр майдоннинг потенциали

Аввал заряднинг электр майдонда кўчиш ишини ҳисоблаб, сўнг унинг потенциали билан танишамиз.

Бирор заряд атропоида r узоқликда бўлган электр майдондаги q зарядга $(\vec{f} \wedge d\vec{l}) = \alpha$ бурчак остида таъсир этувчи f куч уни $d\vec{l}$ масофага кўчириб (19-а расм) $dA = f dl \cos \alpha$ ишни бажаради, бунда $f = qE$ эканлиги ҳисобга олинса,

$$dA = qEd \cos \alpha$$



19-расм.

q_1 атропоида r узоқликда бўлган q_2 заряд $d\vec{l}$ га (19-б расм) кўчиб, $d\vec{l} \cos \alpha = dr$. Кулон қонунига

асосан $f = \frac{q_1 q_2}{\epsilon_0 \epsilon r^2 4\pi}$ бўлгани учун

иш эса $dA = \frac{q_1 q_2}{\epsilon_0 \epsilon r^2 4\pi} \cdot \frac{dr}{r^2}$ бўлади, ϵ -

муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. Умумий ишни ҳисоблаш учун бу элементар ишни интегралласак,

$$A = \int dA = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int \frac{dr}{r^2} \quad (1.28)$$

Бу интегрални зарядни r_0 дан r масофагача кўчиришга тадбиқ этсак, бажарилган иш

$$A = \left(\frac{q_1 q_2}{\epsilon r_0} - \frac{q_1 q_2}{\epsilon r} \right) \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) \quad (1.28)$$

бўлади.

q_2 заряд r_0 дан чексизлик (∞) га кўчса, $\frac{1}{r} \rightarrow 0$ бўлиб, $A_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_0}$ бўлади. Бу

A_0 иш q_1 заряддан r_0 масофадаги q_2 зарядни чексизликка кўчишида бажара олиши мумкин бўлган иш миқдори бўлиб, майдоннинг r_0 масофада бўлган нуқтадаги потенциал энергияси W_0 ни ифодалайди, яъни $A_0 = W_0$, шунингдек r масофада $A=W$.

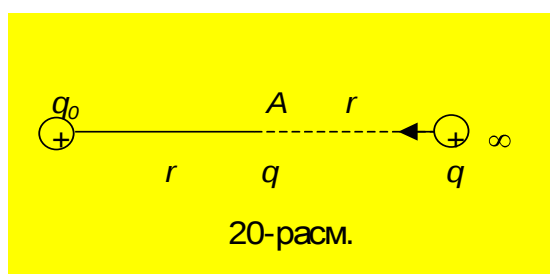
Агар q заряд r_0 масофадан r масофага кўчса, бу $r-r_0$ масофада бажарган иш потенциал энергия камайишига тенг бўлади. Умуман $r \rightarrow \infty$ бўлганда

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r}$$

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_0} \quad (1.30)$$

деб ёзсак бўлади.

Чексизликдан q_0 заряд майдонининг бирор r нуктасига q зарядни келтиришда (20-расм) бажарилган иш A_{∞} бўлса, заряд бирлигига тўғри келган иш миқдори $\frac{A_{\infty,r}}{q}$ бўлиб, бу нисбат келтирилган заряд миқдорига



боғлиқ бўлмай, майдоннинг шу r нуктаси учун доимий бўлади. Агар келтирилган заряд миқдори n марта кўп бўлса, иш ҳам n марта катта бўлиб, $\frac{A_{\infty,r}}{q}$ нисбат илгариги битта қийматга эга бўлади. Шу нуқтага q_1, q_2, q_3

зарядлар келишида A_1, A_2, A_3 ишлар бажарилса ҳам $\frac{A_1}{q_1} = \frac{A_2}{q_2} = \frac{A_3}{q_3} = \dots = \frac{A}{q}$

доимий (константа) бўлади. Бу $\frac{A}{q}$ қиймат майдонни характерлаш учун катталик сифатида «*потенциал*» деб қабул қилинган:

$$\frac{A}{q} = \varphi \quad (1.31)$$

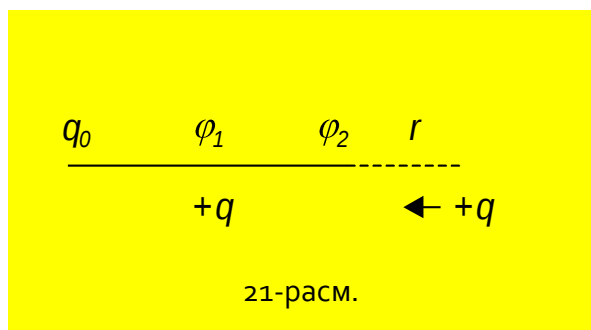
Бирлик мусбат зарядни чексизликдан майдоннинг бирор нуқтаси (r) га келтиришда бажарилган $\frac{A}{q}$ иш миқдори билан ўлчаниб, майдонни характерловчи катталиikka *шу нуқтанинг потенциали*, деб олинган. СИда потенциалнинг ўлчов бирлиги қилиб «вольт» қабул қилинган. / *Кл зарядни чексизликдан электр майдоннинг бирор нуқтасига кўчиришда 1 Ж иш бажсарилса, шу нуқтадаги потенциал қиймати 1 вольт дейилади:*

$$\varphi = \frac{A}{q}$$

бундан

$$\varphi = \frac{1 Жл}{1 Кл}$$

Ишни ҳисоблашда $A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ формуладан фойдаланамиз (21-расм). Амалда биз потенциалнинг абсолют қиймати билан эмас, иш ва энергияни ҳисоблашда потенциал айирмасини *кучланиш* номи билан $(\varphi_1 - \varphi_2) = U$ ни қўллаймиз.

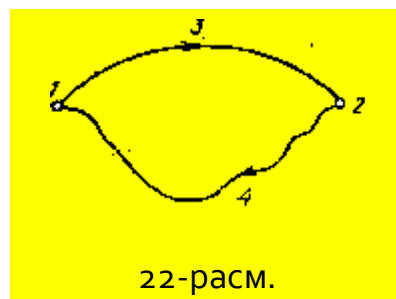


(1.29) формуладан

кўринадики, майдоннинг бажарган иши йўлнинг шаклига боғлиқ бўлмай, фақат бошланғич ва охири ҳолатга боғлиқ ҳолда битта

қийматга эга бўлади. Шундай шартни қондирувчи майдонлар *потенциал майдонлар* дейилади. Шундай қилиб, нуқтавий заряднинг электростатик майдони потенциал майдон бўлиб ҳисобланади. Агар битта нуқтавий заряд ўрнида бир нечта ҳаракатсиз нуқтавий зарядлар системаси бўлганда, вакуум ёки бирор муҳитда, суперпозиция принципи асосида заряди система зарядига тенг бўлган битта тинч турган нуқтавий заряд билан олинса ҳам бўлади, деган хулоса келиб чиқади. Яъни уларнинг умумий майдони ҳам потенциал майдондан иборат бўлади.

Ҳар қандай майдон (гравитацион, электростатик) нинг кучи бажарган иши йўлнинг фақат бошланғич ва охири ҳолат нуқтасига боғлиқ бўлиб, траектория шаклига боғлиқ бўлмайди. Бундай куч *потенциал куч* деб юритилади.



Агар электростатик майдонда заряд бирор 1 нуқтадан 22-расмда кўрсатилганча 3 нуқта орқали 2 нуқтага кўчирилиб, кейин у бошқа йўл 241 орқали қайтиб келса, ҳар иккала ҳолда майдон кучларининг бажарган ишлари бир хил бўлади $A_{132} = A_{241}$. Боришда бажарилган иш мусбат деб олинса, қ

қайтишда манфий бўлади. $A_{132} = -A_{241}$ шунинг учун берк йўл 13241 бўйича бажарилган иш нолга тенг:

$$A_{132} - A_{241} = A_{13241} = 0$$

Агар ягона заряд эгри чизиқ бўйлаб кўчирилганда, бажарилган иш учун эгри чизиқли интеграл $A = \oint F dl \cos \alpha$ олишга тўғри келади, берк контур учун кучланганлик вектор $\oint q E dl = 0$ ёки заряд доимий бўлганда

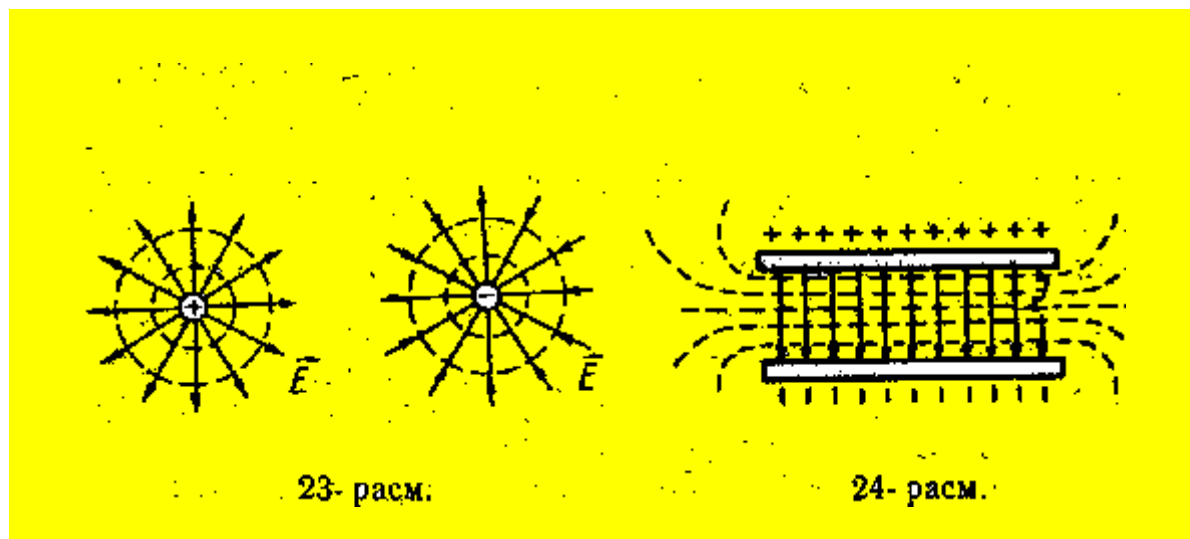
$$\oint E dl = 0 \quad (1.32)$$

майдон кучланганлигининг циркуляцияси (айланиши) ноль бўлади. (1.32) тенглама электростатиканинг асосий тенгламаларидан бўлиб ҳисобланади.

7-§. Эквипотенциал сиртлар. Потенциал градиенти

Нуқтавий заряднинг майдон кучланганлик вектори ва потенциалини ёзайлик:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \vec{r} \quad \text{ва} \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r}$$

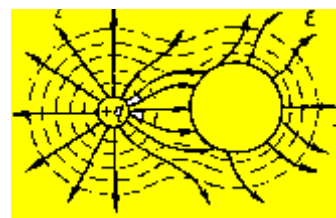


Булардан кўринадики, маълум радиусли сферик сиртнинг ҳамма нуқталарида потенциал бир хилдир. Электр куч чизиқлари эса радиуслар бўйича йўналган. Демак, электр куч чизиқлари бир хил потенциалга эга бўлган сиртга тик равишда йўналган бўлади. Электр куч чизиқларини тасвирловчи майдон кучланганлигининг йўналиши потенциал камайиб кетаётган томонга қаратилгандир. Ҳамма нуқталарда потенциаллари бир хил бўлган сиртларни эквипотенциал сиртлар деб аталади.

Ёлғиз олинган мусбат ва манфий нуқтавий зарядлар майдони, мусбат ва манфий зарядланган икки параллел пластинканинг бир жинсли майдонини тасвирловчи куч чизиқлари ва эквипотенциал сиртлар 23 ва 24-расмларда кўрсатилган.-Бу расмларда эквипотенциал сиртлар пунктир

чизиклар билан тасвирланган.

Вакуумда ёки изотроп диэлектрикда олинган нуқтавий заряд учун марказида шу заряд жойлашган сферик сиртлар эквипотенциал сиртлар бўлиб хизмат қилади. Зарядланган текислик (пластинка) учун унга параллел турган текисликлар эквипотенциал сиртлар бўлади. Бошқа ҳолатларда манзара яна ҳам мураккаброқ бўлиши мумкин (25-расм).



25-расм.

Бу расмда мусбат зарядланган кичик шар майдонида зарядланмаган катта шар ўрнатилганда ҳосил бўлган натижавий майдонни тасвирловчи эквипотенциал сиртлар ва электр куч чизиклари кўрсатилган.

Эквипотенциал сирт бўйича ҳаракатланувчи заряд ҳеч қандай иш бажармайди, чунки сиртнинг ҳамма нуқталарида потенциал бир хил бўлганлиги учун заряд кўчишида потенциал фарқи бўлмайди.

Энди потенциалнинг градиенти ҳақида тўхтаб ўтамиз. Электр майдонда бир-бирига яқин икки нуқтадаги потенциаллар айирмаси $d\varphi$ билан кучланганлик $\vec{E}$ орасидаги боғланишни қуйидаги тартибда кўрсатиш мумкин. Бирлик мусбат заряд бир нуқтадан унга жуда яқин иккинчи нуқтага кўчишда электр куч чизиклари бўйлаб ҳаракат қилади. Демак, шу нуқтадан эквипотенциал сиртга тик равишда dl йўл ўтади, бажарилган элементар иш Edl эса потенциал камайиши— $d\varphi$ га тенг бўлади.

$$Edl = -d\varphi$$

демак,

$$E = -\frac{d\varphi}{dl} \quad (1.33)$$

Демак, кучланганлик эквипотенциал сиртга тик олинган узунлик бирлигига тўғри келувчи потенциал тушишига баробар. Бир жинсли электр майдоннинг оралиғи d бўлган икки нуқтасидаги потенциаллар φ_1 ва φ_2 бўлса,

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$$

бўлади.

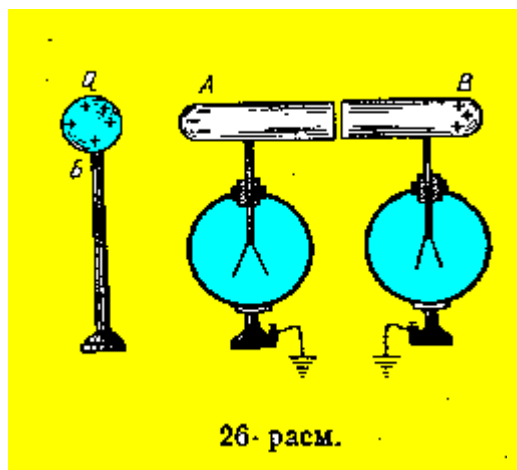
Умуман, ҳар қандай скаляр катталиқнинг камайиб кетаётган томонига қаратилган ҳосиласини характерловчи вектор шу скаляр катталиқнинг градиенти деб юритилади. Шундай қилиб, электр майдон кучланганлик вектори $\vec{E}$ электр майдон потенциали φ нинг градиенти бўлиб,

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi \quad (1.35)$$

шаклда ёзилади. (1.35) тенгламадан кўринадик, электр майдон кучланганлиги майдон потенциали камайиб борувчи томонга йўналган экан.

8-§. Электр майдонда ўтказгичлар

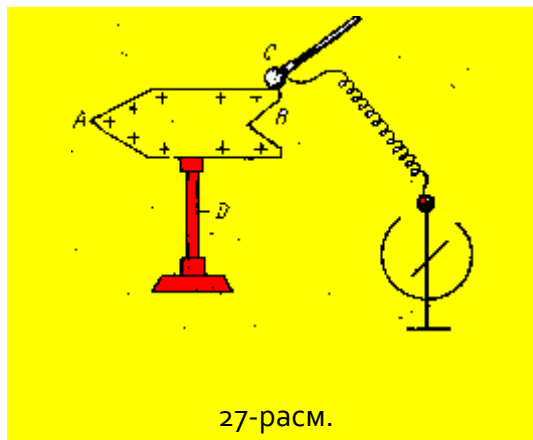
Ўтказгич моддада, асосан металлларда, эркин, кристалл панжара тугунларига боғлиқ бўлмаган электронлар мавжуд, улар газ молекулалари каби металл ичида тартибсиз ҳаракатда бўлади. Агар бирор металл бўлагини электр зарядланган жисм яқинига келтирсак, ундаги электронлар бир томон ўтиб, қарши томонида электронлар камаяди ва у мусбат зарядланади. Шу ҳолда икки қисмга ажратилган металлдаги мусбат ва манфий зарядларни бир-биридан ажратиш мумкин (таъсир билан зарядлаш ёки электростатик ҳодисани эсланг).



26- расм.

Аввал иккита *A* ва *B* металл цилиндрчаларни изоляция қилинган горизонтал ҳолда (26-расм) штативда ўрнатиб, уларни алоҳида-алоҳида электроскопларга ўрнатамиз. Электроскоп стрелкалари нолни кўрсатиб туради, цилиндрчаларни яқинлаштириб бир-бирига тегизганимизда ҳам электроскоплар нолни кўрсатади. Сўнгра бирор зарядланган шарчани яқинлаштирсак, ҳар иккала электроскоп ҳам заряд борлигини кўрсатади, уларнинг стрелкаси оғади, шу ҳолда иккита цилиндрчани бир-биридан узоқлаштирамиз, лекин электроскоп стрелкаси оғганича қолади. Бу тажриба кўрсатадики, келтирилган *B* шарча заряди мусбат бўлса, *A* металл цилиндрчанинг манфий зарядлари, яъни электронлари *B* томон ўтиб, мусбат зарядлари эса *B* цилиндрча томон кучади. *B* нинг электронлари *A* цилиндрчанинг мусбат зарядга яқин томонига ксчиб, унинг қарши томонидан кетиши билан ўрнини мусбат зарядланган зарралар эгаллайди. Кейин шу ҳолда мусбат зарядли *B* шарни цилиндрчадан узоқлаштирсак, мусбат ва манфий зарядли электроскопларнинг стрелкалари оғганича қолади. Бундан кўринадик, металлларда эркин электронлар бўлиб, ташқи

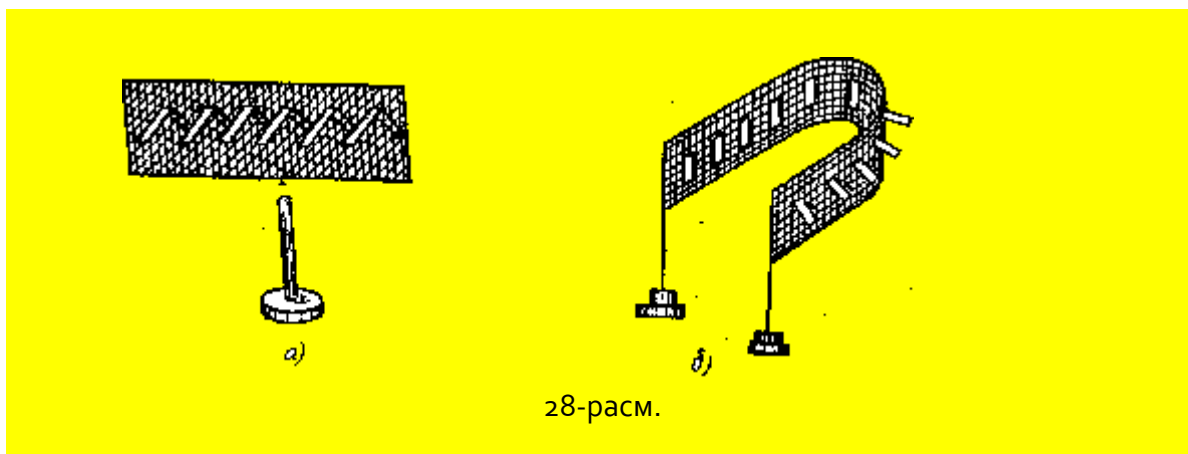
майдон таъсири металл-кристалл жисмдаги мусбат тугунлардан озод ҳолда бўлган электронлар, манфий зарядлар бир томон, мусбат зарядлар ўнга қарама-қарши томонда тўпланган бўлади. Агар A ва B цилиндрчалар мусбат зарядли B шар узоқлашгандан сўнг яқинлаштириб, бир-бирига тегизилса, уларнинг зарядлари нейтраллашиб, электроскоп стрелкалари нолни кўрсатади.



Демак, металл (ўтказгич)ларда эркин электронлар мавжуд бўлиб, ташқи майдон таъсирида майдон куч чизиқлари йўналишига қарши томон йўналишда ҳаракат қилишлари мумкин. Аммо металлга бир жинсли ташқи электр майдон таъсир этмаса, улар таркибидаги эркин электронларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли ток ҳосил бўлмайди. Бир исмли зарядлар (эркин электронлар) бир-биридан узоқлашади ва уларни металлнинг сиртига тўпланишга олиб келади.

Энди ўтказгичлар сиртида электр зарядларининг тақсимланишини қа-райлик. Бунинг учун изолятор дастали металл шарчадан фойдаланамиз. D изолятор устунчадаги кавак AB шаклдаги металл жисмни ўрнатиб, уни электрлаймиз (27-расм).

Сўнггра изолятор дастага ўрнатилган ва электроскопга сим орқали уланган C металл шарчани идиш деворининг турли жойларига тегизамиз. Алоҳида A га ёки алоҳида B нинг ички қисмига тегизиб, шарчанинг пружина-сим орқали уланган электрометр кўрсатишини кузатсак, кўрамизки, A да заряд кўп бўлгани учун стрелка кўпроқ ва B да заряд кам бўлгани учун стрелка камроқ оёади. Бундан заряд зичлиги A да катта, B да эса камлиги кузатилади.

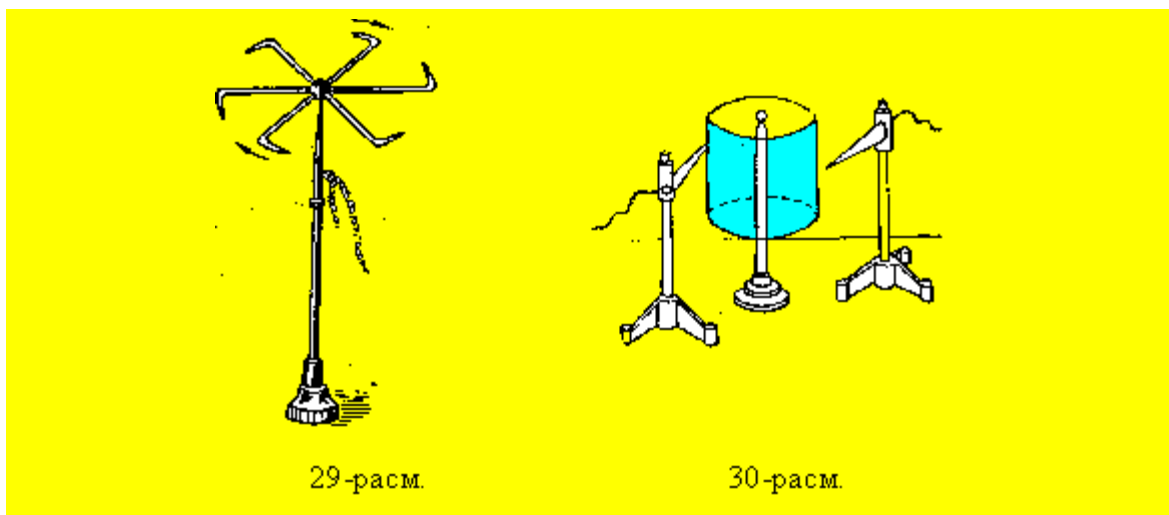


Агар жисм 28-расмда кўрсатилган сим тўр шаклида бўлса, тўрнинг ташқи сиртида заряд зичлигикатта, ички (ботик) қисмида кам. Жисмнинг

сирти камая бориб, симнинг учи кичик бўлса, зарядлар зичлиги шундай кўпаядики, ундан электронлар четга уча бошлайди. Буни Франклин парраги (ҳалтаги) айланишидан кузатамиз (29-расм).

Агар электрометрга уланган синов шарча C ни узиб олмасдан (27-расм) ташқи сирт бўйлаб сурилса, электрометр кўрсатиши — потенциал ҳамма жойда бир хил эканлигини кўрсатади.

Вертикал ўқнинг ингичка учида осилган енгил цилиндрнинг қарама-қарши томонидан яқинлаштирилган металл учларидан зарядларни учиб чиқиши натижасида электр шамол ҳосил бўлиб, цилиндрнинг айланма



ҳаракатини кузатиш мумкин (30- расм).

Булардан ташқари, металл тўр ичида заряд бўлмаслиги ҳодисасидан кузатувчини ёки баъзи асбобларни электростатик ҳимоя қилишларда фойдаланиш мумкин.

9-§. Диполь ва унинг электр майдони

Бир-биридан жуда кичик масофада жойлашган бир хил заряд миқдориغا эга бўлган, қарама-қарши ишорали иккита нуқтавий зарядлар системаси *диполь* дейилади. Диполь мусбат зарядини зарядлар оралиғига кўпайтмаси *диполь момент* дейилади. У *вектор катталик* бўлиб, зарядларни бирлаштирувчи *тўғри чизиқ*, яъни *диполь ўқи бўйича йўналган* бўлади:

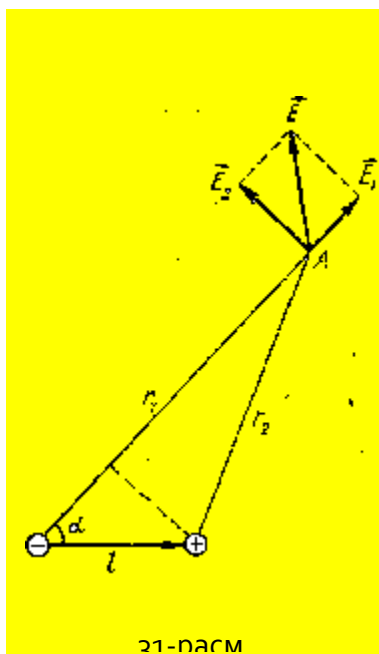
$$p = ql \text{ ёки } \vec{p} = ql \vec{l} \quad (1.36)$$

бу ерда $\vec{p}$ — диполнинг электр моменти, l — диполнинг елкаси (икки заряд оралиғи), q — унинг мусбат заряди.

Диполларни ўрганишдан асосий мақсад диэлектрикларни элементар диполлардан иборат деб қараб, электр ҳодисаларини ўрганишимизга асос бўлади.

Диэлектрикда ҳар бир ёлғиз олинган кристалл тугун (ион)ни диполь дейиш мумкин. Бу ҳолда диполнинг умумий электр майдони деганда

унинг ҳамма мусбат ва манфий зарядлари ўзларининг атрофидаги фа-зода мустақил электр майдонга эга, ихтиёрий исталган нуқтада диполь майдонининг кучланганлигини аниқлаш учун ҳар иккала муобат ва манфий зарядлар майдонларининг шу аниқланаётган нуқталардаги кучланганлигини топиб, сўнг суперпозиция принципига асосан кучланганликларнинг геометрик йиғиндисини олишга тўғри келади.



Фараз этайлик, X ўқи йўналишидаги узунлиги l бўлган диполнинг зарядлари $+q$ ва $-q$ бўлсин, координатаси $A(x, y)$ бўлган нуқтада r йўналишдаги кучланганлиги $\vec{E}_1$ ва унга тик йўналишдаги кучланганлиги $\vec{E}_2$ бўлсин (31-расм).

A нуқта координаталар системаси бошидан анча узоқда деб қарасак, q нуқтавий заряднинг r узоқликдаги кучланганлиги:

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

Биз кузатаётган A нуқта вакуумда бўлса, унинг кучланиши:

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 \cdot r_2} \quad (137)$$

31 - расмдан тақрибан $r_1 - r_2 = l \cos \alpha$, $r_1 r_2 = r^2$ деб олсак, (1.37) қуйидаги кўринишни олади:

$$U = \frac{ql \cos \alpha}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \alpha \quad (1.37a)$$

Кучланиш билан майдон кучланганлиги орасида $E = -\frac{\partial U}{\partial r}$ боғланиш мавжуд бўлганлиги учун майдон кучланганлигининг r йўналишдаги ташкил этувчиси:

$$E_1 = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 r^3} \cos \alpha \quad (1.38)$$

Унга тик йўналгани эса

$$E_2 = -\frac{\partial U}{r \partial \alpha} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sin \alpha \quad (1.38a)$$

бўлади.

Суперпозиция принципига асосан A нуқтадаги умумий кучланганлик

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1.39)$$

Унинг сон қиймати эса

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \alpha} \quad (1.39a)$$

(1.39a) дан кўринадики, олинган A нуқта диполь чизиғи бўйича олинган тўғри чизик устида бўлса, $\alpha=0$ бўлиб,

$$E = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.39б)$$

агар A нуқта диполь чизиғининг ўртасига тик $\alpha = \frac{\pi}{2}$ равишда олинган тўғри чизик устида бўлса,

$$E = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.39в)$$

ҳосил бўлади. Демак, диполь чизиғи йўналишида олинган нуқтадаги майдон кучланганлиги унга тик чизик устида олинган кучланганликдан икки марта катта бўлар эди.

10-§. Электр майдонда диполь

Бир жинсли (куч чизиклар параллел) электр майдоннинг диполга таъсирини қараб чиқайлик (32-а расм).

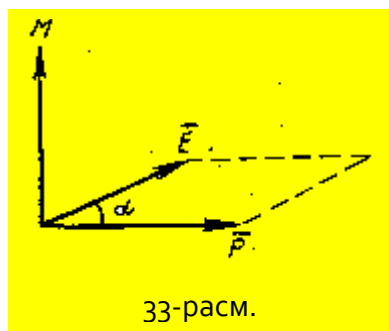
Бундай майдон фазода иккита параллел қарама-қарши исмли зарядлар билан электрланган текислик орасида бўлиши мумкин. Диполнинг ҳар бир q зарядига qE куч таъсир этади. Бу кучлар узунлиги l бўлган диполь зарядларига қарама-қарши йўналишда таъсир этиб (32-б расм), жуфт куч моменти M ҳосил бўлади. Агар диполь моменти ташқи электр майдон кучланганлиги билан маълум α бурчак ҳосил қилса, унга таъсир этувчи куч моменти (32-а расмдан) қуйидагича ифодаланади:

$$M = Fl \sin \alpha = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha \quad (1.40)$$

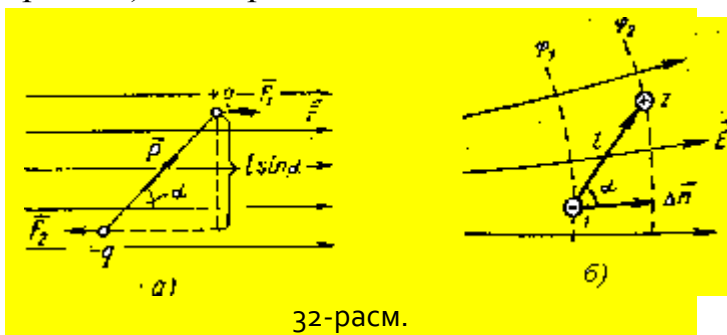
Бу тенгламадаги p —диполь моменти, $\alpha = \angle \vec{p}, \vec{E}$ —диполь моменти билан кучланганликлар орасидаги бурчак, M — куч - моменти, (1.40) куч моментининг сон қийматидир. Унинг вектор шаклда ёзилиши қуйидагича:

$$\vec{M} = [\vec{p}, \vec{E}] \quad (1.41)$$

Унинг йўналиши $\vec{p}$ ва $\vec{E}$ векторларга тик бўлиб, парма системасини ташкил қилади (33-расм).



33-расм.



32-расм.

Жуфт куч (F) диполнинг кучланганлик вектори йўналиши томон буришга интилади (32-а расм).

Диполь бир жинсли бўлмаган электр майдонга киритилганда, унинг эквипотенциал сиртлар орасидаги энергияси

$$W = -q\varphi_1 + q\varphi_2 = q(\varphi_2 - \varphi_1)$$

бўлиб, диполь узунлигини жуда кичик десак,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{d\varphi}{dn} \Delta n$$

ни ёзиш мумкин, бу ерда Δn эквипотенциал сиртга туширилган нормал, бунинг сон қиймати (32-б расм)

$$\Delta n = l \cos \alpha$$

$E = -\frac{d\varphi}{dn}$ ни ҳисобга олсак, $M = ql \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$ ни $M = p \frac{d\varphi}{dn} \cos \alpha$ деб ёзиш мумкин ёки энергия

$$W = -pE \cos \alpha = -\vec{p} \cdot \vec{E} \quad (1.42)$$

га тенг бўлади. Бир жинсли бўлмаган электр майдонда диполь маркази Δn масофага силжиганида бажарилган иш dA , унинг потенциал энергиясининг камайиши— dW га тенг, (1.42) формулани дифференциаллаб элементар иш ифодасини ҳосил қиламиз:

$$dA = dW = -pE \sin \alpha d\alpha + p \cos \alpha dE$$

Диполнинг силжиши кучланганлик йўналишида бўлгани учун $dE = \frac{dE}{dn} dn$

ва (1.40) ни ҳисобга олсак, юқоридаги тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$dA = -M d\alpha + p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha$$

Бундаги $dA_1 = M d\alpha$ жуфт куч момента таъсирида диполнинг айланишида бажарилган, $dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha$ диполнинг масса марказини dn га

$F = p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha$ куч таъсири остида кўчишида бажарилган иш; $\alpha = 0$ бўлганда, иш $dA_1 = 0$,

$$dA_2 = p \frac{dE}{dn} dn \cos \alpha$$

куч

$$F = p \frac{dE}{dn}$$

11-§. Диэлектрикнинг хоссалари ва қутбланиши

а) Диэлектрикнинг тузилиши.

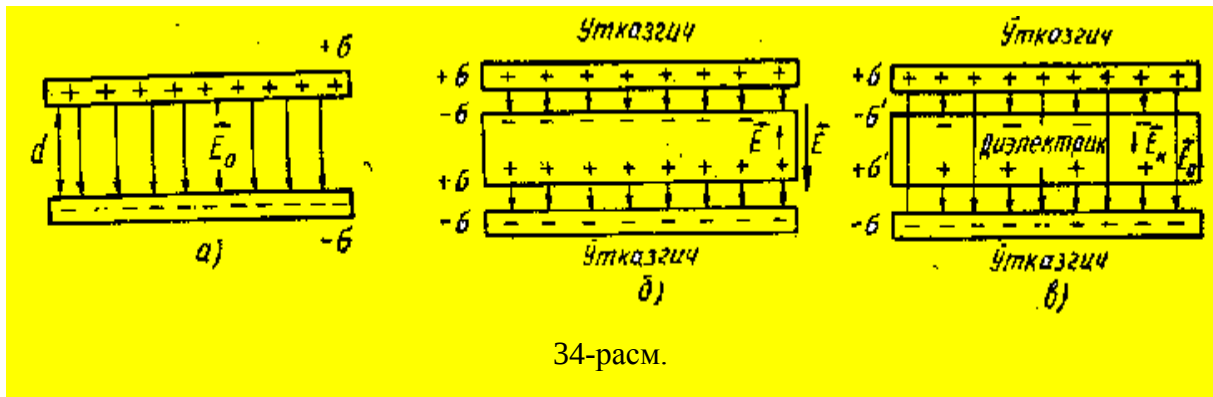
Баъзи жисмларда бўлган зарядлар орасидаги масофа атом ёки молекулалар оёлчами тартибида 10^{-10} м ёки яна ҳам кичик бўлса, улар орасидаги электр майдон кучланганлиги катта бўлади. Шундай тузилишдаги қаттиқ жисмларнинг баъзиларида кристалл тугунига (ядрога) боғланмаган эркин электронлар учрайди, булар металл ичида ихтиёрий ҳамма томонга эркин ҳаракат қила оладилар, бундай жисмлар *ўтказгичлар* дейилади. Булардан ташқари, шундай қаттиқ жисмлар борки, уларда эркин электронлар йўқ дейиш мумкин. Улардан ўтган тоқларни мавжуд бўлган ўлчов асбоблари орқали кузата олмаймиз. Бундай ўзидан электрни оетказмайдиган ёки ёмон ўтказадиган жисмларни *диэлектр (изолятор)лар* дейилади. Буларга ташқи электр майдон билан таъсир этсак ҳам ундаги электронлар ўз ўрниларида тебраниб, электр ўтказувчанлик рўй бермайди. Металларга нисбатан диэлектриклардаги электр ўтказувчанлик 10^{20} мартагача кам бўлади, абсолют изолятор йёк, ҳаво, соф сув, суюлтирилган кўпчилик газлар, суюк ҳаво, қаттиқ жисмлардан олмос, олтингугурт, кварц, слюда, шиша, резина, ипак ва ҳоказолар ҳам изолятор ҳисобланади.

Температура кўтарилиши билан металлларнинг электр оетказувчанлиги камайса, диэлектрикларда аксинча электр оетказувчанлиги ортади. Бу шуни кўрсатадики, нормал шароитдаги диэлектрикларнинг электрон ва ядролари ўзаро жуда катта кучланганлик билан шундай қаттиқ боғланганки, биз куйган кучланишга мос кучланганлик таъсирида электронлар ўз атом ёки молекуласидан ажралмайди. Шу муносабат билан диэлектрикнинг баъзи хоссаларини қараб чиқамиз.

б) Диэлектрикнинг қутбланиши.

Иккита бир-биридан d масофада ўзаро параллел оёрнатилган металл пластиналар мусбат ва манфий зарядланган бўлиб, пластиналардаги заряднинг сирт зичлиги σ_+ ва σ_- бўлсин. Улар орасидаги муҳит вакуум бўлса, мусбат зарядланган пластинадан электр майдон куч чизиқларининг ҳаммаси манфий зарядланган пластинага етиб боради. Бу ҳолда вакуумдаги электр майдон кучланганлиги $E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ бўлади.

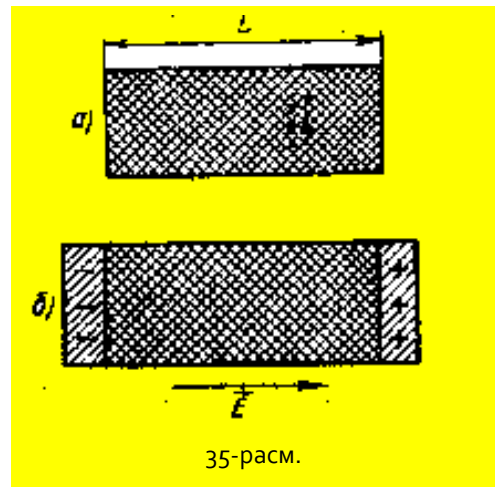
Агар вакуум оёрнида изоляцияланган металл оетказгич киритилса, унинг эркин электронлари σ_+ дан чиққан куч чизиқлари билан боғланиб, ўтказгичнинг σ_- томондаги сирти мусбат зарядланади ва шу зарядлар орқали σ_+ дан чиққан куч чизиқларга тенг куч чизиқлари σ_- пластинкага бориб етади (34-б расм), Металл ичида майдон бўлмай, σ_- га етган кучланганлик $E = E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon}$ бўлади.



34-расм.

Агар ўртадаги вакуум оєрнида диэлектрик бўлса (34-в расм), ташки электр майдон таъсирида диэлектрикни ташкил этувчи атом ёки молекулалар майдон бўйича силжиб тартибли жойлашади ва унинг икки томони мусбат ва манфий зарядланади (35-расм). Бу ҳодисага *диэлектрикларнинг қутбланиши* дейилади.

σ_+ дан чиққан куч чизикларининг бир қисми диэлектрикнинг тартибга тушган зарраларининг манфий зарядлари билан боғланиб, σ_- ли пластинага бориб етмайди, боғланмай колган куч чизикларигина манфий зарядланган пластинага бориб етади. Диэлектрикка боғланган куч чизиклар E_0 га тескари йсөналишда $E = \frac{\sigma'}{\epsilon \epsilon_0}$ кучланганликни ҳосил қилади. Диэлектрикдаги натижавий кучланганлик $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_\kappa$ бўлади. Иккинчи томондан σ_+ дан чиққан ҳамма E_0 кучланганлик электростатик индукцияга тенг, $\epsilon_0 E_0 = D$ шунинг учун



35-расм.

$$E = E_0 - E_\kappa, D = (E + E_\kappa) \epsilon_0$$

Агар диэлектр конденсатор қопламасига тегиб турса, σ_+ ва σ_κ , σ_- ва σ_κ заряд зичликлари бир-бирига жуда яқин бўладик, уларнинг биргаликдаги таъсири ўтказгич — диэлектр бир- биридан $\sigma' = \sigma - \sigma_\kappa$ сирт заряд зичлиги билан ажралиб турган бўлади. Бу зичликлар (зарядлар) га махсус номлар берилган: σ' — эффектив ёки умумий; σ_κ — боғланган ёки қутбланган; σ — ҳақиқий (аслида озод) заряд сирт зичлиги. Бу ерда σ' йиғинди электр майдонни аниқлайди, ҳақиқатан диэлектрикдаги ҳосил бўладиган майдон кучланганлиги:

$$\epsilon_0 E = D - \epsilon_0 E_\kappa = \sigma - \sigma_\kappa = \sigma'$$

Демак,

$$E = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}, \quad D = \sigma \quad (1.43)$$

Агар диэлектрик цилиндр шаклда бўлса, унинг элементининг асос юзини dS деб, ундаги заряд микдори $dq = \sigma_\kappa dS$ юзадаги заряд билан узунлик (цилиндр баландлиги) l нинг кўпайтмасига тенг деб олинса, цилиндрнинг электр моменти dM_i

$$dM_i = dq l = \sigma_\kappa l dS$$

бўлади. $l dS = dV$ цилиндр ҳажми бўлгани учун $dM_i = \sigma_\kappa dV$ ҳажм бирлигига тўғри келган электр моментига қутбланиш вектори p деб юритилади:

$$p = \frac{dM_i}{dV} = \sigma_\kappa \quad (1.44)$$

ҳажм бирлигига тўғри келган цилиндрнинг электр моменти сон жиҳатдан қутбланишдаги зарядларнинг сирт зичлигига тенг экан. Шундай қилиб, текшириш керак

$$E_\kappa = \sigma_\kappa = p \quad \text{ва} \quad D = \varepsilon_0 E + p. \quad (1.45)$$

Кўпчилик диэлектриклар учун қутбланиш вектори кучланганликка пропорционал $p = \chi E \varepsilon_0$, бундаги χ — электрланиш коэффициенти бўлиб, унинг қиймати диэлектрикнинг табиатига боғлиқ. Қутбланиш векторининг қийматини электр силжиши D ифодасига киритсак,

$$D = E \varepsilon_0 + \varepsilon_0 \chi E = \varepsilon_0 (1 + \chi) E \quad 1 + \chi = \varepsilon \quad \text{ва} \quad D = \varepsilon \varepsilon_0 E \quad (1.46)$$

бўлади. Биламизки, $\varepsilon = \frac{D}{\varepsilon_0 E}$ (1.43) ҳисобга олинса, $\frac{1}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0 E}{D} = \frac{\sigma'}{\sigma}$. Бу

муҳитнинг эффектив заряди σ' эркин (озод) σ зарядлардан неча марта кам эканлигини кўрсатади.

12-§. Электростатик индукция вектори

Вакуумда электростатик майдоннинг хоссаларини ўрганишда кучланганлик чизиклари тушунчасини киритиб, юзадан ўтаётган электр куч чизиклари векторининг оқимини Остроградский-Гаусс теоремасидан фойдаланиб чиқарилган эди. Уларнинг хусусиятлари шундан иборат эдики, кучланганлик чизиклари бўшлиқда бир хил зарядлардан иккинчи хил зарядларга узлуксиз равишда давом этади ёки чексизликка кетадилар. Аммо бу хусусият фақат эркин зарядларгагина тааллуқлидир, боғланган зарядларда бундай бўлмайди. Диэлектрикларнинг бўлиниш чегарасида боғланган $\sigma \pm \sigma'$ сирт зарядлар вужудга келиб, кучланганлик чизикларининг бир қисми шу зарядларда тугайди ёки улардан бошланади.

Демак кучланганлик чизиклари диэлектрикнинг бўлиниш чегараларида узлуксиз давом этмайди. Шунга мувофиқ бир жинсли бўлмаган

диэлектриклар учун Остроградский-Гаусс теоремасининг $N=q \int d\omega$ ёки ($N=ES$) кўриниши ўз маъносини йўқотади.

Бироқ, диэлектрик ичидаги электр майдонни характерлаш учун диэлектриклардан (бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган ҳам), яъни уларнинг бўлиниш чегараларидан узлуксиз равишда ўтувчи янги $\vec{D}$ векторни киритиш мумкин. Бу вектор **электростатик индукция вектори** дейилади, $\vec{E}$ диэлектрик ичидаги вектор билан қуйидагича боғланган бўлади:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

бунда ε -диэлектрик муҳитнинг $\vec{D}$ аниқланаётган нуқтадаги қиймати $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$ эканлигидан, $\vec{D}$ ни

$$\vec{D} = (1 + 4\pi\chi)\vec{E} = \vec{E} + 4\pi\chi\vec{E}$$

кўринишда ёзиш мумкин бунда $\vec{P} = \chi\vec{E}$ вектор қайд этилганидек қутбланиш векторидир. У ҳолда

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$$

$\vec{D}$ вектор ҳам диэлектрикда $\vec{E}$ вектор каби йўналган бўлади (кристалл диэлектрикларда $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ векторларнинг йўналиши мос келмайди). Бўшлиқда эса $\vec{D}$ ва $\vec{E}$ векторлар устма-уст тушади. Индукция векторининг чизиғи деб шундай чизикқа айтиладики, бу чизикнинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринманинг йўналиши индукция векторининг йўналиши билан устма-уст тушади. Чизикнинг йўналиши ҳар бир нуқтада индукция векторининг йўналиши шу нуқтадаги чизик йўналишига мос келади деб ҳисобланади. ўтказиладиган индукция чизикларининг сонини шундай шартга бўйсундира-мизки, индукция чизикларига тик бўлган ΔS_0 кичик юзачани кесиб ўтувчи ΔN чизиклар сонини ΔS_0 юзачага нисбати миқдор жиҳатдан индукция векто-рининг юзача соҳасидаги қийматига тенг бўлсин

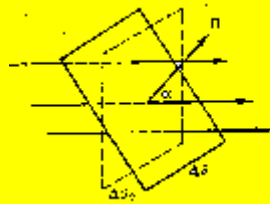
$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = D$$

Агар ΔS_0 юзани α бурчакка оғдирсак (36, а-расм),

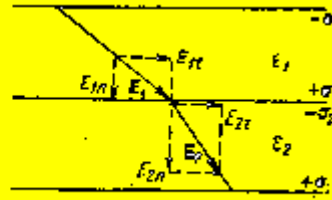
$$\Delta N = D\Delta S_0 = D\cos\alpha\Delta S = D_n\Delta S_0$$

D_n -индукция векторининг ΔS юзачага ўтказилган нормал йўналишига туширилган проекциясини билдиради, у ҳолда ΔN ΔS юзачадан ўтувчи индукция вектори оқимидан иборат бўлади. Чекли ўлчамдаги S юзадан ўтган тўлиқ оқим ΔN каби барча элементар оқимлар йиғиндисидан иборат бўлади:

$$N = \sum_{(S)} D_n \Delta S$$



36, а) расм.



36, б) расм.

Диэлектрикни кесиб ўтган индукция чизикларининг узлуксизлигини исбот қилиш учун диэлектрик доимийси ϵ_1 ва ϵ_2 бўлган икки ясси қатлам оламиз (36, б-расм). Эркин зарядларнинг E_0 майдон кучланганлик вектори диэлектрикнинг бўлиниш чегарасида бирор бурчак ҳосил қилсин. Бўлиниш чегараларининг биринчи диэлектрикда $\pm \sigma_1'$ боғланган сирт заряд зичлиги, иккинчисида $\pm \sigma_2'$ боғланган сирт зарядлар вужудга келади. Бу зарядлар биринчи диэлектрикда $E_1' = -4\pi\sigma_1'$, иккинчисида $E_2' = -4\pi\sigma_2'$ майдон кучланганлиги ҳосил қилади. Бу кучланганликлар диэлектриклар чегараларига тик бўлиб $\vec{E}_{0n}$ векторга тескари йўналган бўлади. Бу кучланганликлар $\vec{E}_0$ - (эркин зарядларнинг) нормал $\vec{E}_{0n}$ ташкил этувчисини сусайтиради холос. $\vec{E}_0$ нинг $\vec{E}_{0t}$ ташкил этувчиси биринчи ва иккинчи диэлектрикларда ўзгаришсиз

$$E_{0t} = E_{1t} \text{ ва } E_{0t} = E_{2t}$$

қолади. Натижада икки диэлектрик чегарасида эркин зарядлар ҳосил қилган майдон кучланганлигининг тангенциал (уринма) ташкил этувчилари бир диэлектрикли муҳитдан иккинчисига ўтганда узлуксиз ўтади. Нормал ташкил этувчилари эса

$$E_{1n} = E_{0n} - 4\pi\sigma_1' \text{ ва } E_{2n} = E_{0n} - 4\pi\sigma_2'$$

га тенг бўлиб, E_0 нинг нормал ташкил этувчилари узлуксиз ўтмайди-ўзгаради. Юқоридаги тенгликлардан қуйидаги келиб чиқади:

$$E_{1t} = E_{2t}$$

Боғланган зарядларнинг ва сирт зичликлари қутбланиш коэффициенти билан $\sigma_1' = \chi_1 E_{1n}$ ва $\sigma_2' = \chi_2 E_{2n}$ каби боғланишини назарда тутсак (8) ва (9) лар ёрдамида

$$(1 + 4\pi\chi_1)E_{1n} = E_{0n} \quad (1 + 4\pi\chi_2)E_{2n} = E_{0n}$$

муносабатларни ҳосил қиламиз:

$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$$

Демак электр майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси диэлектрикнинг бўлиниш чегарасида узилади. $\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$ тенглик $\vec{E}$ вектор учун чегаравий шарт бўлади. $\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon}$ ифодага кўра, икки диэлектрик учун

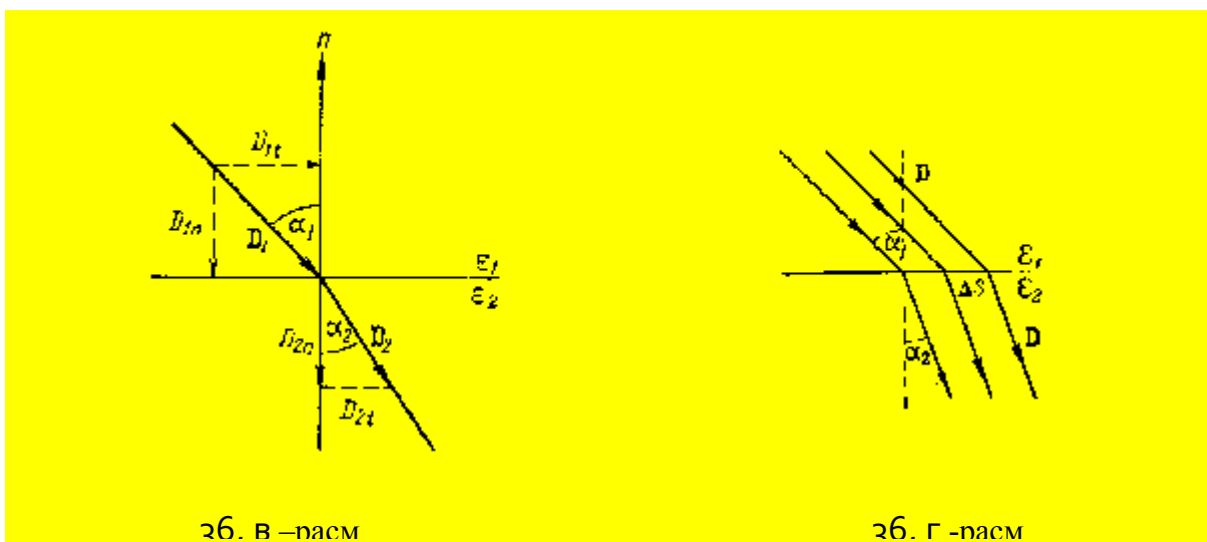
$$E_{1t} = \frac{D_{1t}}{\varepsilon_1} \quad E_{2t} = \frac{D_{2t}}{\varepsilon_2}$$

$$D_{1n} = D_{2n}$$

муносабатлар ўринли бўлади.

Икки диэлектрикнинг бўлиниш чегараларида индукция вектори $\vec{D}$ нинг нормал ташкил этувчиси бўлиниш чегарасидан ўтишда узлуксиз, тангенциал ташкил этувчиси эса узилишга эгадир. $D_{1n} = D_{2n}$ муносабат ни бўлиниш чегарасидаги индукция оқимининг тенглигидан ҳам келтириб чиқариш мумкин.

Икки диэлектрик узилиш чегарасида ε_1 ва ε_2 ларнинг нисбати $\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2}$



га тенглигини исбот қилишимиз мумкин.

Айтайлик $\vec{D}_1$ ва $\vec{D}_2$ индукция векторлари бўлиниш чегараларида нормал билан α_1 ва α_2 бурчак ташкил этган бўлсин (36, в-рasm).

Шаклдан

$$\tan \alpha_1 = \frac{D_{1t}}{D_{1n}}$$

$$\tan \alpha_2 = \frac{D_{2t}}{D_{2n}}$$

Бу тенгликлардан

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} \frac{D_{2n}}{D_{1n}}$$

Бундан $D_{1n} = D_{2n}$ бўлганлигидан $\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ га тенг бўлиб диэлектрик чегарасида индукция чизикларининг синиш қонунини ифодалайди. $D_{1n} = D_{2n}$ тенгликдан фойдаланиб икки диэлектрик муҳит чегарасидаги ΔS юзадан ўтаётган куч чизикларининг сони (36, г-рasm)

$$\Delta N_1 = D_{1n\Delta} \Delta S, \Delta N_2 = D_{2n\Delta} \Delta S$$

га тенг бўлиб $D_{1n} = D_{2n}$ га тенглигидан $\Delta N_1 = \Delta N_2$ эканлиги келиб чиқади, бу эса индукция вектори чизиқларининг D_{1n} ва D_{2n} ташкил этувчилари икки диэлектрик чегарасида узлуксиз ўтишини яна бир бор исботлайди.

Агар диэлектрик бир жинсли бўлмаса диэлектрикни фикран шундай юпқа қатламларга бўламизки, қатламлар ҳар бирининг чегарасида диэлектрикни бир жинсли деб қараш мумкин, индукция чизиқлари эса қатламдан қатламга узлуксиз ўтади.

Майдон нолдан фарқли бўлган фазони узлуксиз тўлдирувчи бир жинсли диэлектрикда $\vec{D}$ индукция вектори, эркин зарядларнинг $\vec{E}_0$ майдонидан фарқ қилмайди, чунки бундай диэлектрикда $\vec{E} = \frac{\vec{E}}{\epsilon}$ ва бундан $\vec{E} = \epsilon \vec{E} = \vec{D}$ бўлади. Диэлектрикдаги майдон учун Остроградский-Гаусс теоремасининг кўриниши ўзгаради. Қутбланган диэлектрик олиб, диэлектрик ичида олинган ихтиёрий ёпиқ S сиртдан ўтувчи кучланганлик оқимини ҳисоблайлик. Сирт ичидаги тўла q заряд диэлектрикка ташқаридан киритилган q' эркин заряддан ва диэлектрик қутбланганда вужудга келган боғланган заряддан ташкил топган бўлади:

$$\sum_{(S)} E_n \Delta S = 4\pi q = 4\pi(q_0 + q')$$

бунда n -сирт нуқталарига ўтказилган ташқи нормални билдиради. Бутун S сирт ичидаги ҳамма боғланган заряд

$$q' = -\sum_{(S)} \sigma' \Delta S = -\sum_{(S)} \chi E_n \Delta S$$

га тенг бўлади.

Бу ифодалардан қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\begin{aligned} \sum_{(S)} (E_n + 4\pi P) \Delta S &= 4\pi q_0 \\ \sum_{(S)} D_n \Delta S &= 4\pi q_0 \end{aligned}$$

Бу ифода диэлектрик учун Остроградский-Гаусс теоремасини ифодалайди, электростатик индукция векторининг ихтиёрий ёпиқ сиртдан ўтувчи оқими сирт ичидаги эркин заряднинг 4π га кўпайтирилганига тенг. Диэлектрик бир жинсли бўлмаса боғланган сирт зарядлардан ташқари ҳажмий боғланган зарядлар ҳам ҳосил бўлади.

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}$$

бу ерда $\vec{P}$ қутбланиш векторининг ҳар икки томонидан дивергенция олиб:

$$\begin{aligned} \text{div} \vec{D} &= \text{div} \vec{E} + 4\pi \text{div} \vec{P} \\ \text{div} \vec{E} &= 4\pi \rho \quad \text{div} \vec{P} = -\rho' \end{aligned}$$

эканлигини назарда тутсак

$$\text{div} \vec{D} = 4\pi(\rho - \rho')$$

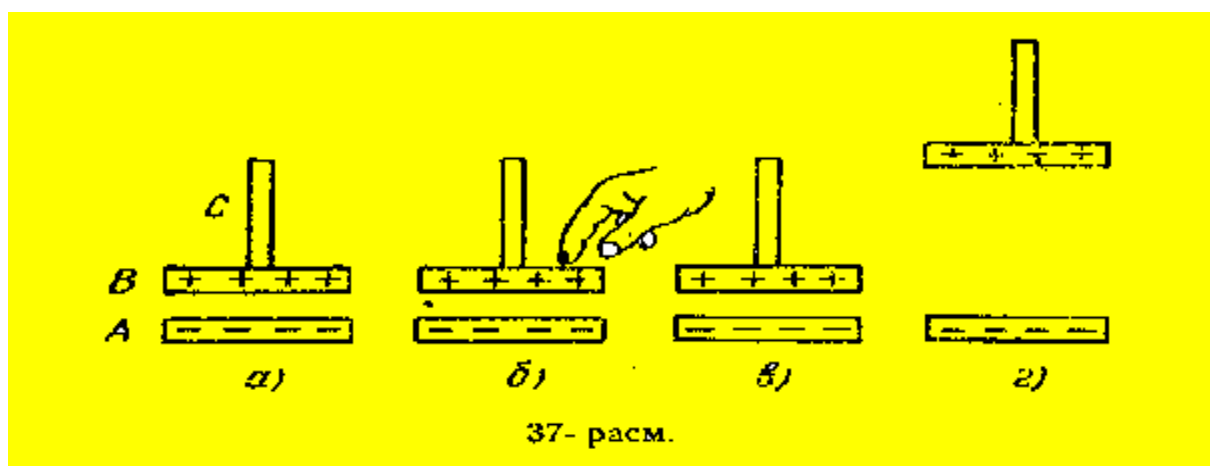
тенгликни ҳосил қиламиз, лекин $\rho_0 = \rho - \rho'$, бунда ρ_0 эркин зарядларнинг ҳажм зичлиги. Шундай қилиб,

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho_0$$

Демак $\vec{D}$ векторнинг дивергенцияси фақат эркин зарядларнинг ҳажм зичлиги билан аниқланади.

13- §. Электрофор машина

Вольта механик энергияни электр энергияга айлантириш учун таъсир



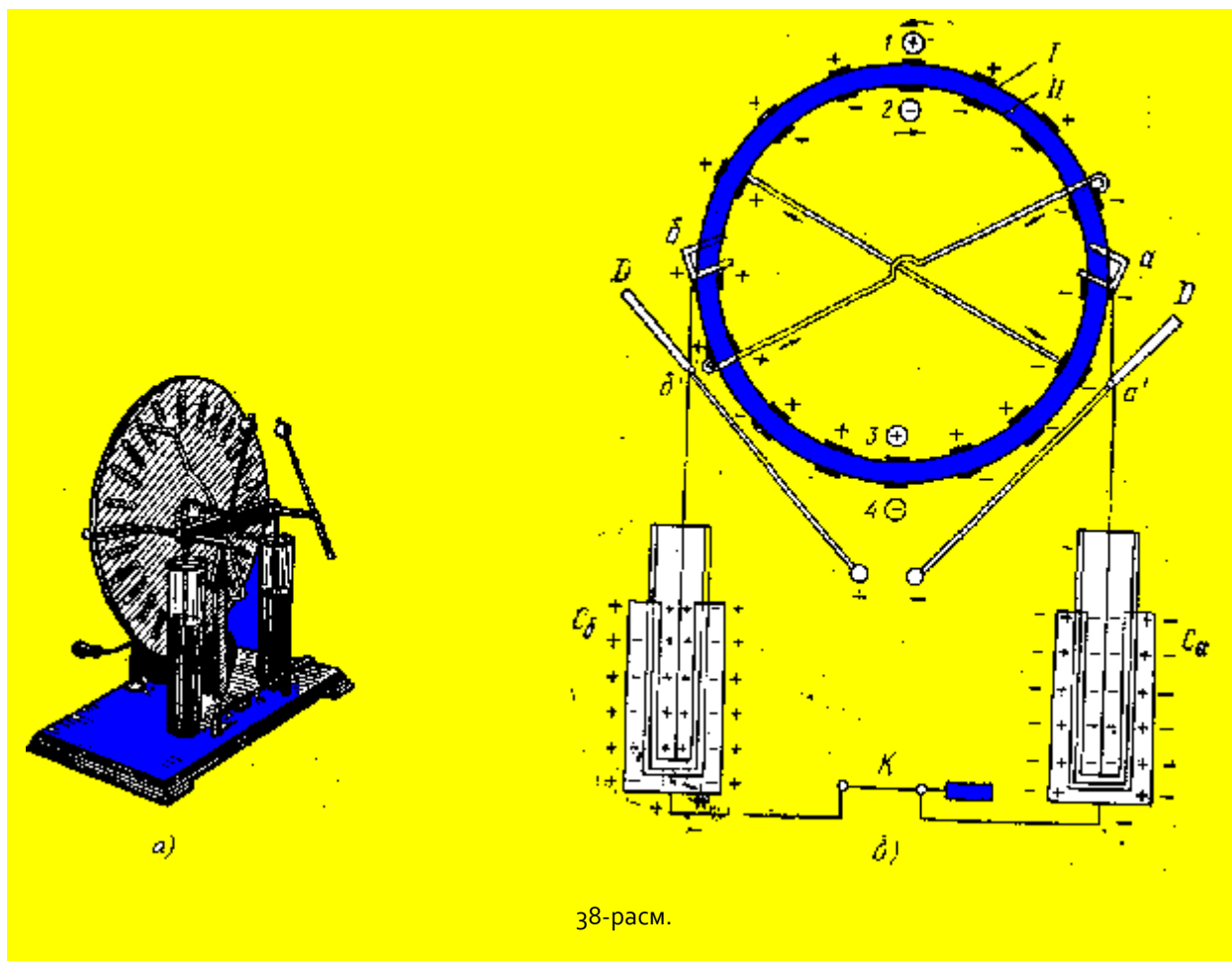
усули билан электрлаш ҳодисасидан фойдаланган. Манфий зарядли диэлектрик (шиша, эбонит....) дан ясалган A дискка ушлайдиган C дастали диэлектрдан иборат B металл диск яқин келтирилса, дарҳол унинг манфий зарядлари даста томон четланиб мусбат зарядлари A даги манфий зарядлар билан боғланади (37-а расм). Шу улда бармоқни металл дискка тегизсак, B нинг ташқи сиртдаги манфий зарядлар ерга ўтиб (37-б расм) фақат A га боғланган мусбат зарядлар қолади (37-в расм).

Шу ҳолда (37-в расм) C дастави ушлаб, B дискни узоқлаштирсак, ундаги мусбат зарядлар эркин ҳолда ажралганича қолади (37-г расм). Таъсир усули билан олинган ундаги заряднинг мавжудлигини, уни электроскоп шарчасига тегизганимизда, электроскоп япроқчаларининг оғишини кузатиб тасдиқлаймиз. Таъсир электростатик индукция усули билан заряд олувчи бу асбоб электрофор дейилади. Шу усулда заряд олувчи машиналардан бири *Уимшерстнинг электрофор* ёки *электростатик машинаси*дир (38-а расм).

Бу машина сирти шеллак лаки билан буялган плексиглас, шиша, эбонит ва бошқа изоляцияланган иккита I ва II дискдан иборат бўлиб, улар горизонтал умумий ўқда ўзаро параллел ўрнатилган ҳолда қарама-қарши томонга айланади. Ҳар бир дискнинг ташқи томони юзига юпқа металл япроқчалари (38-б расмда кўрсатилганча) тенг масофада ёпиштирилади. Шу диск қирраларининг қарама-қаршисида ички томонлари арра тишли икки учли вилка — a ва b металл стерженлар изоляцияланган ҳолда асбоб ўртасидаги устунчада ўрнатилиб унинг бу тишлик учлари иккита дискнинг ташқи томонидан деворига тегмаган ҳолда яқин жойлашган: a вилканинг D дастасидаги a' нуктадан цилиндрик C_a конденсаторнинг ички

қопламасига, иккинчидан у изоляцияланган дастали, учига шарча ўрнатилган стерженга уланган.

Электростатик Уимшерст машинасини ишлатиш учун, аввал, тинч ҳолатда металл япроқчалардан бирортасини мусбат ёки манфий заряд билан электрлаш керак. Мисол учун *I* дискнинг ташқи япроқчаларидаги 1- номерлигини мусбат зарядласак, у ўз таъсири билан қаршисида турган *II* дискдаги 2- номерли япроқчани манфий ва шу диск туби томондаги 3- номерли япроқчани мусбат зарядлайди, бу 3- номерли мусбат заряд ўз



таъсири билан қаршисида турган *I* дискдаги 4-номерли япроқчани манфий ишорали заряд билан зарядлайди.

Энди бу машинада заряд тўплаш учун ҳозирча фақат *II* ни (расмда ичкаридаги) соат стрелкаси бўйича айлантира бошлайлик. Бунда унинг ҳамма япроқчалари *I* дискнинг 1- номерли япроқчасидаги мусбат заряд таъсирида манфий заряд (электронлар) билан электрланиб, вилка-стержен тишлари *a* гача етгач, қисман сакраб, унга учиб ўтиши билан конденсаторнинг ички қопламасини манфий заряд билан электрлайди. Шу *II* дискнинг ост томонидаги мусбат зарядли 3-номерли япроқчалар ўз таъсири билан қаршисида турган *I* дискдаги 4- номерли япроқчани манфий заряд билан электрлайди. Бу ҳолда энди биз *II* дискни соат стрелкасига қарши ҳаракатга келтирамиз, ундаги 4- номерли

япроқчалардаги манфий зарядлар ўша биринчи C_a конденсаторнинг ички қопламасига уланган - вилканинг тишли учига етиши билан қисман сакраб, вилка тишларига ўтадилар. Шундай қилиб, биринчи C_a конденсаторнинг ички қопламаси ҳар иккала дискдан манфий зарядлар билан электрланади.

Конденсаторнинг ички қопламасида тўпланган манфий зарядлар билан ташқи қопламасининг ички сиртидаги мусбат зарядлар боғланиб, манфий зарядлардан узоқлашган унга тенг манфий зарядлар шу қопламанинг сиртига чиқиб тўпланади. Бу ташқи сиртдаги манфий зарядлар ўз таъсири билан энди конденсаторнинг ички қопламасига япроқчалар орқали яна келиши мумкин бўлган манфий зарядларни итариб, ортиқча тўпланишга қўймайди. Конденсатор C_a даги ташқи қопламанинг ички сирти мусбат зарядланган бўлиб қолади-ю, аммо бу мусбат зарядлар ўз навбатида конденсаторнинг ички қопламасига вилка тишлари орқали кўчиб келган манфий зарядлар билан конденсаторнинг қопламалари орасидаги электр майдон орқали боғланиб, нейтраллик ҳосил қиладилар. Конденсаторнинг ташқи сирти ер билан уланса, ундаги электронлар ерга ўтиб, япроқчалардан келадиган манфий зарядлар, энди тўсувчи куч таъсири бўлмагани учун, ички қопламага ўтиб кўпроқ тўплана оладилар, қопламалар орасида электр майдон кучланганлиги янада ортади. Зарядларнинг кўпая бориши билан кучланиш ҳам бир неча минг вольтларга кўтарилади. Аммо чексиз кўтара олмаймиз, конденсатор қопламалари орасидаги диэлектрик муҳит – модданинг тешилишигача 50000, ҳатто 100000 вольтгача кўтарилиши мумкин.

Агар биз I дискни мусбат зарядли япроқчалари билан соат стрелкасига қарши томон айлантирсак, у иккинчи C_b конденсаторнинг ички қопламаси билан уланган b вилка учларидаги тишларигача яқинлашиб етади, тишлардаги электронларнинг бир қисми сакраб учиб, мусбат япроқчаларга ўтиши туфайли конденсаторнинг ички қопламаси мусбат ишорали заряд билан электрланади.

Агар бир вақтда ҳар иккала диск қарама-қарши айлантирилса, бу конденсаторнинг ички қопламаси I ва II дисклардаги мусбат зарядли иккала томондан келган мусбат япроқчаларга b вилка тишлари орқали электронларини учуриб, икки томонлама мусбат электрланади. Бу тўпланган зарядларни мувозанатда сақлаш учун C_b даги иккинчи ташқи қопламанинг ички ва ташқи сиртида мусбат зарядлар тўпланади. Бу C_b конденсатор ташқи қопламасининг ташқи сиртидаги мусбат зарядлар ўз тортиш кучлари таъсирида ички қопламадан электронларнинг учиб кетиб, ички қопламанинг мусбат зарядланишига тўсқинлик кўрсатади. Агар ташқи қопламанинг ташқи сиртини ер билан уласак, бунда унга ердан электронлар келиб, шу сиртдаги мусбат зарядларни мувозанатлайди, қопламалардаги мусбат ва манфий зарядлар ичкарида ўзаро боғланиш билан нейтралланишлари натижасида I ва II дисклардаги мусбат зарядли

япроқчаларга конденсаторнинг ички қопламасидан электронлар сакраб чиқиши ортиб, ундаги электр майдон таъсири орта боради. Шу билан бир вақтда, қопламалар орасидаги электр майдон кучланганлиги то қопламалар юрасидаги диэлектрик тешилишигача энг катта қийматга эришади. Машина дискларини шу тартибда айлантира бориб, тўпланадиган зарядлар миқдорини кўпайтириш учун конденсаторлар системасидаги мусбат ва манфий зарядлар ўзаро қаттиқ боғланган ва зарядларнинг тўпланишига тўсқинлик ҳам бўлиши керак. Бу мақсадга эришиш учун электрофор машинасидаги конденсаторлар ташқи қопламаларнинг ташқи сиртларидаги мусбат ва манфий зарядлар ўтказгич орқали тагликнинг конденсатор яқинида тик ўрнатилган иккита калта стерженга шу тагликнинг ост томонидан келтириб, ўтказгич билан бирига уланади. Амалда бу стерженларнинг ташқарига чиқиб турган учларидаги тешикчалардан изолятор дастали ингичкароқ ўтказгич K стержень орқали улар нейтраллаштирилади. Шундай қилиб, иккала конденсаторлар ташқи қопламаларининг мусбат ва манфий зарядли ташқи сирти ўзаро уланиб нейтраллашади, ҳар бир конденсатордаги қопламаларнинг ички сиртидаги мусбат ва манфий зарядлар ҳам қопламалар орасидаги диэлектрик билан ажралган ҳолда нейтраллашиб, улар орасида катта кучланиш сақланади.

Конденсаторнинг электр сиёими C шу конденсатор учун доимий $C = \frac{q}{\Delta\varphi}$

ва бундан $\Delta\varphi = \frac{q}{C}$ бўлиб, тўпланган заряд q ортган сайин конденсаторлар орасидаги потенциал айирма $\Delta\varphi$ бир неча 10 минг вольтгача кўтарилади.

Конденсаторлар уланган стержень шарчалари орасидаги масофа 1 см бўлганда кучланиш 30000 вольтга эришса, улар орасида яшин (чақмоқ) ҳосил бўлади.

Юқоридаги айтилганларга қўшимча электрофор машина дискларининг ҳар иккала орқа томон девори яқинига учлари сим шчёткали иккита металл стерженлар ўрнатилган. Диск айлантирилганида ундаги япроқчалар ана шу шчёткаларга тегиб ўтади Гап шундаки, дискнинг айланишида унинг манфий зарядли япроқчалари вилкага яқинлашганда ундаги электронларнинг ҳаммаси a вилка тишчаларига сакраб улгурмайди, бир қанча электронлар, яъни манфий зарядлар япроқчаларда қолади. Ана шу ортиб қолган манфий зарядларни ерга улаб юборсак, заряд қолмайди ва япроқчанинг зарядсиз ҳаракати давом этишида II дискдаги манфий зарядлар таъсирида бу япроқчалар энди мусбат зарядланади. Шундай қилиб, II диск ўзининг биринчи ярим айланишида a тишчаларга ортиқча электронлар билан келиб, C_a конденсаторни манфий зарядласа, C_b конденсаторга мусбат заряд билан бориб, конденсаторнинг ички қопламасидан b тишчалар орқали электронларни ўзига тортиб олади. C_b конденсаторнинг электронлари камайган ички қопламаси мусбат зарядланган бўлади. Бу ерда бўладиган ҳодиса натижасида тишчалардан

сакраб мусбат зарядли япроқларга қўнган электронлар ундаги ҳамма мусбат зарядларни мувозанатга келтира олмайди, мусбат зарядларнинг маълум бир қисми япроқчаларда ортиб қолади. Бу қолган мусбат заряд билан ҳаракат давом этса, бу япроқчалар то мусбат зарядлар йўқолмагунча янгидан манфий заряд, билан электрламайди. Қолган мусбат зарядларни ерга уласакгина ердан келган электронлар япроқчадаги қолди мусбат зарядларни тўлиқ нейтраллаб бергач, кейин ҳаракат давомида бу нейтрал япроқчалар таъсир билан манфий зарядланади ва дискнинг айланиш давомида зарядланиш жараёни такрорлана беради. Бу машинани ихтиро қилган Уимшерст I дискнинг қарама-қарши томонларидаги бир томондан ортиқча манфий зарядларни, иккинчи томондан мусбат зарядларни ерга улаш ўрнига, битта стерженнинг икки учидаги шчёткалари орқали япроқчалардаги ортиқча мусбат ва манфий зарядларни улаб, япроқчаларнинг a ва b тишчалар ёнидан ўтиш пайтида манфий зарядли шчёткадан электронлар стерженнинг иккинчи учидаги мусбат зарядли шчёткага ўтиб, уларни доимий нейтралланишини таъмин қилган. Шундай қилиб, бу икки учи шчёткали стержень ишқалаш билан электрлаш учун эмас, балки ортиқча мусбат ва манфий зарядларни нейтраллаштириш учун хизмат қилади. Бу юқорида айтилган ҳодисалар I диск орқасида ҳам айнан такрорланади, аммо шчёткали стерженларнинг вазифаси бу ерда ҳам мусбат ва манфий зарядларни нейтраллашдан иборат. Бу ерда ишқаланиш билан электрлаш ҳодиса йўқлигини унутмаслик керак. Машина таъсир (индукция) билан электрлашга асосланган.

Бундай тажрибаларни нисбий намлиги мумкин қадар камроқ ва иссиқроқ аудиторияларда ўтказиш зарур. Акс ҳолда тўпланган зарядлар ҳавода тарқалиб тажриба чикмайди.

14- §. Диэлектриклар учун Остроградский - Гаусс теоремаси, унинг интеграл ва дифференциал шакллари

Юқорида (4-§ да (1.18) формула) ўтилган Гаусс теоремасида кучланганлик векторлар оқими билан танишганда, Гаусснинг вакуум учун интеграл шаклдаги

$$N_E = \oint E dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.46)$$

тенгламасини кўрган эдик. Муҳит таъсири ҳисобга олинмаган эди. Энди диэлектрик учун ҳам шу тенгламани олиш мумкин, аммо энди майдон ҳосил. килувчи q зарядга диэлектрикнинг қутбланиши туфайли ҳосил бўладиган q_k зарядлар атрофидаги майдонни ҳам ҳисобга олишга тўғри келади, яъни

$$\oint E_{\text{мул}} dS = \frac{q + q_k}{\epsilon_0} \quad (1.47)$$

Қутбланиш заряди диполининг электр моменти p ҳисобга олинса,

$$q_k = -\oint P_n dS = -\oint \vec{P} d\vec{S} \quad (1.48)$$

бўлиб,

$$\oint (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) d\vec{S} = q$$

келиб чиқади.

$(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})$ ифода электр индукция вектори деб аталади ва $\vec{D}$ орқали белгиланади:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.49)$$

Бу ҳолда

$$\oint D_n dS = q \quad (1.49a)$$

Электр куч чизиклари ўтаётган юзага туширилган ташқи нормал ўқнинг манфий томонига йўналган бўлса, бунда бу сиртдан ўтган $\vec{E}$ вектор оқими — $E_x(x)dydz$ бўлади. Унга карши сирт орқали ўтган оқимни $E_x(x+dx)dydz$ деб ёзсак бўлади. Ҳар иккала оқимнинг йиғиндиси

$$[E_x(x+dx) - E_x(x)]dydz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz = \frac{\partial E_x}{\partial x} dV \quad (1.50)$$

бўлади. Бунда $dx dy dz = dV$ ҳажм элементи.

(1.50) ифодани бошқа du ва dz ўқлар бўйича ёзсак, параллелепипеднинг ҳамма юзасидан ўтган умумий оқим йиғиндиси

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dV = \text{div} \vec{E} \cdot dV \quad (1.51)$$

бўлиб, бундаги

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

электр майдон кучланлигининг *дивергенцияси* деб олинган. У вақтда Гаусс теоремаси бўйича берк сиртдан ўтган тўлиқ оқим $\oint E dS = \frac{q}{\epsilon_0}$ зарядни ҳажм ва ҳажм зичлиги орқали ифодасини олсак, шу оқимнинг ўзи

$$\frac{q}{\epsilon_0} = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \quad (1.52)$$

бўлади (1.51) ра (1.52) ларни бирлаштирсак,

$$\text{div} \vec{E} dV = \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \quad (1.53)$$

бундан

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.54)$$

(1.49a) тенглама дифференциал шаклда

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (1.55)$$

ёзилиши мумкин, бу ерда ρ —эркин зарядларнинг ҳажмий зичлиги.

Демак, берк сирт орқали ўтган индукция вектор оқими $\vec{D}$ фақат эркин зарядлар орқали ифодаланар экан. Бу (1.49a) тенглик диэлектриклардаги электр майдон учун Остроградский—Гаусс теоремасини ифодалайди. Вакуумда $\vec{E}$ ва $\vec{D}$ векторлар бир хил ифодага эга.

(1.49) тенгламадан $\vec{D}$ нинг қийматини (1.55) га қўйсак, $\operatorname{div} \vec{E} = \rho - \operatorname{div} \vec{p}$ ҳосил бўлади. (1.48) ни эътиборга олсак, $\operatorname{div} \vec{E} = \rho + \rho_\kappa$ кўринишда ёзиш мумкин.

15-§. Электр сиёим

Биз бирор ўтказгич парчасини зарядлаганимизда бу зарядлар Кулон кучи таъсири остида бир-бирларидан узоқлашиб, ўтказгичнинг сиртида тақсимланади. Ана шу Кулон кучларини енгиб q зарядларни кўчириш учун қандайдир A ишни бажарилади. Бу ҳолда заряд бирлигига тўғри келган иш миқдори билан ўлчанадиган ўтказгичнинг сирт потенциали $\varphi = \frac{A}{q}$ мавжуд

бўлади. Заряд миқдори q ортган сайин ўтказгич потенциали ҳам орта боради. Бу ҳодисани характерлаш учун *электр сиёим* деган тушунча киритилган.

Зарядсиз ўтказгичнинг потенциали $\varphi=0$ бўлса, унга q заряд берилганда унинг потенциали $d\varphi > 0$ гача кўтарилади, $\frac{q}{\Delta\varphi}$ нисбат билан ўтказгичнинг потенциалини потенциал бирлигига кўтариш учун керак бўлган электр миқдорининг сон қийматини биламиз, ана шу $\frac{q}{\Delta\varphi}$ катталики «*электр сиёим*»— C деб олинган

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} \quad (1.56)$$

Умуман айтганда, электр сиёим сўтказгич катталигига, унинг геометрик шаклига, жисмнинг бошқа жисмлар билан ўзаро жойлашишига ва муҳитнинг диэлектрик хусусиятига боғлиқ бўлиб, ўтказгич ясалган модда табиатига боғлиқ бўлмайди.

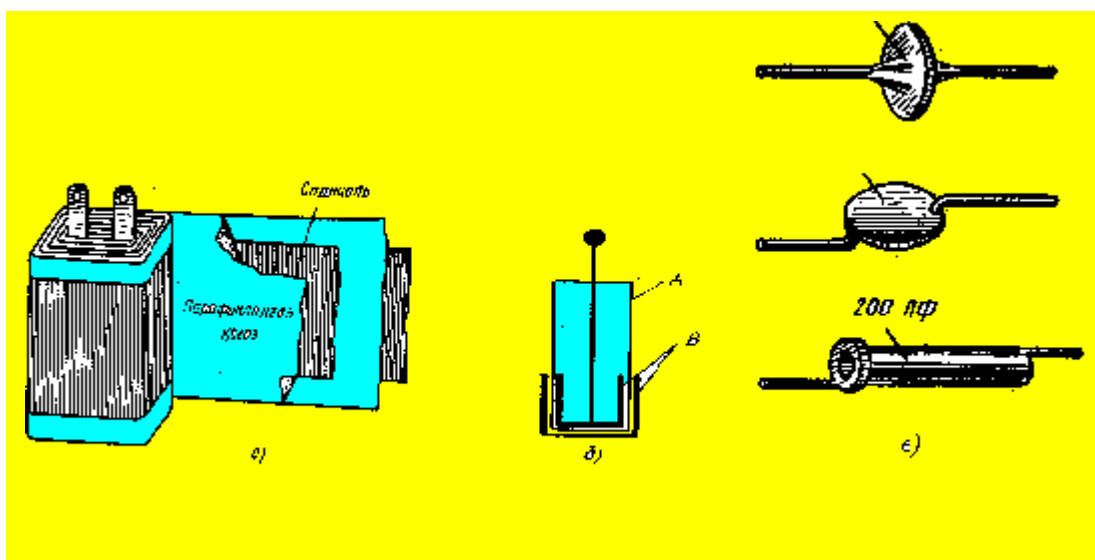
СИ да ўтказгичга бнр кулон электр заряд берилганда, унинг потенциали бир вольтга кўтарилса, бу сўтказгичнинг электр сиёими амалий бирлик этиб қабул қилинган ва бу бирликни бир *фарада* (1 Ф) дейилади, яъни

$$C = \frac{1 \text{ Кл}}{1 \text{ В}} = 1 \text{ Ф}$$

Яккаланган ўтказгичга q заряд берганимизда унинг потенциали нолдан маълум бир φ қийматга кўтарилади. Сиҳим бирлиги сифатида амалда микрофарада ва пикофарадалардан фойдаланилади:

$$1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \text{ Ф}.$$

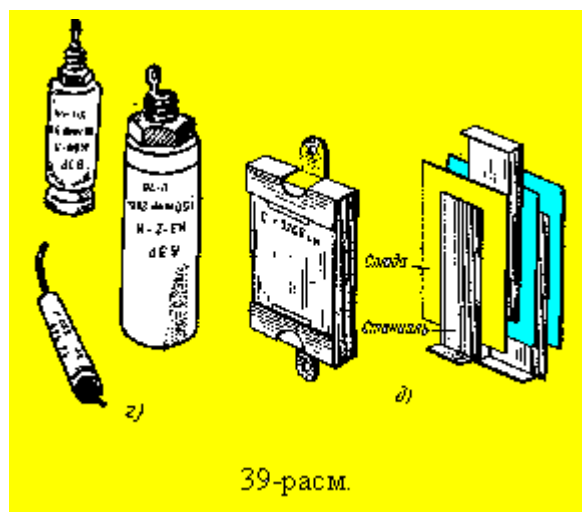
$$1 \text{ пкФ} = 10^{-12} \text{ Ф}.$$



16- §. Конденсаторлар ва уларнинг сиҳими

Конденсатор деб, бир-биридан диэлектрик билан ажратилган икки ўтказгичдан иборат системани тушунамиз. Конденсаторлар ясси, цилинрик (масалан, Лейден банки), сферик ёки бошқа хил шаклларда бўлиши мумкин (39-расм).

Бундан ташқари, 40-расмда кўрсатилгандек ўзгарувчан электр сиҳимли конденсатор ҳам ишлатилади.



39-расм.

1) Ясси конденсаторнинг электр сиҳими.

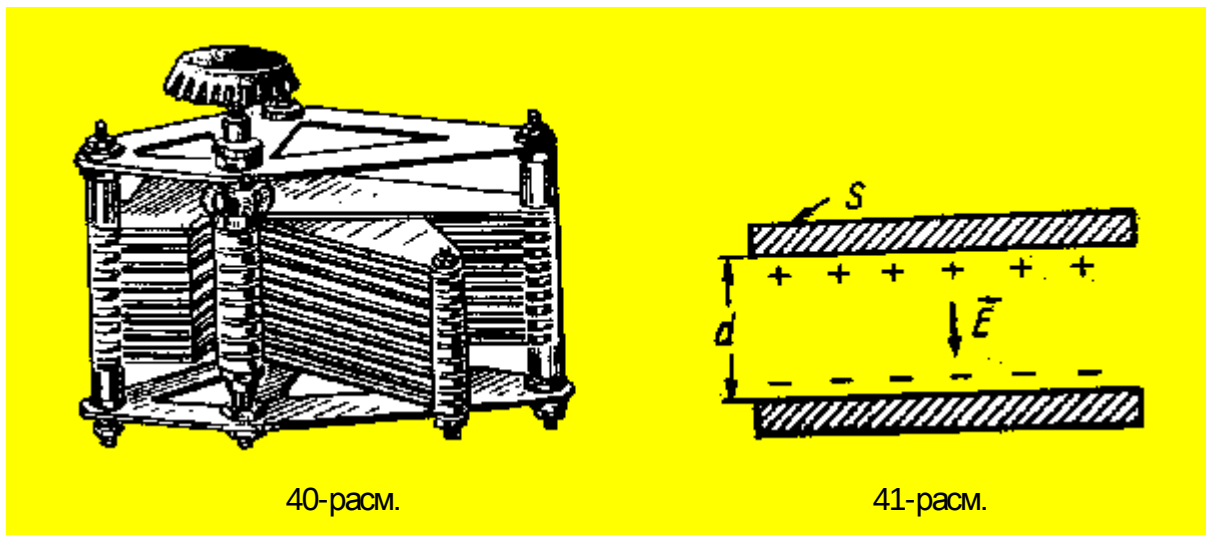
Ясси конденсатор (41-расм) пластиналари оралиғи d ва S юзли пластинадаги электр миқдори $q = \sigma S$ (бундаги σ -заряднинг юза зичлиги),

$$\epsilon\epsilon_0 E = \sigma \text{ ва } E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}. \text{ бўлгани учун } \sigma = \epsilon\epsilon_0 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}, \text{ бундан } q = \epsilon\epsilon_0 S \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$$

бўлиб, $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$ тенгламага q нинг қиймати қўйилса. СИда

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (1.57)$$

келиб чиқади. Демак, ясси конденсаторнинг электр сиџими пластиналар қопламасининг юзига, муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлар экан.



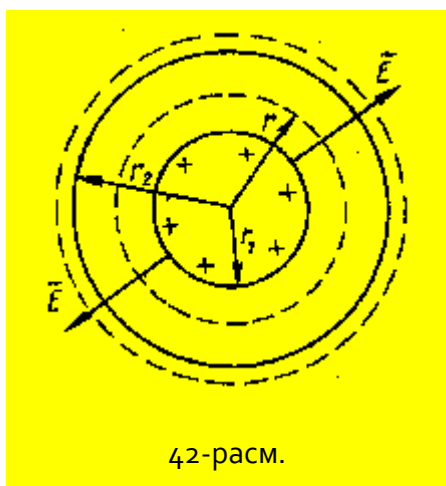
40-расм.

41-расм.

2) Шарнинг электр сиџими

Зарядланган шар электр майдонининг кучланганлиги $E = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}$ эканлигини юқоридаги параграфда кўрган эдик. Бундай майдоннинг потенциали $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$ ва иккинчи томондан $q = C\varphi$ бўлгани учун

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r \quad (1.57a)$$



42-расм.

3) Сферик конденсаторларнинг электр сиџими.

Бир умумий марказга эга бўлган турли радиусли металлдан ясалган икки сферик сирт оламиз. Бир сферик сиртда мусбат зарядлар ва иккинчисида манфий зарядлар текис тақсимланган бўлсин, улар орасидаги электр майдон кучланганлик вектори радиуслар бўйича йўналган бўлади.

Конденсатор радиуслари r_1 ва r_2 бўлса (42-расм), улар орасидаги биронта ихтиёрий r радиусли сферик сирт учун $\frac{E_1}{E} = \frac{r^2}{r_1^2}$ бўлиб, бундан $E = \frac{r_1^2}{r^2} E_1$. Иккиичи томондан $d\varphi = E dr$. Бу тенгламани r_1 ва r_2 орасида интегралласак,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} d\varphi = \int_{r_1}^{r_2} E dr = E_1 \left(r_1 - \frac{r_1^2}{r_2} \right) = E_1 r_1 \left(1 - \frac{r_1}{r_2} \right) = E_1 r_1 \frac{r_2 - r_1}{r^2} \quad (1.58)$$

булиб, E_1 ўрнига $\frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$ — ни қўйсак,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma r_1}{\varepsilon \varepsilon_0 r^2} (r_2 - r_1) \quad (1.58a)$$

Ички сферик сиртдаги q заряд эса

$$q = r_1^2 \sigma 4\pi \quad (1.59)$$

бўлади. (1.58) ва (1.59) тенгламаларга асосан электр сиёими

$$C = 4\pi \varepsilon \varepsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (1.60)$$

бўлади.

Агар $r_1 \rightarrow \infty$ бўлса, (1.60) электр сиёими қуйидагича ифодаланади:

$$C = 4\pi \varepsilon \varepsilon_0 r_1 \quad (1.60a)$$

вакуумда эса

$$C = 4\pi \varepsilon_0 r_1 \quad (1.60b)$$

4) Цилиндрик конденсаторнинг электр сиёими

Радиуси r_1 бўлган цилиндрни радиуси r_2 бўлган иккинчи бир цилиндр ичига коаксиал равишда сирнатиб, уларни маълум манфий ва мусбат потенциалгача зарядласак, ички ва ташқи цилиндрларда тенг электр зарядлар тақсимланади (43-расм).

СГСЭ бирликлари системасида радиуслар r_1 ва r_2 бўлган цилиндрик сирт орасида электр майдон кучланганлигининг потенциал билан боғланиши

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (1.61)$$

бўлиб, иккинчи томондан узунлиги (баландлиги) l бўлган цилиндр учун майдон кучланганлиги:

$$E = \frac{2q}{\varepsilon \varepsilon_0 r l} = \frac{2\eta}{\varepsilon \varepsilon_0 r} \quad (1.62)$$

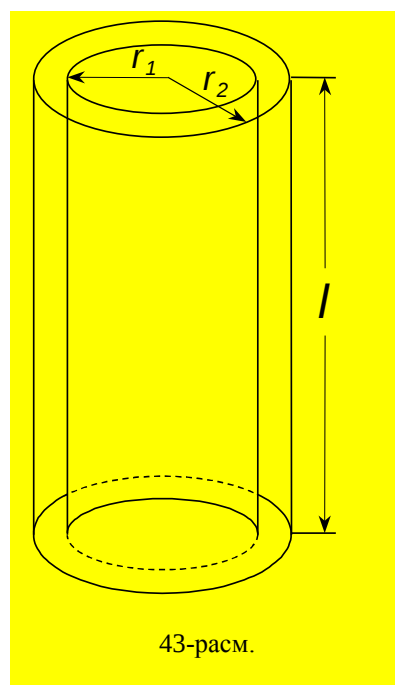
бўлади, бундаги $\eta = \frac{q}{l}$ узунлик бирлигига тўғри келган электр миқдоридир, яъни узунлик бўйича заряд зичлигидир. (1.61) ва (1.62) тенгламалардан

$$E = -\frac{2\eta}{\varepsilon \varepsilon_0 r} dr$$

Бу ифодани интеграллаш натижасида топилган потенциал айирма,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{2\eta}{\varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{dr}{r} = \frac{2\eta}{\varepsilon \varepsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

ёки



$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2q}{\varepsilon \varepsilon_0 l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (1.63)$$

Цилиндрик конденсаторнинг электр сиџимидаги потенциал айирмаси ўрнига (1.63) тенгламадаги қиймати қўйилса,

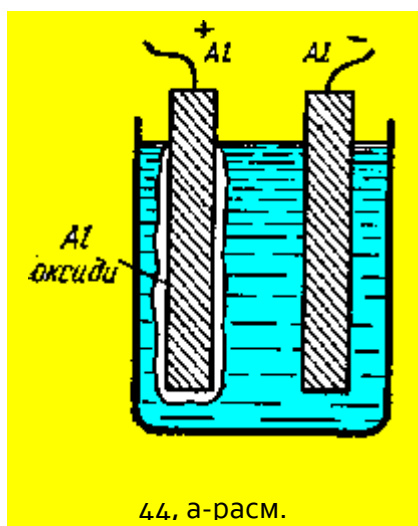
$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (1.64)$$

хосил бўлади. Демак, цилиндрик конденсаторнинг электр сиџими диэлектрик константага ва конденсатор узунлигига тўғри пропорционал бўлиб, конденсаторни ташкил этувчи цилиндр радиуслари нисбатларининг натурал логарифмига тескари пропорционал бўлади. СИ системасида эса

$$C = \frac{2\pi \varepsilon \varepsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (1.65)$$

5) Электрик конденсатор.

Бу конденсатор электролиз ҳодисасидан фойдаланиб тузилган. Ичида

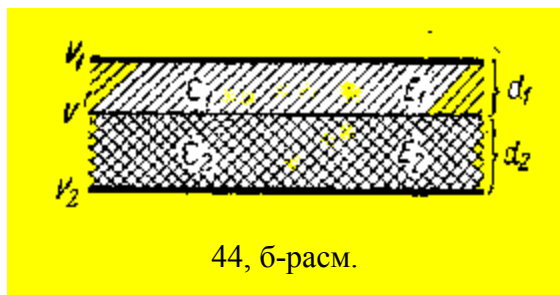


аммиак (NH_4OH) эритмаси билан бор кислотаси (H_3BO_3) аралашмаси бослган цилиндрик идишда электрод сифатида иккита алюминий пластина ботирилиб, унга бироз глицерин ҳам солинган (44, а-расм). Бу конденсаторга электр токи юборилганда анод сирти юпқа алюминий оксид пардаси билан қопланади, амалда ток кучи нолга тенглашади. Бу парда 40 В гача потенциал айирмаси сақлай олади. Бу асбоб иккита бир-биридан алюминий оксид пардаси билан ажралган (бири мусбат электрод ролини, иккинчи манфий электрод ролини электролитнинг сөзи сўйнайди) қопламли

конденсатор бўлиб қолади. Бундай конденсаторларда изоляцияловчи парданинг қалинлиги жуда юпқа бўлгани учун сиџими жуда катта бўлиб, улар радиотехникада кўп қўлланилади. Аммо унинг ишлатилишида катта ток ўтиб, қутбланиш натижасида изоляцияловчи парда йсёқолади, конденсатор ишдан чиқади.

б) *Турли диэлектрик қатламли ясси конденсатор.* Конденсатор қопламалари орасидаги фазо диэлектрик доимийси ε_1 ва ε_2 бўлган иккита диэлектрик қатлам билан тўлдирилган ва қатламларнинг қалинлиги эса мос равишда d_1 ва d_2 бўлсин (44, б-расм). Бундай системанинг сиџими

$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}$ муносабат билан аниқланади.



44, б-расм.

Аммо жисм диэлектрикнинг ажралиш чегараларида электр майдон кучланганлиги боғланган зарядлар вужудга келиши туфайли ўзгаради. Зарядланган қопламалар орасидаги муҳит бўлмаганидаги майдон $E_0 = 4\pi\sigma$ бўлган бўлса, энди улар орасидаги майдон $E_1 = \frac{4\pi\sigma_1}{\epsilon_1}$ ва $E_2 = \frac{4\pi\sigma_2}{\epsilon_2}$ га тенг

бўлади. Қопламлардаги заряд

$$q = \sigma S = \frac{E_0}{4\pi} S$$

Қопламалардаги потенциаллар айирмаси ҳар бир қатламдаги майдон кучланганлиги орқали ҳисоблаш мумкин. Икки диэлектрик чегарасидаги потенциални φ' билан, қопламалардаги потенциални φ_1 ва φ_2 билан белгиласак, E_1 ва E_2 ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E_1 = \frac{\varphi_1 - \varphi'}{d_1}, \quad E_2 = \frac{\varphi' - \varphi_2}{d_2}$$

$$\varphi_1 - \varphi' = E_1 d_1$$

$$\varphi' - \varphi_2 = E_2 d_2$$

Юқоридаги тенгликларни мос равишда ҳадларни қўшиб

$$\varphi_1 - \varphi_2 = E_1 d_1 + E_2 d_2 = E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)$$

конденсатор сиғимининг қуйидаги ифодасини ҳосил қиламиз:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{E_0 S}{4\pi E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)}$$

бундан

$$C = \frac{S}{4\pi \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)}$$

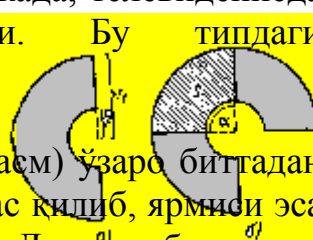
Бу формуладан кўриниб турибди бу хилдаги конденсаторнинг сиғими ҳам $d_2 = 0$ бўлса қопламасининг юзаси S бўлган битта ясси конденсаторнинг сиғимидан иборат бўлиб қолади.

7). *Ўзгарувчан сиғимли конденсатор.* Радиотехникада, телевидениеда ўзгарувчан сиғимли конденсатор ишлатилади. Бу типдаги конденсаторнинг тузилиши 44, в-расмда кўрсатилган.

Ясси қалқа кўринишидаги пластинкалар (44, г-расм) ўзаро биттадан оралашиб туради. Пластинкаларнинг ярмиси қўзғалмас қилиб, ярмиси эса даста ёрдамида вертикал ўқ атрофида бураш мумкин. Дастани бураганда



44, в-расм.



44, г-расм.

қўзғалувчан пластинкалар қўзғалмас пластинкалар орасига озми-кўпми кирадилар, умумий пластинкалар юзи ўзгаради. Шу тариқа улар параллел уланади. Пластинкалар ҳосил қилган конденсаторларнинг ҳар бирини тақрибан ясси деб ҳисобласак, унинг пластинка орасида диэлектрик бўлгандаги сиғими $C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$ га тенг бўлади, ε -пластинкалар орасидаги муҳитнинг диэлектрик доимийси, d -пластинкалар орасидаги масофа, S -пластинкаларнинг бир-бирига устма-уст турган қисмининг юзи. Агар пластинкалар бир-бирига нисбатан α бурчакка бурилса, у ҳолда S юза 44, г-расмдаги штрихланган қисмнинг юзига тенг бўлади. Пластинкаларнинг ташқи радиусини r_1 билан, ички r_2 билан белгилаб, ўзгарган юзалар фарқини топамиз:

$$S = \sigma \left(r_1^2 - r_2^2 \right) \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{\alpha \left(r_1^2 - r_2^2 \right)}{2}$$

бунда α бурчак радианларда ифодаланади.

Бундан битта конденсаторнинг сиғими қуйидагича бўлади:

$$C = \frac{\varepsilon \left(r_1^2 - r_2^2 \right) \alpha}{8\pi d}$$

агар конденсаторларда умуман n та пластинкалар оралиғи бўлса, бу пластинкалар ҳар бирининг сиғими C' дан иборат бўлган n та параллел уланган конденсаторлардан ташкил топади. Демак ҳамма конденсаторларнинг C сиғими

$$C = nC' = \frac{\varepsilon n \left(r_1^2 - r_2^2 \right) \alpha}{8\pi d}$$

бўлади, бунда α радианларда ифодаланган, бурчак кичик бўлганда бу формуладан фойдаланиб бўлмайди. Одатда бундай конденсаторларнинг орасида ҳаво бўлиб ε амалда 1 га тенг.

Масала: Қуйидаги маълумотларга кўра конденсаторларнинг энг катта (максимал) сиғимини аниқланг. Пластинкаларнинг $r_1 = 10 \text{ мм}$, пластинкалар орасидаги масофа $d = 0,1 \text{ см}$, пластинкалар сони $n = 80$. Пластинкалар орасида ҳаво бор.

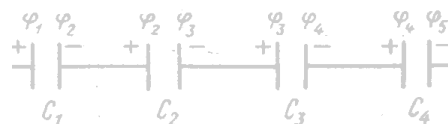
Ечим. $\alpha = 180^\circ$ бўлганда сиғим энг катта бўлади, шу сабабли $C = 9 \cdot 10^{-4}$ мкф.

17-§. Конденсаторларни кетма-кет ва параллел улаш

Электротехника ва радиотехникада турли сиғимдаги конденсаторлардан фойдаланиш учун уларни турлича улаш орқали сиғимларини ўзгартиришимиз мумкин. Шунинг учун уларнинг уланишини қараб чиқамиз.

а) Кетма-кет улаш

Конденсаторларнинг кетма-кет уланиши 45-расмда тасвирланган. Бу улашда конденсаторларнинг қарама-қарши



зарядли қопламалари ўзаро уланиб, конденсаторларнинг ҳамма пластиналарида заряд миқдори бир хил бўлади:

$$q = \varphi_1 - \varphi_2 \cdot C_1,$$

$$q = \varphi_2 - \varphi_3 \cdot C_2,$$

$$q = \varphi_3 - \varphi_4 \cdot C_3,$$

$$q = \varphi_4 - \varphi_5 \cdot C_4,$$

Бу тенгламалар системасини потенциаллар айирмасига нисбатан ечиб, сўнгга қўшсак,

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_5 &= q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} \right), \\ \frac{\varphi_1 - \varphi_5}{q} &= \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4} = \sum_{k=1}^5 \frac{1}{C_k} \end{aligned}$$

бўлади. Кетма-кет уланган конденсаторлар системасининг умумий электр сиёимини C деб белгиласак,

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_5}{q}$$

бўлгани учун

$$\frac{1}{C} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{C_k} \quad (1.66)$$

Демак, конденсаторларнинг кетма-кет уланишида умумий электр сиёимининг тескари қиймати айрим конденсаторлар электр сиёимлари тескари қийматларининг йиғиндисига тенг, демак, бу уланишда конденсаторнинг сони ортиши билан умумий электр сиёим камаяди, потенциал айирма эса кўпаяди.

б) Параллел улаш

Конденсаторларни параллел улаш 46- расмда тасвирланган.

Бу улашда конденсаторларнинг мусбат зарядли қопламалари бир нуқтага, манфий зарядли қопламалари эса иккинчи нуқтага уланиб, қопламалардаги потенциаллар айирмаси уларнинг ҳаммаси учун бир хил бўлади. Шунинг учун ҳар бир конденсатордаги заряд миқдори

$$q_1 = \varphi_1 - \varphi_2 \cdot C_1$$

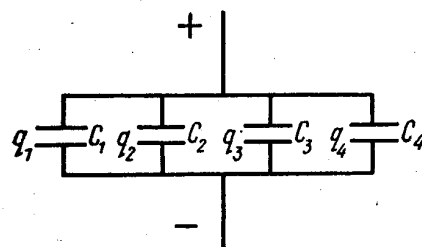
$$q_2 = \varphi_1 - \varphi_2 \cdot C_2$$

$$q_3 = \varphi_1 - \varphi_2 \cdot C_3$$

$$q_4 = \varphi_1 - \varphi_2 \cdot C_4$$

бўлиб, зарядлар йиғиндис

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = (\varphi_1 - \varphi_2) (C_1 + C_2 + C_3 + C_4)$$



46- расм.

ва умумий электр сиҳими

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + C_3 + C_4$$

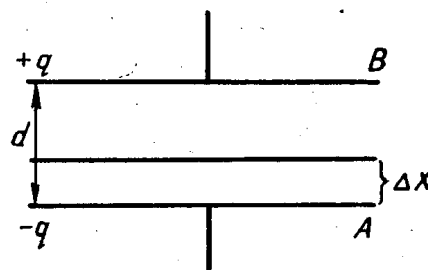
ёки

$$C = \sum_{k=1}^n C_k \quad (1.67)$$

бўлади. Демак, параллел уланган конденсаторларнинг умумий электр сиҳими шу уланган конденсаторларнинг айрим-айрим электр сиҳимлари йиғиндисиغا тенг бўлади.

18-§. Нуқтавий зарядлар системасининг энергияси. Электр майдон энергиясининг зичлиги

Электростатик майдоннинг энергиясини тушуниш учун ясси конденсаторнинг зарядланишини кўриб ўтайлик. Ясси конденсаторнинг $+q$ ва $-q$ зарядли қопламаларини бир-биридан d масофага узоқлаштириш учун ўзаро тортиш электр кучларини енгиб A иш бажаришга тўғри келади (47- расм). Агар шу ҳолда қопламалар қўйиб юборилса, энди электр майдон конденсатор қопламаларини бир-бирига яқин келтириб, сеша A ишни бажаради. Демак, бажариладиган ишга сарф қилинадиган энергия ҳисобига қопламалар орасидаги электр майдон энергияси W ҳосил бўлган, шунинг учун



47- расм.

$$W = A$$

Катталиклари бир хил, лекин қарама-қарши зарядлар билан электрланган икки қоплама оралиғидаги электр майдон энергияси зарядларини ажратиш учун бажарилган ишга тенг бўлади. Умуман, кучланганлиги, $\vec{E}$ бўлган электр майдонга q заряд келтирилса, унга майдон $\vec{F} = q\vec{E}$ куч билан таъсир этади, кучланганлик эса

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$$

Иккинчи томондан $q = \sigma S$ ҳисобга олинса,

$$F = qE = \sigma S \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0} = S \frac{\sigma^2}{\epsilon\epsilon_0}$$

Зарядланган A пластина бу куч билан зарядланган B пластинага таъсир этади.

Шу каби B пластина ҳам A пластинага худди шундай куч билан таъсир этади.

Расмдан кўринадики, пластиналар орасидаги тўла индукция оқими $N=q$ ва электр индукция $D=\sigma$ бўлганидан, куч учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$F = \frac{D}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \sigma S = \frac{Eq}{2} \quad (1.68)$$

Етарли даражада катта пластиналар учун ўзаро таъсир кучи пластиналар орасидаги масофаларга боғлиқ эмаслигидан, яъни электр майдон бир жинсли эканлигидан, пластиналардан бирини иккинчисига нисбатан d масофага вакуумда ксечиришда бажарилган иш

$$A = Fd = \frac{Eq}{2} d = \frac{qU}{2} \quad (1.69)$$

ёки (1.53) тенглама ва $D=\sigma$ га асосан $A = \frac{D^2 S d}{2 \varepsilon_0}$ бўлади. Бу иш миқдори конденсатор қопламалари орасидаги электр майдоннинг тўла энергиясини ифодалайди. Бундан кўринадики, конденсатор қопламалари орасидаги электр майдоннинг энергияси шу майдоннинг $V = Sd$ ҳажмига пропорционал бўлади. У вақтда энергия тубандагича ифодаланади:

$$W = \frac{D^2}{2 \varepsilon_0} V \quad (1.70)$$

Бу тенгламани $D = \varepsilon_0 E$ бўлгани учун уни тубандагича ҳам ёзсак бўлади:

$$W = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} V \quad (1.70a)$$

Бундан ташқари, электр майдон энергиясининг (1.69) ифодаси турли хил конденсаторларга татбиқ қилинса бўлади, чунки унга фақат қопламалар орасидаги потенциаллар айирмаси ва заряд миқдори кирган $q=CU$ бўлганлигидан энергияни $W = \frac{CU^2}{2}$ деб ёзиш мумкин.

Ясси конденсатор учун $C = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$ эди, шунга кўра ясси конденсатор энергияси $W = \frac{\varepsilon_0 S}{2d} U^2$ бўлади.

Бу эса тенг ва қарама-қарши заряд билан электрланган ва d масофага узоклаштирилган қопламалар орасидаги электр майдоннинг энергияси бўлиб ҳисобланади.

Ҳамма нуқталарида потенциали бир хил бўлган q зарядли оётказгич энергияси:

$$W = \frac{1}{2} \int_0^1 U dq = \frac{Uq}{2}$$

бўлади. $C = \frac{q}{U}$ дан $U = \frac{q}{C}$ ёки $q = CU$ деб олсак,

$$W = \frac{1}{2} qU = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} \quad (1.71)$$

ни топамиз. Қопламалар орасидаги потенциаллар айирмаси U , электр сиёими C ва битта қопламадаги заряд q бўлса, унинг майдонидаги энергияни (1.71) бўйича ҳисоблаш мумкин.

Электр энергиясини (1.71) дан фойдаланиб кучланганлик E орқали ҳам ифодалаш мумкин, кесим юзи S ва узунлиги l бўлган кубик шаклдаги майдоннинг Sl ҳажмдаги энергиясини топишда $U = El$ ва $C = \frac{\epsilon_0 S}{l}$ ни ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} Sl = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} V \quad (1.72)$$

Энергиянинг ҳажмига нисбати, яъни *майдоннинг ҳажм бирлигидаги энергия миқдори билан ўлчанадиган катталиқ энергия зичлиги дейилади:*

$\omega = \frac{W}{V}$. Ҳажм бирлигидаги энергия, яъни электр майдонининг энергия зичлиги

$$\omega = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad (1.73)$$

бўлади. Энергия ва энергия зичлигини муҳит учун ифодаласак, (1.72) ва (1.73) формулалар мос равишда қуйидаги кўринишга келади:

$$W = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} Sl \quad (1.72a) \quad \text{ва} \quad \omega = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} \quad (1.73a)$$

19- §. Электростатик асбоблар

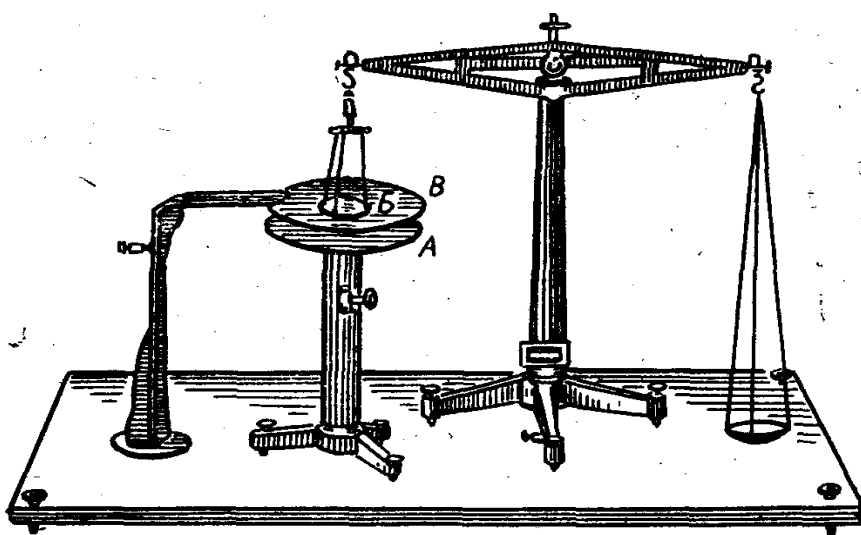
Электростатик асбоблар электростатика принципларига асосланган.

Электростатик асбоблар сифатида Кулоннинг буралма тарозиси, Томсоннинг абсолют электрометри ва квадрант электрометрлар ҳақида тушунча берамиз.

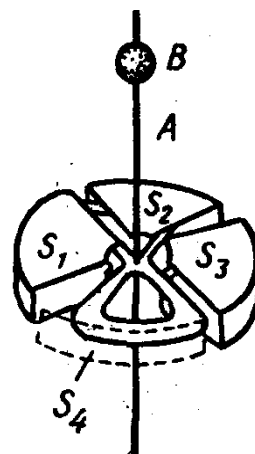
1. **Абсолют электрометр.** Абсолют электрометрнинг схемаси 48-расмда кўрсатилган. У ричагли тарозидан иборат бўлиб, паллаларидан бири доира шаклида конденсаторнинг қопламаси B бўлиб, сақловчи B

ҳалқа билан ўраб олинган бўлади. Қоплама A билан B ҳалқа орасида кичик бир оралиқ қолади, B ҳалқа майдоннинг бир жинсли бўлиши учун хизмат қилади. Қоплама B ерга уланган бўлиб, A қоплама эса потенциал ўлчанадиган жисмга уланган бўлади. Қопламалар орасида тортишиш кучи F ни тарозининг иккинчи палласига қўйилган тошнинг оғирлиги P билан аниқлаймиз. Қопламанинг ўзаро таъсир кучи $F = \frac{W}{d} = \frac{\epsilon\epsilon_0 U^2}{2d^2} S$ тошнинг оғирлиги ҳам P бўлгани учун $F = P$, бундан:

$$U = \sqrt{\frac{2Pd^2}{\epsilon\epsilon_0 S}} = d \sqrt{\frac{2P}{\epsilon\epsilon_0 S}}$$



48-расм.



49-расм

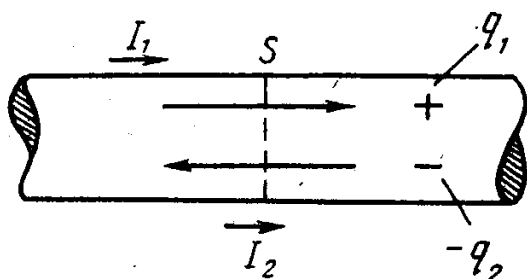
2. *Квадрант электрометр.* Ичи ковак тоертта металл S_1, S_2, S_3, S_4 квадрантлар (49-расм) бир-биридан кичик оралиқ қолган ҳолда биркитилиб, уларнинг ичида ингичка симга бисквитсимон стрелка осиб қўйилган. Стрелканинг ўқи ўртада вертикал равишда ўрнашгани учун у горизонтал текисликда квадрантлар ковагида айлана олади.

Тажриба вақтида аввал стрелка бирор потенциалгача зарядланади. Икки қарама-қарши турган S_1 ва S_3 квадрантлар бир ўтказгич билан ерга уланиб, қолган S_2 ва S_4 квадрантлар эса потенциаллар айирмаси ўлчаниши лозим бўлган жисмга уланади. Ўтказгичлар орасидаги стрелканинг бурилиши A кварц ипга ёпиштирилган B ойна ёрдами билан кузатилади. Бундай квадрант электрометрларнинг олчаш аниқлиги 10^{-4} вольтгача етади.

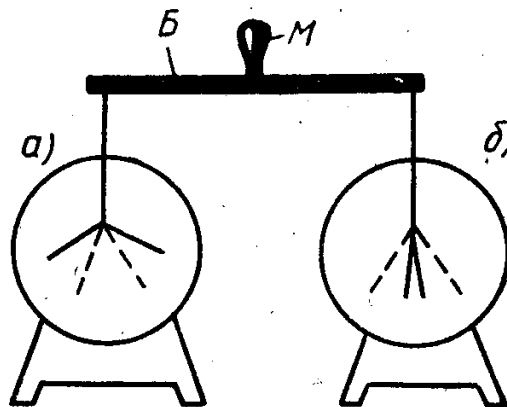
И Б О Б. ЁЗГАРМАС ТОК

20- §. Ток тўғрисида тушунча

Электр зарядларининг бир томонлама оқими *электр токи* деб юритилади. Зарядларнинг қайси томонга ҳаракат қилишидан катъи назар, *электр токининг йўналиши шартли равишда мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналишида деб қабул қилинган* $+q_1$ ва $-q_2$ зарядлар қайси томон ҳаракат қилса ҳам, бирибир ток мавжуд бўлади, аммо унинг йўналиши келишилган томонга қараб йўналганлиги кўрсатилади. Масалан, эритмаларда, умуман бирор муҳитдаги $-q_2$ зарядлар бир томонга ҳаракат қилиб I_2 токни, $+q_1$ зарядлар унга қарама-қарши томонга ҳаракат қилиб I_1 токни ҳосил қилса, бу токларнинг йўналиши бир томонлама деб олинади, яъни ток ҳосил қиладиган зарядлар $q = q_1 + (-q_2)$ электр ток эса $I = I_1 + I_2$ бўлади (50- расм).



50- расм.



51- расм.

Металларда эркин электронлар тартибсиз ҳаракатланади, бунда ток ҳосил бўлмайди, электронлар бир томонлама ҳаракатланганда бу электронларнинг ҳаракат йўналишига тескари йўналган электр токи мавжуд деб ҳисоблаймиз.

Бир тажриба ўтказайлик. Ҳар хил потенциалларгача зарядланган икки металл бир-бирига теккизилса, уларнинг биттасидан иккинчисига қисқа вақтда оний ток ўтади. Иккита электроскопдан бири *a* ни зарядласак, потенциал ортишига қараб, унинг япроқчалари бирор бурчакка оўради (51-расм), иккинчи *б* зарядсиз электроскоп япроқчалари тинч туради. Ана шу ҳолда бирор *M* изолятор даста ўрнатилган *B* металл таёқча билан бу иккала электроскоп шарчаларини ўзаро уласак, шу ондаёқ зарядланган электроскопдан иккинчи зарядсиз электроскопга оний ток ўтиб, уни зарядлайди, бунинг япроқчалари ҳам сал оўриб биринчидаги япроқлар сал бир-бирига яқинлашади (51-расм, штрих чизиқ). Бу ерда ҳам *B* ўтказгич орқали қисқа вақтда оний ток ўтиб, у кейин ўтмай-қолади.

Агар a дан b га Δt вақтда қанча заряд ўтганда, унинг ўрнига яна шунча заряд келтириб шу вақт ичида b га келган заряд олиб турилса, B улагич орқали ток узлуксиз ўтар эди. Бу тажрибамизда a нинг потенци-али U_a ва b потенциали нолдан бошлаб a нинг потенциали пасаяди, b нинг потенциали орта бориб, уларнинг потенциали тенглашиши билан ток бўлмай қолади. Демак, электр токи бу икки нуктадаги потенциаллар турли, аммо потенциал айирмаси ўзгармай доимий бўлиб турса, шундагина бу икки нуктани улаган ўтказгич орқали ток узлуксиз, яъни доимий ўтиб турар экан.

Хулоса қилиб айтганда, икки нуктадаги потенциаллар ҳар хил, яъни потенциал айирмаси мавжуд бўлса, бу нуктани улаган ўтказгич орқали потенциали юқори бўлган нуктадан потенциали паст бўлган нукта томон йўналган электр токи ўтади.

Электронларнинг ўтказгичдаги бир томонлама ҳаракати узлуксиз бўлиши учун ундаги электр майдон таъсири ҳам доимий бўлиши керак.

Эркин мусбат зарядларнинг электр майдондаги ҳаракати, потенциали юқори бўлган нуктадан потенциали кам бўлган нукта томон бўлади. Металларда электронларнинг ҳаракат йўналиши токнинг йўналишига тескари бўлади.

Ўтказгичнинг учларига маълум потенциаллар айирмалари қўйилган заҳоти электр майдон ёруғлик тезлиги билан ўтказгичда тарқалади ва бу майдон ўз навбатида ўтказгичнинг ҳамма жойида мавжуд бўлган эркин электронларни кичик потенциалли жойлардан катта потенциалли жойларга қараб ҳаракат қилишга мажбур қилади, натижада ўтказгич бўйлаб бир томонлама йўналишда электр токи ўта бошлайди. Лекин ўтказгичдаги эркин электронлар майдон тезлиги билан ҳаракат қила олмайди. Ўтказгичда электр майдон кучланганлиги $100 \frac{\text{Вольт}}{\text{м}}$ бўлганда, электронларнинг ҳаракат тезлиги атиги 0,1 м/с га яқин бўлади.

Электр станциялардан бериладиган токнинг узоқ масофаларга бориши учун динамо-машина серамларида қўзғалган электронларнинг бевосита истеъмолчига келиб етишлари шарт эмас, ўтказгичнинг ҳамма еридаги эркин электронлар ўз жойидан бир томонга ҳаракатда бўлиши етарлидир.

21-§. Токнинг зичлиги, ўтказувчанлик

Электр токини миқдорий томондан характерлаш учун *ток кучи* деган катталиқдан фойдаланилади. Ток кучининг сон қийматини оёлаш учун ўтказгичнинг коендаланг кесим юзи орқали вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдори олинган. Агар Δt вақт ичида ўтказгичнинг коендаланг кесим юзи орқали Δq заряд оётса, таърифимизга мувофиқ шу пайтдаги ток кучи

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (2.1)$$

бўлади. Тенг вақтларда ўтадиган заряд миқдорлари Δq ҳар хил бўлса, (2.1) сёрнида ток кучининг ўртача қийматини оламиз:

$$\langle I \rangle = \frac{\Delta q}{\Delta t}$$

Δq бир хил бўлса, $I = \text{const}$ бўлади. Бу ҳолда ток кучини (2.1) кўринишда ифодалаш мумкин.

Металл ичида электрон бетартиб ҳаракат қилиб, кристалл тугунидаги атом билан тўқнашгунча тахминан квадратик тезлик $U_{\text{ке}}$ га яқин сёртача U тезлик билан ҳаракат қилиб, сёртача эркин югуриш йўели $\bar{\lambda}$ ни $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{U}$ вақт ичида босиб оетади.

Агар металл ичида бир жинсли кучланганлиги $\vec{E}$ бёлган электр майдон ҳосил қилинса, электрон майдон таъсирида қўшимча $\vec{v}$ тезликка эга бёлиб, натижавий $\vec{c} = \vec{U} + \vec{v}$ тезлик билан ҳаракат қилади. Хаотик ҳаракат қилаётган электрон гоҳ майдон бёйлаб, гоҳ майдонга тескари йёналган $\vec{v}$ тезлик билан ҳаракат қилаётганги сабабли, τ вақт оралиғида у нинг сёртача қиймати нолга тенг ва $\vec{c} = \vec{v}$ бёлади. Электр токи ток кучи ва ток зичлиги каби тушунчалар билан миқдорий, ҳамда зарядларнинг йёналиши билан характерланади.

Кёендаланг кесим юзи S , узунлиги $\vec{v} dt$ га тенг бёлган цилиндрсимон оетказгич бёелагини олиб, унинг ичида $\vec{E}$ электр майдон ҳосил қилайлик. Майдон таъсирида тартибли ҳаракат қилаётган $S \vec{v} dt$ ҳажм ичидаги электронларнинг ҳаммаси dt вақт ичида бир асосдан иккинчи асосга майдон йёналишида кёчиб улгуради:

$$dq = enS \vec{v} dt,$$

бу ерда n -бирлик ҳажмдаги электронларнинг концентрацияси. Юқоридаги ифодадан ток кучи ва ток зичликлари қуйидагига тенг бёлади:

$$I = \frac{dq}{dt} = enS \vec{v}$$

$$i = \frac{I}{S} = en\vec{v} \quad (2.2)$$

e ва $\vec{v}$ ларнинг кёепайтмаси ҳар доим $e\vec{v} > 0$ бёлганлигидан ток майдон бёйлаб, мусбатдан манфийга томон йёналган бёлади.

Электротехникада ток кучининг бирлиги учун ўтказгичнинг кёендаланг кесим юзи орқали бир секундда 1 Кулон заряд ўтишида ҳосил бўлган ток кучи «ампер» (А) деб олинган, яъни $I = 1 \frac{\text{Кл}}{\text{с}} = 1 \text{ А}$ ёзув ҳам учрайди (1 А нинг СИ системасидаги ҳозирги таърифи 58- § да берилган).

Ток зичлигининг бирлиги эса $j = 1 \frac{A}{m^2}$.

Агар q ўзгарувчан бўлса, ҳар ондаги ток кучи зичлиги ҳар хил бўлиб, у $j = \frac{dI}{dS_n}$ деб ёзилади. СИ системада ток кучи ва унинг ўлчов бирлигини белгилаш учун электр тоқларининг маълум узоқликдан ўзаро электродинамик таъсири асосида белгиланади.

Тажриба асосида Ом қонуни, яъни ўтказгич орқали ўтаётган ток кучи I ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги E га пропорционал деб ёзиш мумкин:

$$I = \sigma E \quad (2.3)$$

Бу ерда σ — *электр ўтказувчанлиги* ўтказгичнинг табиатига боғлиқ, ҳар бир ўтказгич учун доимий катталиқ.

Электр тоқини, яъни электр заряд ўтишини электр зарядлар кўчиши деб қарасак, газларнинг молекуляр кинетик назариясидаги кўчиш ҳодисалари қонуни каби Δl узунликдаги ўтказгичнинг учларидаги потенциаллар айирмаси U бўлса, унинг қондаланг кесим юзи ΔS орқали Δt вақт ичида ўтувчи қочувчи заряд миқдори Δq тубандагича ёзилади:

$$\Delta q = -\sigma \frac{U}{\Delta l} \Delta S \Delta t \quad (2.4)$$

Бу тенгламадаги минус ишора кучланишнинг ўтказгич узунлиги бўёйича камая боришини кўрсатади.

Бу (2.4) тенгламанинг ҳар икки томонини Δt га бўлсак, $I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = -\sigma \frac{U}{\Delta l} \Delta S$ келиб чиқади, буни $I = \frac{U}{\frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}}$ шаклида ёзиб, $\sigma, \Delta l, \Delta S$

ларнинг қиймати шу ўтказгич учун доимий бўлишини ҳисобга олиб, Ом уни қаршилиқ, яъни

$$\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S} = R \quad (2.5)$$

деб белгилаган. Бу ҳолда

$$I = \frac{U}{R} \quad (2.6)$$

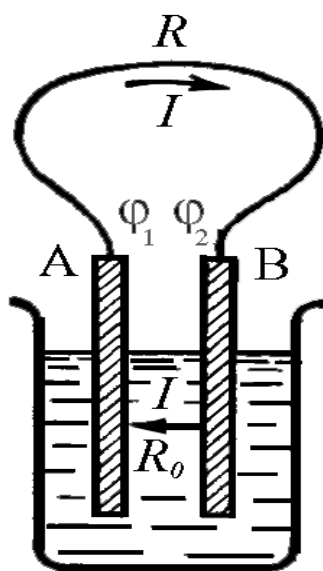
тенглама чиқади. Бундаги R катталиқ ўз навбатида (2.5) тенгламага асосан $\Delta l, \Delta S$ ва σ га қараб катта, кичик бўлиши мумкин. R катта бўлса, ток кучи камаяди деган хулосага келинади, демак, токни камайтириб унинг ўтишига тўсқинлик кўрсатадиган катталиқни Ом биринчи марта «*қаршилиқ*» деб атаган.

Ўтказгичдан ўтадиган ток кучи ўтказгич учларидаги кучланишга тўғри, унинг қаршилигига тесқари пропорционал деган (2.6) ифода бир қатор тажрибалар асосида текшириб тасдиқланган ва уни занжир бўлаги (бир қисми) учун Ом қонуни деб қабул қилинган.

(2.5) формуладаги электр ўтказувчанлик коэффиценти σ нинг тескари қиймати $\frac{1}{\sigma} = \rho$ *солиштира қаршилиқ* дейилади. (2.5) тенгламадан $\rho = \frac{\Delta S}{\Delta l} R$ бўлиб, узунлиги 1 м ва кесим юзи 1 м² бўлган ўтказгичнинг қаршилигига тенг бўлиб, ўтказгичнинг табиатига боғлиқ бўлган катталиқдир. Илгари электротехникада кендаланг кесим юзи 1 мм² ва узунлиги 1 метр бўлган ўтказгичнинг қаршилигига унинг *солиштира қаршилиги* дейилади. Бунда ρ нинг бирлиги $\frac{\text{мм}^2}{\text{м}} \text{ Ом}$.

22- §. Ом қонунининг интеграл ифодаси

Ўтказгичдан узлуксиз равишда ток оётиб туриши учун унинг учларидаги потенциаллар айирмаси $\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$ доимий сақланиб туриши керак. Доимий потенциаллар айирмасининг манбаларидан бири гальваник элементлардир. Гальваник элемент биринчи ва иккинчи жинс ўтказгичларнинг комбинациясидан иборат бўлади. Даниэль элементи рух ва мис купоросларидан иборат электролитларга ботирилган рух ва мис электродларидан ташкил топган бўлиб, улар махсус ковак билан ажратиб қуйилади. Ҳар иккала электродларнинг эритма билан чегара қисмларида потенциал сакрашлар юзага келади. Бу потенциал сакрашларнинг йиғиндиси ЭЮК ни ҳосил қилади. Даниэль элементида у тахминан 1,1 В га тенг.



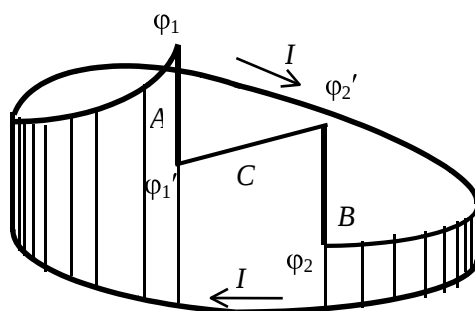
52-рasm.

Потенциал сакрашнинг сабабини тушунтиришдан аввал гальваник элементни ташқи занжирга улаганда қандай ҳодиса рўй беришини кўрайлик (52-рasm).

Гальваник элемент ва ташқи занжир қаршилиги 52-рasmда элементни ташқи занжир билан туташтирган қаршилиқни R билан (ташқи қаршилиқ) ва ички қаршилиқни R_0 деб белгилайлик. Ташқи қаршилиқнинг учларидаги потенциал $\varphi_1 > \varphi_2$ бўлганда ток занжирда кўрсатилгандек чапдан оёнгга томон оқади. Занжирнинг ток оқаётган ташқи қисмига Ом қонунини татбиқ қилсак потенциал тушуви $\varphi_1 - \varphi_2 = IR$ га тенг бўлади.

Гальваник элементдан оқаётган ток чизиклари оқими $\sum i_n \Delta S$ очик эмас, аксинча берк бўлиб, занжирнинг

ички қисми бўйлаб туташиб кетади. Оқим сэнгдан чап томонга қараб оқади (В электроддан А электродга). Бу ҳол фақат электролит билан электрод чегарасида потенциал сакраши бўлгандагина бўлиши мумкин. Бутун берк занжирдаги потенциал сакраши ва тушишларини графикда тасвирлаш қулай бўлиши учун, ϕ потенциалларни цилиндрик сирт ясовчилари бўйлаб жойлаштирамиз (53-расм).



53-расм

Электролит ичида В электрод билан электролит чегарасида потенциал ϕ_2' гача кўтарилади. А электрод билан электролит чегарасидаги потенциалнинг сўзгариши ϕ_1' билан белгиласак қуйидаги муносабатлар сиринли бўлади:

$$\phi_2' - \phi_1' = Ir,$$

r -занжир ички қисмининг қаршилиги. Сэнгги икки ифоданинг ҳар икки томонини мослаб қўшиб, потенциал сакрашларини E_1 ва E_2 билан белгиласак:

$$\phi_1 - \phi_1' = E_1, \quad \phi_2' - \phi_2 = E_2$$

ларни ҳосил қиламиз. Бутун контурни айланиб чиқишдаги потенциал сакраши ва тушишларининг алгебраик йиғиндиси $IR + Ir = E$ га тенг ва $E = E_1 + E_2$ ни электр юритувчи куч дейилиб, бу тенглик берк занжир учун Ом қонунидан иборатдир. Агар IR ни $\phi_1 - \phi_2$ эканлигини эътиборга олсак, элемент клеммаларидаги потенциал фарқи

$$\phi_1 - \phi_2 = E - Ir$$

га тенг бўлади.

Агар очик туташтирилмаган элемент учун $I = 0$ бўлса, занжирнинг ички қисмида ҳам потенциал тушуви нолга тенг бўлади ($Ir = 0$), ЭЮК эса очик элемент клеммаларидаги потенциал фарқ $\phi_1 - \phi_2 = E$ ни ифодалайди.

Ташқи қаршилик R билан туташтирилган элемент клеммаларидаги потенциаллар фарқи ҳар доим элементнинг электр юритувчи кучидан

кичик бўлиб, Ir га фарқ қилади. Шундай қилиб, шартли равишда мусбат деб олинган зарядлар гальваник элементда фақат потенциалнинг камайиши (АВ) томон эмас, балки электр майдонига тескари, занжирнинг ички қисмида ВСА йўналишда, потенциалнинг ўсиши томон ҳам, потенциал сакраш соҳалари бўйлаб ҳам йўналган бўлади. Зарядларнинг ёпиқ эгри чизиклар бўйлаб қилган ҳаракатлари стационар тоқларнинг берклиги ва зарядларнинг сақланиш қонуни $I\Delta t = \sum i_n \Delta S \Delta t = -\Delta q$ ни ҳам ифодалайди. ΔS сирт билан чегараланган ҳажм ичидаги Δq заряднинг сўзгариши ташқаридан ҳажм ичига олиб кириладиган ёки ундан ташқарига олиб чиқиладиган зарядларнинг сўзгариши ҳисобига бўлади, $\sum i_n \Delta S$ да i_n ток зичлиги векторининг S сиртга нормал йўналишидаги проекциясидир. Шундай қилиб, стационар тоқлар ток зичлиги чизиклари оқими $\sum i_n \Delta S \Delta t$ нинг сўзгаришига боғлиқ. Агар оқим (ҳажм ичидаги заряд) сўзгармас бўлса, ток чизиклари сиртни кесиб ўтади холос. $\sum i_n \Delta S \Delta t \neq 0$ муносабат оқимнинг узлуксизлигини стационар тоқларнинг берклигини таъминлайди. Занжирнинг ВСА қисмида зарядларни майдон йўналишига тескари йўналишда ҳаракатлантирадиган (потенциал ўсиши йўналишида) кучлар электр табиатига эга бўлмаган характердаги кучлар бўлиб, унга чет кучлар дейилади. Гальваник элементларда чет кучлар химиявий реакция вақтида электроднинг электролитда эриши ҳисобига юзага келади. Фотоэлементларда металл сиртига тушган ёруғлик металл сиртидан электронларни узиб чиқаради. Электрофор машинасида чет кучлар механик иш ҳисобига ҳосил бўлиб, узлуксиз равишда мусбат ва манфий зарядларни конденсаторларда тўплаб бериб туради.

Занжирнинг ихтиёрий қисмига таъсир қиладиган чет кучлар бўлган ҳол учун электр юритувчи куч тушунчасини умумлаштирайлик. Ом қонунининг дифференциал кўриниши ток зичлиги зарядга фақат электр кучлари таъсири қилганда қуйидагича ёзилар эди:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

Биз кўраётган ҳолда эса зарядга электр кучи $q\vec{E}$ дан бошқа (q -мусбат электр заряди), электр табиатига эга бўлмаган $\vec{f}_0$ чет куч ҳам таъсир қилади. Бу кучлар таъсирида q заряд

$$\vec{a} = \frac{\vec{f} + \vec{f}_0}{m} = \frac{q\vec{E} + \vec{f}_0}{m} = \frac{q\left(\vec{E} + \frac{\vec{f}_0}{q}\right)}{m}$$

тезланиш олади. $\frac{\vec{f}_0}{q} = \vec{E}_0$ эса чет кучлар векторининг кучланганлигини билдиради. Бу икки кучланганликларни назарда тутсак, Ом қонуни

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_0)$$

көринишга эга бөелади. Бу ифодадан ташқи кучлар бөелмаган занжирнинг қисмларида $\vec{E}_0 = 0$ бөелганидан, Ом қонунининг аввалги көриниши ҳосил бөелади.

Узунлиги $\Delta\ell$ га тенг бөелган ток найи олиб, бу ораликда юқоридаги икки кучлар таъсирида q зарядни көчиришдаги бажарилган ишни топайлик. Аввал $\vec{E}$ ва $\vec{E}_0$ ларни $\Delta\ell$ узунликка проекциялаймиз:

$$E_\ell + E_{0\ell} = \frac{i}{\sigma}$$

Сөенгра $q\Delta\ell$ га көпайтириб, берк занжир бөейлаб q зарядни көчиришда бажарилган ишни топамиз:

$$q\Delta\ell E_\ell + q\Delta\ell E_{0\ell} = q \frac{i}{\sigma} \Delta\ell \text{ ёки } q \sum \Delta\ell E_\ell + q \sum E_{0\ell} \Delta\ell = Iq \sum \rho \frac{\Delta\ell}{\Delta S}$$

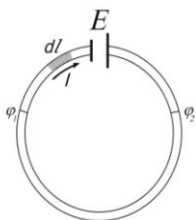
Найнинг исталган көендаланг кесимидан сөтаётган ток кучи I сөзгармас бөелганидан I ни йиғинди белгисидан ташқарига чиқариш мумкин. Охирги ифоданинг иккинчи ҳади электр кучларининг берк йөлда бажарган ишига тенг бөелиб, у нолга тенг; тенгликнинг сөнг томонидаги $\rho \sum \frac{\Delta\ell}{\Delta S}$ ҳад эса бутун занжирнинг төелиқ қаршилиги $(R + r)$ га тенг. $I(R + r) = E$ ЭЮК дан иборат бөелганлиги сабабли

$$\sum E_{0\ell} \Delta\ell = I(R + r) = E$$

га тенгдир. $\sum E_{0\ell} \Delta\ell$ эса чет кучлар кучланганлик векторининг циркуляциясини ифодалаб, занжирнинг ЭЮК га тенг.

ЭЮК нинг потенциал сакрашлари йиғиндиси ва бирлик мусбат зарядни берк йөлда көчиришда бажарилган ишига тенг каби таърифлар $\sum E_{0\ell} \Delta\ell$ ифодага берилган таърифнинг хусусий холларидир.

Юқоридаги мулоҳазаларни гальваник элементни сөз ичига олган берк занжирнинг айрим бөелагига ҳам татбиқ қилиб, Ом қонунининг интеграл шаклини ҳосил қилиш мумкин бөелиши учун берк занжирдан $d\ell$ бөелакни ажратиб олайлик. Унинг көендаланг кесим юзи S сөзгармас бөелиб, майдон $\vec{E}$ ток зичлиги бир жинсли бөелиб көендаланг кесим юзига тик бөелсин (53, а-расм).



53,а -расм

У холда $\vec{I} = \sigma \oint \vec{E} + \vec{E}_0$ ни қуйидаги көринишда ёзиб оламиз:

$$\frac{I}{S} = \sigma \oint \vec{E}_\ell + \vec{E}_{0\ell} \quad (2.8)$$

ёки

$$\frac{I}{S} = \sigma \left(-\frac{d\varphi}{dl} + E_{0\ell} \right) \quad (2.9)$$

Сўенгги (2,9) тенгликнинг ҳар иккала томонини $\rho d\ell = \frac{d\ell}{\sigma}$ га кўепайтириб, сўенгра 1 ва 2 чегарада интеграллайлик.

$$I \int_1^2 \rho \frac{d\ell}{\sigma} = \varphi_1 - \varphi_2 + \int_1^2 E_{0\ell} d\ell \quad (2.10)$$

$\frac{\rho d\ell}{S} = dR$ га, $\int_1^2 \frac{\rho d\ell}{S}$ эса R_{12} га тенг бўелиб, занжир шу қисмининг тўелиқ

қаршилигини (элементнинг ички қаршилиги r билан бирга) ифодалайди.

$\int_1^2 E_{0\ell} d\ell$ аввал қайд этганимиздек, элементнинг электр юритувчи кучини ифодалайди. Шундай қилиб,

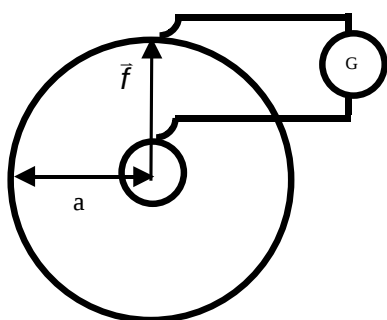
$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + E \quad (2.10a)$$

муносабат Ом қонунининг интеграл кўеринишидир. Агар интеграл айрим занжир бўелаги учун олинмасдан, ёпиқ контур бўейича олинса, бирлик зарядни кўечиришда бажарилган иш $\oint (\vec{E} + \vec{E}_{0\ell}) d\ell$ га тенг бўелиб,

$I \oint \frac{\rho d\ell}{S} = I(R + r)$ эса E га тенг. Чет кучлар кучланганлигини аниқроқ

тасаввур қилиш учун радиуси a га тенг бўелган металл дискнинг айланма

ҳаракатини текширайлик. Диск бурчак тезлик билан текис айланма ҳаракат қилаётган бўелсин. Диск электр занжирига диск оёқи ва унинг айланасига тегадиган сирпанувчи контактлар ёрдамида уланган (53,б-расм).



53, б-расм

У ҳолда металл таркибида тартибсиз ҳаракат қилаётган ҳар бир электронга радиус бўйлаб марказдан қочма $m\omega^2 r$ куч таъсир қилади. Худди мана шу куч-чет куч бўлади ва бу кучнинг циркуляцияси ЭЮК ни вужудга келтиради ва оёқ билан диск четидаги сирпанувчи контакт орасида кучланиш юзага келади, бунда марказга интилма куч $f_0 = m\omega^2 r$ га тенг, r -диск оёқидан электронгача бўлган масофа, m -электроннинг массаси. Мана шу куч электронга таъсир қилади, шунинг учун

$$E_{or} = \frac{f_0}{e} = \frac{m\omega^2 r}{e}$$

Пайдо бўладиган ЭЮК қуйидагига тенг:

$$E = \int_0^a \frac{m\omega^2 r}{e} dr = \frac{m\omega^2}{e} \int_0^a r dr = \frac{m\omega^2}{e} \frac{a^2}{2}$$

Бунда $a=0,1$ м, $\omega=10^{-3}$ с⁻¹, $m = 9 \cdot 10^{-31}$ кг ва $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл деб олиб ЭЮК катталигини ҳисоблаймиз:

$$E = \frac{9 \cdot 10^{-31} (10^3)^2 \cdot (0,1)^2}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ В.}$$

23- §. Ўзгармас токнинг иши ва қуввати

Электр занжирида энергия бир турдан бошқа турга бир неча марта айланади. Ток манбаида бирор хил энергия (масалан, механик, кимёвий энергия) электр энергияга айланади, ток занжирида эса электр энергия эквивалент миқдорда бошқа хил энергияга айланади. Электр энергиясининг бошқа тур энергияларга айланишига, электр заряднинг занжир бўйлаб ҳаракатлантирувчи электр майдон кучларининг бажарган иши ўлчов бўлади. Электр занжирида зарядларни кўчиришда электр кучларининг бажарган иши *токнинг ишини* ифодалайди.

Занжирнинг бир жинсли ўтказгичдан иборат ихтиёрий қисмидан t вақт ичида q заряд миқдори ўтган бўлсин, деб фараз қилайлик. Унда электр майдони $A=qU$ иш бажаради, бунда U — занжир қисмидаги кучланиш. Ток кучи

$$I = \frac{q}{t}$$

бўлгани учун бу иш қуйидагига тенг:

$$A = IUt$$

Занжирнинг бир қисмида ўзгармас токнинг бажарган иши шу қисм учларидаги кучланиш билан ундан ўтаётган ток кучи ҳамда шу ток ўтиб турган вақт коэффциентига тенг.

Агар бир жинсли занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига асосан ток кучини кучланиш орқали ёки кучланишни ток кучи орқали ифодаласак, ток ишининг бир-бирига эквивалент бўлган қуйидаги ифодаларини топамиз:

$$A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t \quad (2.14)$$

Ўтказгичлар кетма-кет уланганда $I^2 R t = A$ формуладан фойдаланиш кулай, чунки бу ҳолда ҳамма ўтказгичлардан ўтаётган ток бир хил қийматга эга бўлади.

Ўтказгичлар параллел уланганда $A = \frac{U^2}{R} t$ формуладан фойдаланиш кулай, чунки бу ҳолда ҳамма ўтказгич учларида кучланиш бир хил бўлади.

Агар кучланиш вольтларда, ток кучи амперларда, вақт эса секунд ҳисобида ўлчанса, ишнинг СИдаги бирлиги

$$1 \text{ В} \cdot 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ с} = 1 \text{ Ж}$$

бўлиши келиб чиқади.

Айни бир вақт ичида ток бир истеъмолчида иккинчи истеъмолчидагига Қараганда кўпроқ иш бажариши мумкин. Шунинг учун ток иши билан бир каторда ток қуввати тушунчаси киритилади.

Вақт бирлиги ичида токнинг бажарган иши билан ўлчанадиган катталиққа *ток қуввати* дейилади:

$$P = \frac{A}{t}$$

Бу ифодадаги ишни унинг (2.14) формуладаги қийматлари билан алмаштирсак, ток қуввати учун

$$P = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}$$

ифодаларни ҳосил қиламиз.

Занжирнинг бир қисмида токнинг қуввати шу қисм учларидаги кучланиш билан қисмдан ўтаётган ток кўпайтмасига тенг бўлар экан.

СИ системасида қувват бирлиги

$$1 \text{ В} \cdot 1 \text{ А} = 1 \text{ Вт}$$

Қувват бирлиги ватт бўлганлигидан ток иши (электр энергияси) нинг бирлиги қуйидагича бўлади:

$$1 \text{ Вт} \cdot 1 \text{ с} = 1 \text{ Вт} \cdot \text{с}$$

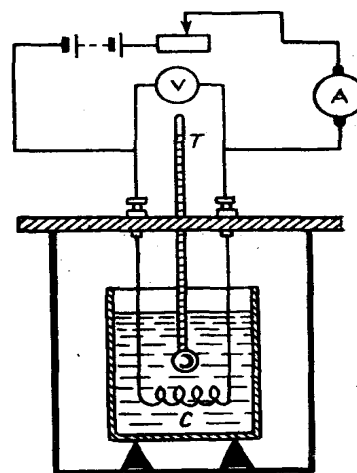
Ток бажарган иш махсус автоматик асбоблар (электр ҳисоблагичлари) билан ўлчанади, улар ишни киловатт-соат ҳисобида қайд қилади.

Электр занжиридаги қувватни амперметр ва вольтметр ёрдамида оёлчаш мумкин. Бунинг учун қуввати ўлчанаётган занжир қисмига (истеъмолчига) амперметрни кетма-кет, вольтметрни эса параллел қилиб улаш лозим.

Ток қувватини *ваттметр* деб аталадиган махсус асбоб билан ҳам оёлчаш мумкин. Бу асбоб ҳам вольтметр, ҳам амперметр принципида тузилган.

24- §. Жоуль- Ленц қонуни

Сетказгичдан ток ўтганда ўтказгич қизийди. Бу ҳодисани қуйидагича тушунтириш мумкин. Сетказгичда ток бўлмаганда ундаги эркин электронлар тартибсиз ҳаракатланади ва кристалл панжаранинг ионлари билан тўқнашиб, улар билан энергия алмашади. Эркин электронларнинг ионларга берадиган энергияси ўрта ҳисобда ионларнинг электронларга шу тўқнашиш вақти давомида бераётган энергиясига тенг бўлади. Бу ҳолда эркин электронлар системаси билан панжарадаги ионлар системаси ўртасида иссиқлик мувозанати юзага келади. Сетказгичдан ток ўтаётганда эса электронлар тартибли ҳаракатга келади. Электронлар кристалл панжарадаги ионлар билан кетма-кет тўқнашганда уларга кўпроқ энергия беради-ю, лекин улардан камроқ энергия олади. Электронлар энергиясининг камайиши электр майдон энергияси ҳисобига тезда тикланади. Бунинг натижасида эркин электронлар системаси билан панжарадаги ионлар системаси ўртасидаги иссиқлик мувозанати бузилади. ўтказгичнинг ички энергияси ортади ва сетказгич билан атрофдаги муҳит ўртасида иссиқлик мувозанати юзага келмагунча ўтказгичнинг ҳарорати кўтарила боради.



54-расм.

Рус олими Э. Х. Ленц ва инглиз олими Жоуль бир-биридан тамомила беҳабар, турли ҳолларда ток ажратган иссиқлик миқдорини тажрибада селчаб топдилар. Сарфланган электр энергия билан ажралиб чиққан иссиқлик орасидаги муносабатни сөрнатиш мақсадида схемаси 54-расмда кўрсатилган қурилмада тажриба сётказиш мумкин.

Агар тоза сувли калориметрга *C* спираль сим тушириб, амперметр ва вольтметр билан ток кучи ва кучланиш ўлчанса, секундомер ёрдамида токнинг ўтиш вақти белгиланса, токнинг иши (2.13) формулага асосан ҳисобланади:

$$A = IUt$$

Агар занжирга электр энергиясини бошқа тур энергияга айлантирувчи махсус асбоблар (масалан, электр двигателъ) уланмаган бўлса, энергиянинг сақланиш қонунига биноан токнинг бутун иши иссиқлик ажралишига кетади, шунинг учун

$$Q = IUt$$

деб ёзиш мумкин.

Спиралнинг қаршилиги *R* бўлса, занжирнинг бир қисмига оид Ом қонунига асосан $U = IR$ бўлгани учун

$$Q = I^2 Rt$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бу формула Жоуль — Ленц қонунини ифодалайди: *занжирнинг бир қисмидан ток ўтганда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ток кучининг квадрати билан қисм қаршилиги ва токнинг доимий сақланиб ўтган вақти кўпайтмасига тенг.*

Электр токининг ишини турли формулалар билан ифодалаш мумкин эканлигини [(2.14) формулага қаранг)] назарга олиб, Жоуль — Ленц қонунини қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$Q = IUt = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t \quad (2.15)$$

Агар ток кучи ампер ҳисобида, қаршилик Ом ҳисобида, вақт секунд ҳисобида ўлчанса, иссиқлик миқдори жоуль ҳисобида ифодаланади.

25-§. Қаршиликнинг ҳароратга боғлиқлиги

Тажрибалардан маълумки, ҳарорат ортиши билан ўтказгич қаршилиги ортади, чунки юқори ҳароратда электронлар иссиқлик ҳаракати тезлигининг ортиши билан уларнинг тартибли силжиши камайиши туфайли ток кучи камаяди, шунинг учун ўтказгич қаршилиги ортган бўлади. Агар 0°C даги ўтказгич қаршилиги R_0 бўлиб, унинг ҳарорати Δt° га кўтарилса, унинг қаршилиги модданинг табиатига боғлиқ ҳолда ΔR га ортади, бу қаршилик ўзгариши ҳарорат ўзгариши билан аввалги қаршиликка мутаносиб бўлади, яъни

$$\Delta R = \alpha R_0 \Delta t^\circ$$

бундан $\frac{\Delta R}{R_0} = \alpha \Delta t^\circ$ бўлиб, ҳарорат 0°C дан t° гача ўзгарганда қаршилик R_0 дан R гача ўзгарганлигидан:

$$R = R_0 + R_0 \alpha \Delta t^\circ \quad (2.16)$$

Амалда қаршиликни ҳисоблаш учун тубандаги тенгламадан фойдаланиш мумкин:

$$R = R_0 (1 + \alpha t^\circ) \quad (2.16a)$$

Бу ерда α — *қаршиликнинг термик коэффиценти* бўлиб, турли моддалар учун турли сон қийматига эга бўлади. t° эса Цельсий шкаласида кўрсатилган ҳароратдир. (2.16a) тенгламадан кўриниб турибдики, ҳарорат 0°C дан пасая борса, ўтказгичнинг қаршилиги камаяди.

Қаршилиги бир бирликка тенг бўлган ўтказгичнинг ҳарорати бир градусга ўзгарганда ҳосил бўлган қаршилик ўзгаришига сон жиҳатидан тенг бўлган катталиққа қаршиликнинг термик коэффиценти дейилади.

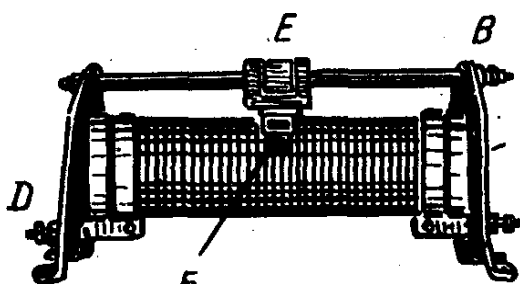
Баъзи металлар учун $0-100^\circ\text{C}$ да α	Турли моддаларнинг 18°C да
---	--

нинг сяртача қийматлари (град ⁻¹ ёки К ⁻¹)		Ом·метр билан ифодаланган солиштира қаршилиги	
1-жадвал		2-жадвал	
Темир	0,00625	Темир	$8,6 \cdot 10^{-8}$
Кумуш	0,00400	Кумуш	$1,6 \cdot 10^{-8}$
Мис	0,00445	Мис	$1,7 \cdot 10^{-8}$
Константан	0,00004	Константан	$50,0 \cdot 10^{-8}$
Алюминий	0,00423	Алюминий	$3,0 \cdot 10^{-8}$
Симоб	0,00027	Манганин	$43,0 \cdot 10^{-8}$

Ўтказгич ҳароратининг пасая бориши билан қаршилигининг камая бориши олимларни қизиқтирди. Агар амалда ҳарорат Цельсий шкаласи бўйича нолдан камая бориб, унинг сон қиймати $t^{\circ} = -\frac{1}{\alpha}$ град бўлса, $1 + \alpha t^{\circ} = 0$ бўлиб, қаршилиқ ҳам $R = 0$ бўлиши керак. Бунга ўта ўтказувчанлик ҳодисаси дейилади. Бу шароитда ўтказгич орқали хоҳлаганча катта ток кучи орқали электр энергиясини узатиш мумкин бўлар эди. Бу ўта ўтказувчанлик ҳодисасини текшириш учун Камерлинг-Оннеслар аввал паст ҳароратга эришиш учун тажриба қилиб, 1911 йил гелийни суюқликка айлантирганда, унинг ҳарорати $T = 4,12 \text{ K}$ бўлиб, бу ҳароратда, симобнинг қаршилиги сакраш билан нолга тенг бўлишини кузатганлар. Бу ҳодисани 33- § да муфассал кўрамиз.

26- §. Реостат (қаршилиқлар)

Кўп вақт ток занжирига доимий ёки ўзгарувчан қаршилиқни улаш зарур бўлади. Бундай қаршилиқларни *реостатлар* дейилади. Улар турли тузилишда учрайди.



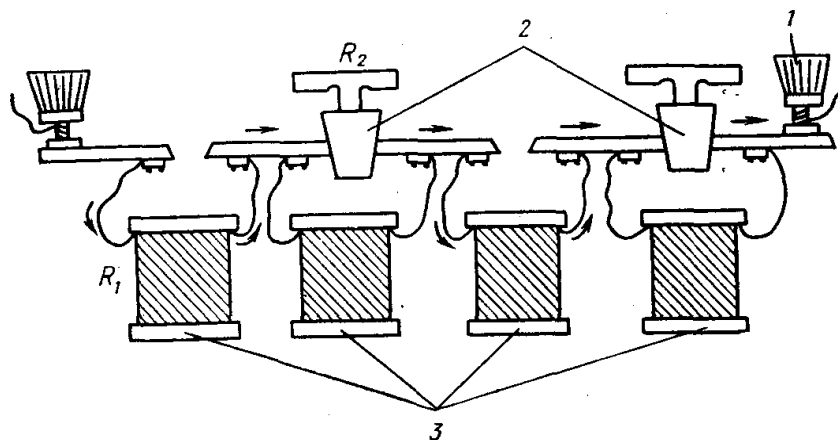
55-расм.

1. *Сирпанувчан контактли (жилгичли) реостатлар.* Изоляцион материалдан ясалган A най устида маълум қаршилиққа эга бўлган ўтказгич сим җалтак каби саралган бўлиб, металл стерженда уланган E жилгич җалтак бўйлаб, B поячалари билан силжиб юради ва унинг маълум қисмларини ўзи сирпаниб юрадиган ўтказгич стержень (ўзак) га

кетма-кет улайди (55-расм).

E жилгич жойини ўзгартириб, биз җалтакнинг кўп ё оз қисмини улаган бўламиз. Расмлардан кўринадики, уланишга қараб реостатнинг BED , CEB бўлаклари ишчи қисми бўла олади.

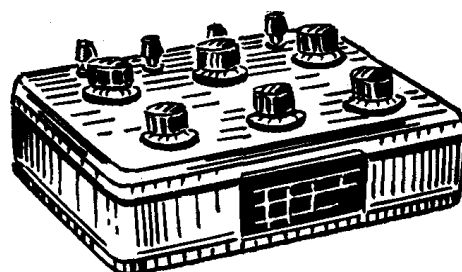
2. Қаршилик магазини ҳам реостатнинг бир туридир. Бу типдаги



56- расм.

реостатларда ёғоч кутичанинг эбонит қопқоғидаги металл тиқинлар орқали маълум қаршиликка эга бўлган ғалтаклар бир-бирига 56-расмда кўрсатилгандек уланган бўлади. Агар тиқинларнинг бири чиқариб қўйилса, у вақтда ток фақат шу тиқин остидаги қаршилик орқали ўтади, қолган тиқиннинг қаршилиги нолга яқин (кичик) бўлгани учун унинг қаршилигини ҳисобга олиб сепирмай, ток фақат тиқини олинган қаршиликдан ўтади деб қўяёламыз.

Қаршиликлар магазини олти декададан иборат бўлиб (57-расм), 0,1 дан 99999,9 Ом гача қаршилик чегарасида ўзгармас токда қўлланилади. Ҳар бир декада беш ғалтакли схема бўйича тузилган бўлиб, ричагли улагич орқали қаршиликнинг ҳар хил қийматларини олишга имкон беради.



57-расм.

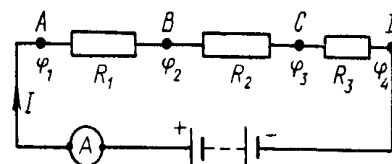
Қаршилик қопқоғига тўртта улаш нуқтаси ўрнатилган бўлиб, зарур миқдордаги қаршиликларни олиш мумкин. Бу вақтда магазиндаги қаршиликдан ўтаётган токнинг миқдори қуйидаги 3-жадвалда келтирилган қийматдан ошмаслиги керак.

3-жадвал

Декадалар, Ом	$9 \times 0,1$	9×1	9×10	9×100	9×1000	9×10000
ток кучи, А	0,5	0,5	0,16	0,05	0,016	0,005

27- §. Қаршиликларни кетма-кет улаш

AB, BC, CD қаршиликларнинг 58-расмда кетма-кет уланиши келтирилган.



58- расм.

Бундай улашда барча қаршиликдан оетувчи ток кучи бир хил бселади.

Бу уланган сётказгичларнинг қаршиликлари мос равишда R_1, R_2, R_3 бўлиб, улардан I ток кучи сётсин, Ом қонунига асосан (58- расм)

$$I = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_1} = \frac{\varphi_3 - \varphi_2}{R_2} = \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{R_3}$$

бундан

$$\varphi_2 - \varphi_1 = IR_1, \quad \varphi_3 - \varphi_2 = IR_2, \quad \varphi_4 - \varphi_3 = IR_3 \quad (2.17)$$

(2.17) тенгламалар системасидан потенциал айирмаларининг йиғиндиси $\varphi_4 - \varphi_1 = I(R_1 + R_2 + R_3)$ бўлади. Умумий қаршилиги R деб олинса,

$$R = R_1 + R_2 + R_3$$

бўлиб, Ом қонуни $\varphi_2 - \varphi_1 = IR$ кўринишда ёзилади.

(2.17) тенгламалардан кўринадики, ўтказгичлар кетма-кет уланса:

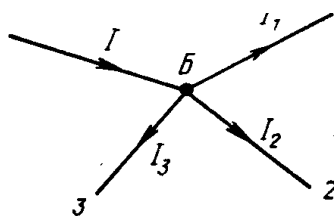
1) занжирнинг айрим бсалаклари учларидаги потенциаллар айирмаси шу олинган қаршилик қийматига тўғри пропорционал бўлади;

2) қаршиликларни кетма-кет уланишида умумий қаршилик айрим қаршиликлар йиғиндисига тенг:

$$R = \sum_{k=1}^n R_k$$

28- §. Кирхгоф қонунлари

1) Иккитадан ортиқ ўтказгичларнинг уланиш нуқтасига *тугун* дейилади. Фараз этайлик, ўтказгичдан ўтаётган I ток кучи B тугунда 1, 2, 3 тармоқлар бўйича тақсимлансин (59- расм). Б тугунга келиб кирган ток кучи I шу



59-расм.

тугундан тармоқланиб чиққан ток кучлари I_1 , I_2 ва I_3 нинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади. Яъни:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

B тугунга кириб келган токни мусбат, ундан чиқиб кетган токларни манфий деб танлаб олинса, юқоридаги формула қуйидаги шаклда ифодаланади:

$$I + (-I_1) + (-I_2) + (-I_3) = 0$$

Бу формулани йиғинди шаклда ҳам ёзиб кўрсатиш мумкин:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0$$

бу ерда n — тармоқланган ўтказгичларнинг умумий сони. Шу формула Кирхгофнинг биринчи қонунини ифодалайди: токнинг тармоқланиш нуқтасидаги ток кучларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенг. Демак, бирор тугунга кириб келувчи электр миқдори шу тугундан чиқиб кетувчи электр миқдорига тенг. Шундай қилиб, Кирхгофнинг биринчи қонуни ўзгармас тоқларга нисбатан олинган электр зарядларининг сақланиш қонунининг ўзгинасидир.

Бундан кўринадики, ўтказгичнинг ҳеч ерида заряд тўхтаб қолмайди: ҳар қандай тугунга қанча заряд келса, шу тугундан шунча заряд чиқиб кетади.

2) Ток занжири бир неча қаршилик ва манбадан иборат ёпиқ занжир-дан иборат мураккаб занжир бўлса, бу вақтда ҳар қайси қисмни алоҳида текшириш талаб қилинади.

Тармоқланувчи тоқларнинг мураккаб системасида (60- расм) ихтиёрий равишда 1, 2, 3 қисмни ажратиб текширайлик. Фараз этайлик, 1—2, 2—3, 3—1 томонлардаги ток манбалари (элементлар)нинг ЭЮКлари E_1, E_2, E_3 уланган ўтказгичларнинг қаршиликлари R_1, R_2, R_3 ҳамда уларнинг учларидаги потенциаллар айирмаси $\varphi_2 - \varphi_1, \varphi_3 - \varphi_2$ ва $\varphi_1 - \varphi_3$ бўлсин. Умумий ҳолда занжирнинг баъзи бир қисмларида ЭЮК бўлмаслиги ёки элементлар қарама-қарши уланиши ҳам мумкин.

Қисмлардаги ток ва ЭЮК лар соат стрелкаси бўйича йўналган бўлса мусбат, тесқарисига йўналган бўлса, манфий деб ҳисобланиб, ҳар бир қисмга Ом қонунини татбиқ этсак,

$$\varphi_2 - \varphi_1 + E_1 = I_1 R_1$$

$$\varphi_3 - \varphi_2 + E_2 = I_2 R_2$$

$$\varphi_1 - \varphi_3 + E_3 = I_3 R_3$$

лар чиқади. Бу тенгламаларнинг ҳадма-ҳад йиғиндиси

$$E_1 + E_2 + E_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3$$

чунки

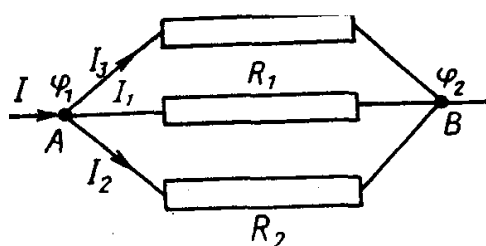
$$(\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_1 - \varphi_3) = 0$$

Демак,

$$\sum_{k=1}^n E_k = \sum_{k=1}^n (IR)_k \quad (2.18)$$

бу ерда n — қисмлар сони. Берк қисмдаги ЭЮК ларнинг алгебраик йиғиндиси ток кучларининг тегишли ўтказгич қаршиликларига бўлган кўпайтмаларининг йиғиндисига тенг. (2.18) тенглама *Кирхгофнинг иккинчи қонунининг* математик ифодасидир.

29- §. Қаршиликларни параллел улаш



61-расм.

Қаршиликларни параллел улашда ток A тугундан чиқиб бир неча қаршиликларга бөлиниб тарқалади ва яна иккинчи бир B тугунга келиб қўшилилади (61-расм).

Тармоқлардаги уланган қаршиликлар R_1, R_2, R_3 бўлиб, улардан ўтган ток кучлари I_1, I_2, I_3 бўлса, бўларнинг ҳаммаси ҳам A ва B

нуқталарига уланган бўлгани учун улардаги потенциаллар айирмаси бир хил бўлади. Занжирнинг ҳар бир қисми учун Ом қонуни:

$$I_1 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_1}, \quad I_2 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_2}, \quad I_3 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{R_3} \quad (2.19)$$

умумий ток кучи Кирхгофнинг биринчи қонунига биноан

$$I = I_1 + I_2 + I_3 = \varphi_2 - \varphi_1 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \right) \quad (2.20)$$

бўлади. Ом қонунини 61- расмдаги AB системага татбиқ этилса,

$$I = \varphi_2 - \varphi_1 \frac{1}{R} \quad (2.21)$$

бунда R — системанинг қаршилиги, (2.20) ва (2.21) тенгламаларни таққосласак,

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (2.22)$$

келиб чиқади. Параллел уланган қаршиликлар сони n та бўлса,

$$\frac{1}{R} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{R_k} \quad (2.23)$$

(2.22) тенгламадан кўринадикки, параллел уланган қаршиликлар сони кўпайган сайин, умумий қаршилик камаяди.

(2.19) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзсак бўлади:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_1 R_1$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_2 R_2$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = I_3 R_3$$

Бундан $I_1 R_1 = I_2 R_2 = I_3 R_3$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad \frac{I_2}{I_3} = \frac{R_3}{R_2}, \quad \frac{I_3}{I_1} = \frac{R_1}{R_3} \quad (2.24)$$

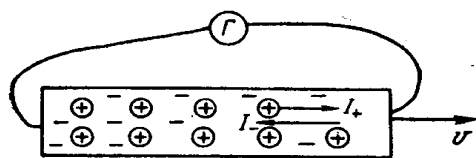
(2.24) дан кўринадик, ўтказгичлар параллел уланганда улардан ўтувчи ток кучлари нисбати қаршиликлар нисбатига тескари пропорционал бўлар экан. Демак, параллел уланган ўтказгичларнинг қайси бири катта қаршиликка эга бўлса, ундан шунча кам ток ўтади.

III БОБ. ЭЛЕКТР ӨТКАЗУВЧАНЛИКНИНГ КЛАССИК НАЗАРИЯСИ

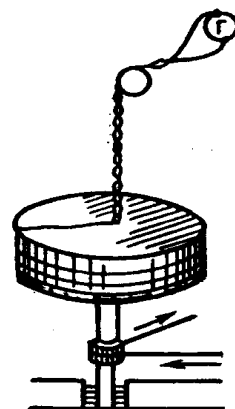
30- §. Металларда заряд ташувчиларнинг табиати

Металларда заряд ташувчи зарраларнинг табиатини аниқлаш учун қуйидаги тажрибалар қилинган.

1. Рикке иккита мис цилиндр ўртасига шу диаметрдаги алюминий цилиндрни қўйиб, бу система орқали узлуксиз равишда бир йил ток ўтказганда, улардан $3.5 \cdot 10^6 \text{ Кл}$ заряд миқдори ўтган. Аммо цилиндрларнинг ранги ҳам, массаси ҳам ўзгармаган. Бундан кўринадик,



62- расм.



63- расм.

металларда ток ташувчи зарра ион ёки атом эмас. Улар бўлганларида жуда бўлмаганда массаси ўзгарар эди.

2. Металл бөлакчасини олиб унинг икки учига кетма-кет равишда уланган гальванометр билан биргаликда v тезлик билан ҳаракатлантирайлик. Бирга ҳаракатланганда гальванометр стрелкаси оҳмайди. Металл бөлакчаси кескин төхтаса ёки кескин ҳаракатланса, гальванометр стрелкаси оҳади. Демак, ток ташувчи зарра зарядга эга бўлиши билан бирга массага ҳам эга экан. Шунинг учун механиканинг инерция қонунига асосан металл төхтаганда ҳам зарра ҳаракатланди (62-расм). Бу тажриба Ҳояси Манделъштам ва Папалекси томонидан айtilган. Улар сим оералган Ҳалтак олиб, унинг ўқи атрофида тебранма ҳаракатга келтирилганларида берк занжир бөейлаб сөзгарувчан электр токи ҳосил бўлган. Сўнгра Г. Лоренц ушбу тажрибани Толмен ва Стюарт қилгани

каби бажариб, улар билан бир хил натижа олган. Уларнинг тажрибалари схемаси 63- расмда келтирилган.

Тажрибани сётказишда ҳаракатланаётган металл симда индукцион ток ҳосил бўлмаслиги учун Ер магнит майдони таъсиридан холи ҳолда тажриба ўтказганлар. Улар узунлиги 500 м бўлган ингичка симни җалтакка сераб, сим учларини эластик сим билан гальванометрга улаганлар. Сўнгра җалтакни ўз ўқи атрофида катта тезликда (тахминан 30 м/с) ҳаракатлантириб, кескин тўхтатганларида гальванометр стрелкаси қисқа вақт оғанлигини кузатганлар. Стрелка оғиши манфий заряднинг ҳаракат йўналишига мос келган. Бу сётказилган тажрибалар ёрдамида *заряднинг солиштирма заряди* $\left(\frac{q}{m}\right)$ аниқланган. Ҳисоблашлар бу катталик электроннинг солиштирма зарядига жуда яқин эканлигини кўрсатади. Шунинг учун *металларда заряд ташувчи зарра эркин электронлар дейилади*. Эркин электронлар металлнинг кристалл панжараларига жойлашган атомларнинг валентлик ионларининг ажралиб чиқишидан ҳосил бўлади. Бу электронларнинг концентрацияси $n \approx (10^{28} - 10^{29}) \cdot \text{м}^{-3}$ га тенг.

Бу ҳодисани математик равишда ифодалаш учун симнинг кесим юзи S , узунлиги l бўлиб, $V = Sl$ ҳажмнинг ҳар бир бирлигидаги заряд ташувчи m массали зарралар сони n_0 бўлса, v тезлик билан ҳаракатланган сётказгичнинг кинетик энергияси ($-dW$) энергия ҳисобига камайиб, Жоуль—Ленц иссиқлиги dQ га айланади, бунда

$$-dW = Nd \langle K \rangle = n_0 Sl d\left(\frac{mv^2}{2}\right) = n_0 Slm v dv \quad (3.1)$$

Иккинчидан, $I = \frac{dq}{dt}$ эканлиги ҳисобга олинса, Жоуль—Ленц қонунига

асосан, бу энергия ҳисобига ажралиб чиққан иссиқлик миқдори

$$-dW = dQ = I^2 R dt = IR (I dt) = IR dq = n_0 S v e R dq \quad (3.2)$$

бўлади. (3.1) ва (3.2) формулаларнинг ўзаро тенглигидан

$$dq = \frac{m}{e} \cdot \frac{ldv}{R} \quad (3.3)$$

ҳосил бўлади. Бу тенгламада m —зарранинг массаси ва q — ундаги заряд миқдори, R — l узунликда олинган симнинг қаршилиги.

(3.3) тенгламани интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$q = \int_0^t dq = \frac{ml}{eR} \int_0^v dv = \frac{ml}{eR} v \quad (3.4)$$

Бундан

$$\frac{q}{m} = \frac{v l}{eR} \quad (3.5)$$

(3.5) тенгламага асосан заряд (q) нинг ўз массасига нисбати топилган. Масалан, мис учун $1,60 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$, алюминий учун $1,54 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$, кумуш учун $1,49 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$ эканлиги топилган.

Энг аниқ кейинги электр ва магнит майдонларида электроннинг оёши асосидаги тажрибалардан электроннинг солиштирма заряди $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$

31- §. Металлар электр отказувчанлигининг классик электрон назарияси

Ҳар қандай металлнинг кристалл панжара тугунларини ташкил этган атомлар, ионлар оралиғида эркин ҳаракатда бўлган электронлар, газларнинг молекуляр-кинетик назариясида айтилгандек, тўқнашишлар натижасида хаотик (тартибсиз) ҳаракатда бўлади. Бу электронлар ҳар бир моментда турли йўналишда тугунларга тўқнашиб бир томонга йўналган электрон гуруҳи бўлмагани учун ўтказгичдан электр ток ўтиши рўй бермайди, яъни ток бўлмайди. Агар шу ўтказгичларнинг икки учини потенциаллари φ_1 ва φ_2 бўлган ток манбаи қутбларига уласак, металл ичида ҳосил бўлган электр майдон ҳамма электронларга $\vec{F} = e\vec{E}$ куч билан бир йўналишда таъсир этиб, мусбат қутб томон тезланувчан ҳа-ракатга келтиради, ўтказгичнинг коендаланг кесим юзи орқали вақт бирлиги ичида ўтган заряд миқдори $I = \frac{q}{t}$ ток кучи ўтишига олиб келади.

Друде — Лоренцларнинг классик назариялари бўйича тартибсиз v тезлик билан ҳаракатда бўлган электронлар ҳар бир атомли газ молекулалари каби иссиқлик ҳаракат энергияси $\frac{mv^2}{2}$ га эга бўлиб, кинетик назарияга асосан:

$$\overline{\frac{mv^2}{2}} = \frac{3}{2} kT$$

Бу тенгламаларда $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, $T = 273 \text{ К}$, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ қийматлардан фойдаланиб, заряднинг иссиқлик ҳаракатдаги тезлигини ҳисоблай оламиз:

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 10^5 \text{ м/с}$$

Электроннинг эркин югуриш ўртача йўли узунлиги $\langle \lambda \rangle$ бўлса, эркин югуриш ўртача вақти $\langle \tau \rangle = \frac{\langle \lambda \rangle}{v}$ бўлади.

Аммо электрон учун $\langle \lambda \rangle$ нинг қиймати номаълум, уни панжара доимийси d дан бир неча 10 марта катта деб олиш мумкин.

Электроннинг панжара ионлари билан икки кетма-кет тўқнашиши учун ўтган вақт ичидаги тезлик ўзгариши Ньютон қонунига кўра $\vec{F} \langle \tau \rangle = m \Delta \vec{v}$ ва $\vec{F}_e = e \vec{E}$ бўлгани учун:

$$\Delta \vec{v} = \frac{F}{m} \langle \tau \rangle = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle \vec{E}$$

Электрон дрейфининг тезлиги занжир уланиш моментда ноль, тўқнашиш моментда максимал бўлиб, у

$$v_m = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle E \quad (3.6)$$

га тенг. Тезликларининг ўрта қийматини аниқласак,

$$\langle v \rangle = \frac{v_0 + v_m}{2} = \frac{e}{2m} \langle \tau \rangle E$$

бўлади. Ҳисоблашларга асосан, у қуйидагига тенг:

$$\langle v \rangle = 0,001 \frac{m}{c}.$$

Агар ток зичлиги формуласи $j = n_0 e \langle v \rangle$ га $\langle v \rangle$ нинг ифодасини қўйсак, Ом қонуни келиб чиқади:

$$j = \frac{n_0 e^2 \langle \tau \rangle}{2m} E \quad \text{ёки} \quad j = \sigma E. \quad (3.7)$$

Бу ифодадан кўринадики, ток зичлиги электр майдон кучланганлигига тўғри пропорционал. Бу *Ом қонунининг дифференциал ифодасидир*.

Бундаги классик электрон назария асосида чиққан солиштирма электр ўтказувчанлик

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \langle \tau \rangle}{2m} = \frac{n_0 e^2 \langle \lambda \rangle}{2m \langle v \rangle} \quad (3.8)$$

металларнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сонига ва ўртача эркин югуриш йўл узунлигига тўғри пропорционал. Амалда кўпинча солиштирма электр ўтказувчанлик σ сёрнида унинг тескари қиймати $\frac{1}{\sigma}$ ни солиштирма қаршилик ρ ёзилади. (3.8) формуладан кўринадики, агар электрон панжарадаги ионлар билан тўқнашмаса, эркин югуриш йўли чексизликка интилади, демак, солиштирма электр ўтказувчанлик ҳам чексизликка интилган бўлар эди. n_0 нинг Авогадро сони N_A га нисбати $\frac{n_0}{N_A}$

металл зичлиги d нинг атом массаси сони A га нисбатига тенг: $\frac{n_0}{N_A} = \frac{d}{A}$

натижада $j = n_0 e v$ дан $v = \frac{j}{en_0} = \frac{jA}{edN_A}$ бўлади.

Кўпинча металллар учун зичлик атом оҳирлигининг зичликка нисбати $\frac{A}{d} = 10$ дан ошмайди. Бир мольдаги ионлар (электронлар) зарядининг миқдори $q = N_A e = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 9,63 \cdot 10^4 \text{ Кл} / \text{моль} \approx 10^5 \text{ Кл} / \text{моль}$. Агар металл симдан ўтаётган токнинг зичлиги 10^7 А/м^2 бўлса, электроннинг тартибсиз ҳаракат тезлиги 10^{-3} м/с га тенг бўлади. Демак, бундай тезлик билан ҳаракатланаётган электрон қандай қилиб занжир уланиши билан анча узоққа тез етиб боради? Бу вақтда электрон эмас, балки у ҳосил қилаётган электр майдоннинг тарқалиш тезлигини ўтказгич узунлиги бўйича ташкил этувчиси катта тезлик билан, яъни электромагнит тўлқинининг тезлиги 10^8 м/с билан тарқалади.

Классик электрон назариядан фойдаланиб Жоуль — Ленц қонунини ҳам келтириб чиқарайлик. Бунинг учун электроннинг тугундаги заррага урилиш олдидаги максимал кинетик энергиясидаги тезлик ўрнига (3.6) ни қўйсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$K = \frac{m}{2} v_m^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 \lambda^2}{m} E = \frac{e^2 \langle \lambda \rangle^2}{2m v_m^2} E \quad (3.9)$$

У вақтда ўтказгичнинг бирлик ҳажмидаги электронлар $\frac{1}{\tau}$ вақтда бир марта урилади ва бунинг натижасида шунча марта кўп иссиқлик ажралади. Вақт бирлиги (1с) да ажралган иссиқлик миқдори:

$$Q_1 = \frac{ne\tau^2}{2m} E \quad (3.10)$$

(3.8) ни ҳисобга олсак, (3.10) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$Q_1 = \sigma E^2 = \frac{E^2}{\rho} \quad (3.10a)$$

Бу ифода Жоуль — Ленц қонунининг дифференциал кўринишини ифодалайди. Демак, ажралаётган иссиқлик миқдори электр майдон кучланганлигининг квадратига тўғри пропорционал экан.

Бу ифодани сизга таниш бўлган интеграл кўринишида ифодалаш учун уни ўтказгич узунлиги l га, кендаланг кесими S га ва ток ўтиш вақтига кўпайтирамиз:

$$Q = Q_1 l S t = \frac{E^2}{\rho} l S t = \frac{(El)^2}{\rho \frac{l}{S}} t = \frac{U^2}{R} t = I U t$$

келиб чиқади.

32- §. Классик назариянинг кийинчилиги ва камчилиги

Газларнинг молекуляр-кинетик назариясида иссиқлик сиғимини ҳисоблашда бир атомли газнинг ҳар бир молекуласи $\frac{3}{2}kT = \frac{mv^2}{2}$ энергияга эга бўлгани каби, ҳар бир электрон ҳам $\frac{3}{2}kT$ энергияга эга бўлиб, бир мольдаги электронлар иссиқлик сиғими $C = \frac{3}{2}R = 1,25 \frac{\text{Ж}}{\text{К} \cdot \text{моль}}$ бўлиши керак, кристалл панжарадаги атомларнинг иссиқлик сиғими $25 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ бўлиб, металлни ташкил этган бутун атомларнинг иссиқлик сиғими классик электрон назарияга асосан $37,5 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ га тенг бўлиши керак. Ҳақиқатда бу иссиқлик сиғимининг $25 \frac{\text{Ж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ га тенг эканлигини тажриба ҳам тасдиқлайди. Демак, металллардаги электронлар металлларнинг иссиқлик сиғимига ҳеч қанча ҳисса қoшмайди. Металллар худди кристалл диэлектриклар каби Дюлонг—Пти қонунига бoёйсунди.

Классик электрон назария асосида металлларни электрон газлардан иборат деб қараб, бир атомли идеал газлар каби иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти концентрацияга бoғлиқ деб қараймиз. У вақтда металлларнинг солиштирма электр ўтказувчанлик коэффиценти ҳам концентрацияга бoғлиқлигини (3.8) орқали ифодаланган.

Видеман — Франц электрон газдаги электронлар бир хил тезликка эга деб қараган, металллардаги иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти (χ) нинг солиштирма электр ўтказувчанликка нисбати

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T = AT \quad (3.11)$$

эканини аниқлади, уни тажриба ҳам тасдиқлаган. Аммо газ молекулалари молекуляр физикада Максвелл тезликлар тақсимоотида кoерганимиздек, ҳар хил тезлик билан ҳаракатланади. У вақтда юқоридаги формуладаги 3 коэффиценти oғирини 2 олади. Бу тажрибада тасдиқланмайди. Бу фарқни тушунтириш учун Зоммерфельд электрон газ учун классик статистика oғирнида Ферми—Диракнинг квант статистикаси қoеланилганда (3.11) формула ҳосил бўлган.

Бундан ташқари, классик электрон назария асосида металлларнинг ўта электр oтказувчанлиги ҳодисасини ҳам тушунтириш кийин.

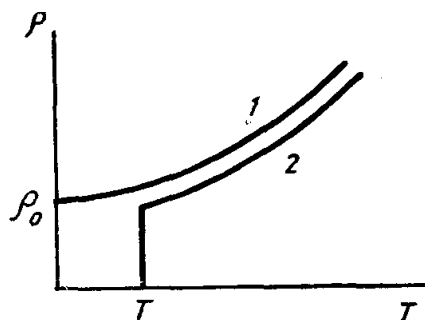
33- §. Ёта ўтказувчанлик ҳақида тушунча

2-боб 25-§ да ўтказгич қаршилигининг ҳароратга боғлиқ эканлигини қараб ўтганимизда

$$R = R_0(1 + \alpha t^\circ)$$

ёки солиштирма қаршилик

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t^\circ)$$



64, а-расм.

эканини кўрган эдик. Демак, қаршилик ёки солиштирма қаршилик ҳарорат билан чизиқли боғлиқ эди (64, а-расмдаги, 1).

Фан ва техниканинг ривожланиши металл ўтказгичлар ҳарорати маълум ҳароратдан паст бўлганда қаршилиги сакраб нолга тенг бўлади (64, а-расмдаги, 2). Камерлинг—Оннес бу ҳодисани аниқлаб, уни *ёта* *ётказувчанлик* деб атаган. Текширишлар натижасида аниқланишича, соф металлларнинг ўта ётказувчанликка ўтиш ҳарорати 0,14 К билан 9,22 К оралиғида, қотишмаларда эса бу ҳарорат 18 К гача етади. Баъзи моддаларнинг ёта ётказувчанликка ётиш ҳарорати 4-жадвалда келтирилган.

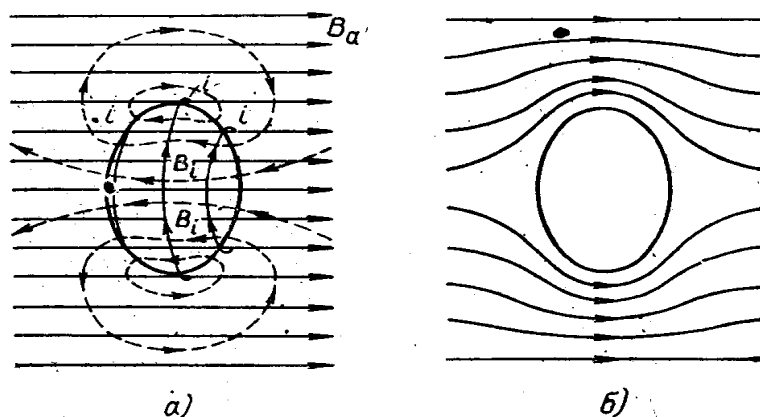
4- жадвал

Модда	T, К	Модда	T, К
Титан	0,4	Симоб	4,1
Кадмий	0,5	Ванадий	5,3
Рух	0,38	Қўрғошин	7,2
Алюминий	1,2	Ниобий	9,3
Калай	7,3	Nb ₃ Sn	18

Бундай хусусиятга эга бўлган моддаларга *ўта ётказувчан ўтказгичлар* дейилади. Бу ҳолатда ўтказгичнинг қаршилиги нолга тенг бўлиб, унда Жоуль — Ленц иссиқлиги ажралмайди. Шунинг учун ўта ётказувчан моддаларда бир бор ҳосил қилинган ток манбаисиз узоқ, вақт ҳосил бўлиб туради. Иккинчидан, модда ичида ўта ўтказувчанлик ҳолатида магнит индукцияси нолга тенг. ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтишда унинг иссиқлик сиғимида сакраш рўй беради. Бу эса иккинчи тур фазавий ўтишни ифодалайди. Агар ўта ўтказувчанликка ўтишда ёки акс ҳолатида магнит майдони ўзгарса, бу ҳолатда моддада иссиқлик ажратиш ёки ютиш ҳодисаси рўй беради. Бунга *иккинчи тур фазавий ўтиш* дейилади. Булардан кўринадики, ўтказгичда иккала турдаги фазавий ўтиш ҳолатини

кузатишимиз мумкин бўлар экан. Улардан ташқари моддаларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги ҳам ўзгаради.

Ўта ўтказгичдан қилинган бирор жисмни биз аввал совитиб, ўта ўтказувчан ҳолатга келтирдик, сўнггра индукцияси (жисм киритилмаганда) $\vec{B}_a = \mu_0 \vec{H}_a$ га тенг бўлган ташқи магнит майдонга киритдик дейлик. Магнит майдон уланганда ўта ўтказгичда қўшимча



64, б -расм.

$\vec{B}_i = \mu_0 \vec{H}_i$ индукция ҳосил қилувчи индукцион тоқлар пайдо бўлади (64, б-расм), бу қўшимча индукция Ленц қонунига мувофиқ $\vec{B}_a$ ташқи индукцияни компенсациялайди. Одатдаги ўтказгичда индукцион тоқлар дарҳол сўнади ва фақат магнитловчи Ҳалтак юзага келтирган оқимгина қолади. Ўта ўтказгич бўлган ҳолда эса компенсацияловчи тоқлар мутлақо сўенмайди ва шунинг учун жисм ичида натижавий индукция ҳамма вақт $\vec{B} = \vec{B}_a + \vec{B}_i$ бўлади. Ташқи фазада натижавий индукция чизиқлари 64, б-расмда кўрсатилганидек бўлади. Уларни жисм оғзидан итаради ва улар жисмни айланиб ўтади.

Ўта ўтказгич ўта ўтказгич ҳолатга ўтиш температурасидан паст температурага қанча кучли совитилган бўлса, ўта ўтказувчанлик йўқоладиган "критик" магнит майдон шунча катта бўлади. Ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температурасида критик майдон нолга тенг бўлади.

Ўта ўтказувчан жисмда магнит индукциясининг нолга тенглигини сиртки қатламда сўз магнит майдони билан ташқи магнит майдонини компенсациялайдиган тоқларнинг юзага келиши билан ҳам тушунтириш мумкин. Ўта ўтказувчан жисмнинг жуда юпқа (10^{-5} см тартибидаги) сиртки қатламда $B=0$. Ташқи кучли магнит майдони ўта ўтказувчанлик ҳолатини бузиб юборади. Бундай бузилиш ўта ўтказувчан жисмда оқаётган электронлар ҳосил қилган тоқнинг магнит майдони ҳисобига ҳам юз бериши мумкин.

Бу соҳада жуда кўп назарий ишлар бажарилганига қарамай, сўнгги вақтларга қадар ўта ўтказувчанликнинг тоғла мукамал назариясини яратиш мумкин бўлмай келди. Фақат 1956 йилда америка физиги Купер

сета сётказувчанлик ҳолатига сетишда спин моментлари параллел жойлашган электронлар жуфтларининг ҳосил бўлиши асосий роль сўйнашини кўрсатишга муваффақ бўлди. Шундан кейингина асосан сета сётказувчанлик ҳолатини ва у билан бирга юз берадиган ҳодисаларни тушунтириш имконияти туғилди. Сета сётказувчанлик ҳолатида модда ичидаги электронлар ҳаё сета оқувчан бўлиб қолади. Сета сётказувчанликнинг тўсела назариясини юқоридаги мулоҳазаларга асосланиб рус олими Н.Н.Боголюбов ва унинг ҳодимлари томонидан ривожлантирилди.

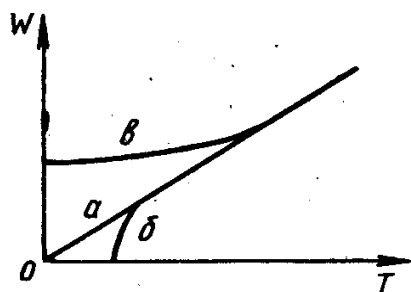
Жуда яхши сётказгич ($\sigma \approx 10^4 - 10^5 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) бўлган материаллар билан бир қаторда сётказувчанлиги ҳоят кичик бўлган ($\sigma \approx 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) бўлган жисмлар масалан, селен, мис (I) оксиди (Cu_2O) кўпчилик минераллар Менделеев жадвалининг тўртинчи, бешинчи ва олтинчи группасидаги металлмас элементлар, кўслород ва олтингугуртли ноорганик бирикмалар, металлмасларнинг баъзи қотишмалари, баъзи органик бўёқлар ва бошқалар ҳам бўлади. Бу жисмларни ярим сётказгичлар дейилади.

Баъзи ярим сётказгичларнинг металлларга тегиб турган жойида алоҳида ҳодисалар юз беради - токни фақат бир йўналишдагина сётказа оладиган беркитувчи қатлам ҳосил бўлади. Масалан, мис (I)-оксид бўлганда электр ток металлмасдан мис (I)-оксиди томонга сетаётганида тескари йўналишда сетаётганига қараганда мингларча марта катта бўлади.

Агар ўта сётказувчи ҳолатда ўзгарувчан, айниқса, юқори частотали ток сётса, унинг қаршилиги нолдан катта бўлади. Кейинги вақтда баъзи ярим ўтказгичлар ҳам ўта ўтказувчанлик хоссасига эга эканликлари аниқланган.

34- §. Металлларининг квант назарияси ҳақида тушунча

Классик статистикада ҳар бир зарра бошқа қўшни заррадан тамомила фарқ этади деб қаралади. Масалан, газларнинг кинетик назариясида зарра энергиялари каби уларни характерловчи параметрларнинг тақсимланиши ҳам Максвелл тақсимоти қонуни асосида тушунтирилади. Аммо квант статистикасида зарралар бир-биридан фарқ қилмайди, бу ерда газлар



65-расм.

кинетик назарияси Бозе — Эйнштейн назарияси асосида тушунтирилиб, паст ҳароратда Максвелл тақсимотидан тамомила фарқ қилади. Масалан, бу назария бўйича зарралар энергияси ҳарорат 0 К бўлгандагина эмас, балки 0 К дан юқорироқ ҳароратда ҳам ноль бўлади (65-б расм). Бу назарияни тажриба натижалари ҳам тасдиқлайди, аммо бундан ҳам четланиш рўй беради.

Ферми — Дирак статистикасига мувофиқ электрон энергияси абсолют нолдан бошлаб анча юқори ҳарорат чегарасигача ҳароратга боғлиқ бўлмайди (65-в расм), Бу янги фикр Максвеллнинг металлнинг иссиқлик сиёимини ҳисоблашда электронлар энергиясини ҳисоблаш шарт эмас, деган қийинчиликни камайтиради ва унинг фикрича, зарралар энергиясининг ҳароратга боғлиқлиги 65- а расмда кўрсатилган. Ферми — Дирак статистикасида Паулининг атомда квант сонлар тўплами бир хил бўлган иккита электрон бўлмайди ёки бир хил квант ҳолатда бир вақтда иккита электрон бўлмайди деган принципи ҳисобга олинган (Эслатма: атомда электроннинг ҳолати 4 та квант сонлари (n -бош квант сон, l -азимутал квант сон, m_l -магнит квант сон, m_s -спин квант сон) билан аниқланади. Электронни характерлайдиган параметрлар, масалан, спиннинг йўналиши ҳар хил бўлиши керак. Бу ерда қаттиқ жисм фазовий катакларга бўлиниб, ҳар бир катакда спин йўналиши энергетик маънода қарама-қарши фақат иккита электрон бўлиши мумкин.

Катак ҳажми h^3 га тенг деб олинса ҳам, геометрик маъно бермай, энергетик маънога эгадир ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$). Фазовий катакда бири иккинчисидан фарқ этмайдиган бир электронни иккинчи электрон билан алмаштирилса ҳам металлнинг энергетик ҳолати ўзгармайди.

Ферми—Дирак электронларнинг энергия бўйича тақсимотини электроннинг одатдаги m массаси ўрнига кристалл панжарада бўлган электроннинг даврий электр майдондаги эффектив массаси m^* орқали ифодалаб, тубандаги ифодани ёзади:

$$dn = \frac{4\pi(2m^*)^{\frac{1}{2}}}{h^3} \cdot \frac{W^{\frac{1}{2}}}{\exp \frac{W - \mu}{kT} - 1} dW \quad (3.12)$$

Ушбу $\mu = \frac{h^2}{2m^*} \left(\frac{3n_0}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$ катталик химиявий потенциал бўлиб, электрон юқори ҳароратда жуда катта энергияга эга бўлиб, энергияси $W - \mu > 2kT$ бўлганда (65- а расм), бу тенглама Максвеллнинг классик тақсимот формуласига айланади.

35- §. Металлар ва ярим ўтказгичларнинг электр оёказувчанлиги

Металларнинг солиштирма электр оёказувчанлиги ҳароратга боғлиқ ҳолда $6 \cdot 10^{-6}$ дан $6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ гача чегарада бўлади, солиштирма электр оёказувчанлиги 10^{-8} дан $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ гача бўлган моддалар *ярим оёказгич* ва бундан ҳам юқори 10^{-10} дан кичик бўлган моддалар *диэлектриклар* (ёки *изолятор*) дейилади. Бу ярим оёказувчан моддалар ва диэлектрикларда электронлар ва ионлар заряд ташувчилар бўлади. Қаттиқ электролитларда ва шу каби (сувсиз NaNO_3 , KNO_3 , HgNO_3 , SiH , NaCl) туз ва туз эритмалари ионланганда ҳам электролиз характерида ток ўтади.

Металл ва ярим ўтказгичлар солиштирма оёказувчанлигининг ҳароратга боғлиқлиги сифат томондан фарқланади. Ҳарорат пасая бориб,

абсолют нолга яқинлашса, металлнинг электр оётаказувчанлиги чексизликка интилса, ярим ўтказгичларники нолга интилиб, диэлектр бўлиб келади. Ҳарорат кўтарила борса, ярим ўтказгич металл каби хусусиятга эга бўлади. Атомлар орасидаги боғланиш сусайиб, эркин электрон кўпайиб, ток ўтиши кучаяди. Металл атомларининг ташқи валентлик электронлари ядро билан кучсиз боғланган. Ярим ўтказгичларники эса анча кучли боғланган. Ядролардан узилган (ажралган) бундай электронлар эркин (озод) бўлиб, металлнинг ҳамма томонида ҳаракат қила олади.

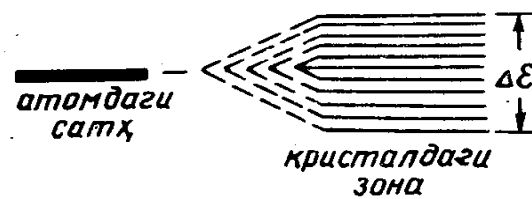
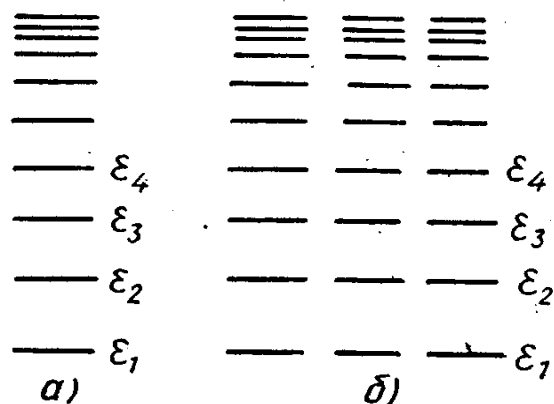
Ярим ўтказгичларда эса электронлар кучли боғлангани учун бундай эмас, уларга ионланиш энергияси панжарани тебратувчи иссиқлик, қисқа электромагнит тўлқин, югурувчи зарралар оқими, кучли электр майдон энергия бериш керак. Ярим ўтказгичнинг турига қараб бу энергия 0,1 дан 2 эВ гача, битта атомнинг ўртача иссиқлик энергияси $\frac{3}{2}kT \approx 0,04 \text{ эВ}$ дан

анчагина кўпдир. Шунинг учун ярим ўтказгичларда эркин электронлар концентрацияси жуда оз, аммо температура кўтарила борса, эркин электронларнинг ортиши билан рекомбинация, яъни мусбат ва манфий ионларнинг бирикиб нейтрал атом ҳосил қилишлари ортишига қарамай, ҳар бир ҳарорат қийматида ионизация ва молизация қийматлари ўзаро тенг бўлиб, динамик мувозанат натижасида ҳаракатчан электронлар сони орта боради, натижада электр ўтказувчанлик ҳам қисман оша боради.

Металл ва ярим ўтказгичларда бўладиган жараёнларни тушуниш учун улардаги валент электронлар энергетик сатҳларининг тузулишини қараб чиқайлик.

Бирор ажралган ҳолда (якка) олинган атомнинг ихтиёрий валент электронининг энергетик сатҳи схематик равишда 66- а расмда кўрсатилгандек бўлсин.

Энг кам ε_1 энергияга эга бўлган сатҳга *асосий ёки уйғонмаган, қолган ҳамма сатҳлари уйғонган* деб қаралади. Шундай атомлардан N донасини танлаб олайликки, улар орасидаги масофа катта бўлгани учун улар



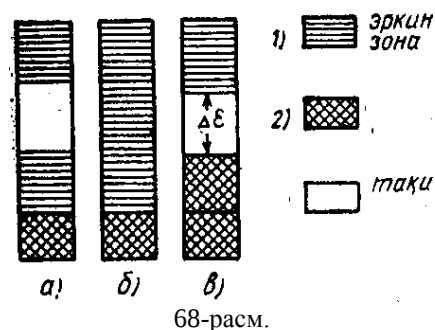
67- расм.

66- расм.

орасидаги таъсир кучларини ҳисобга олмаслик мумкин бўлади. Системадаги N та ўзаро таъсирлашмайдиган атомни ва валент электронларини олдинги 66- а расмда ифодаланган энергетик сатҳи системада нечта атом бўлса, шунча марта такрорланади (66- б расм). Энди бу атомларни шунчалик яқинлаштирайликки, натижада кристалл панжара ҳосил килсин. Бу ҳолда атомларнинг ўзаро таъсир кучи натижасида ҳар бир оддий энергетик сатҳ N дона оддий сатҳга ажралади (67-расм). Энергетик сатҳларнинг N каррали тўплами *энергетик зонани* ёки *кристалл зонасини* ҳосил қилади. Ҳар бир асосий зона парчаланишидан ҳосил бўлган N каррали уйғонган зоналар йиғиндисига *асосий зона* дейилади. Бошқа ҳамма қолган зоналар *уйғонган сатҳлар зоналари* дейилади. N жуда катта бўлгани учун битта зонанинг худди шундай зонагача бўлган оралиғи жуда кичик, шунинг учун озгина энергия билан электронни танлаган зонанинг бир энергетик сатҳдан иккинчисига кўчириш мумкин. Амалда ҳар бир зонанинг энергетик сатҳи бир-бири билан узлуксиз бирлашгандек кўринади. Аммо бошқа қошни энергетик сатҳлар бир-биридан энергиянинг чекли интервали билан чегараланган. Бу интерваллар *тақиқланган зоналар* дейилади. Бундай интервалларда зарур бўлган энергияни электронлар қабул қила олмагани учун электронлар сатҳ ораларидан ўта олмайди. Бу тақиқланган зоналарга қарама-қарши ҳолда энергиянинг етарли мумкин бўлиш қиймати *рухсат этилган зона* дейилади.

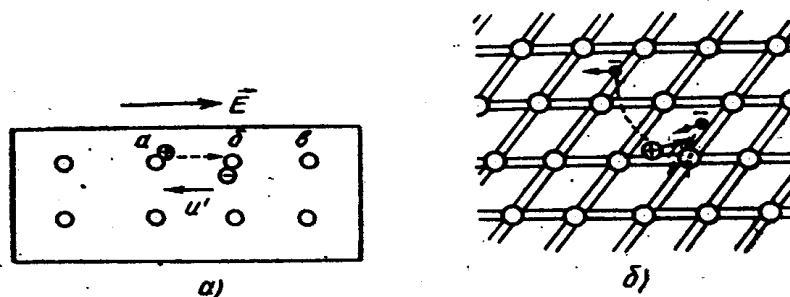
Металларда уч хил зона бўлади: эркин озод зона, тақиқланган зона ва рухсат этилган зона бўлади.

Металларда валентли электронларнинг асосий энергетик зонаси уйғониш сатҳидан чекли кенгликда тақиқланган зона билан ажралган ҳолда бўлиши мумкин (68-а расм). Тақиқланган зонанинг кенглиги



ноль ҳам бўлиши мумкин, у вақтда асосий зона сатҳи яқинида турган уйғониш сатҳига туташган ёки уни қиймат беркитган бўлиши ҳам мумкин (68-б расм). Бу ҳолда аввалгига сөхшаб, ҳар икки зона битта зонага бирикади ва охиргини *асосий зона* деб олиш мумкин. Металларда асосий зона ҳамма вақт қиймат тўлиқ бўлади, шунинг учун ҳам металлар электр сўтказувчан бўлади.

Ярим ўтказгичларда асосий зона уйғотилган сатҳ зонасидан энергиянинг чекли қиймати $\Delta\epsilon$ билан ажралган бўлади (68- в расм). Бу ерда ярим ўтказгичларнинг асосий зонаси валентли зона, зонадаги уйғотилган сатҳларга — *ўтказувчанлик зонаси* деб қабул қилинган. Шунинг учун абсолют нолга яқин ҳароратда валентли зона электронлар билан тўлган, сўтказиш зона босиб бўлиб, ток ўтмайди — диэлектрик бўлиб қолади. Одатдаги диэлектрикларда, тақиқланган зона чегара кенглиги $\Delta\epsilon$ жуда катта (Ярим ўтказгичларда $\Delta\epsilon = 2\text{ эВ}$ бўлиши диэлектрик ҳолатга



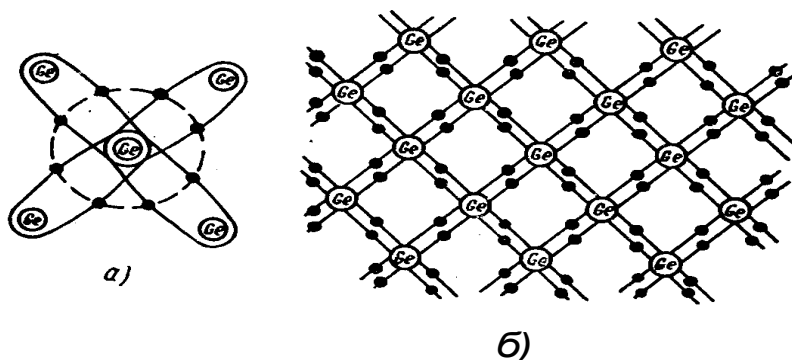
тўғри
келади).
Ҳарорат

70- расм.

кўтарилишида электронлар кристалл ионларидан қарийб kT энергия олиб, баъзи электронлар валентли зонадан оғказувчан зонага ўтиб ток ўтказа бошлайди. Бу ҳол «тешик» номини олган.

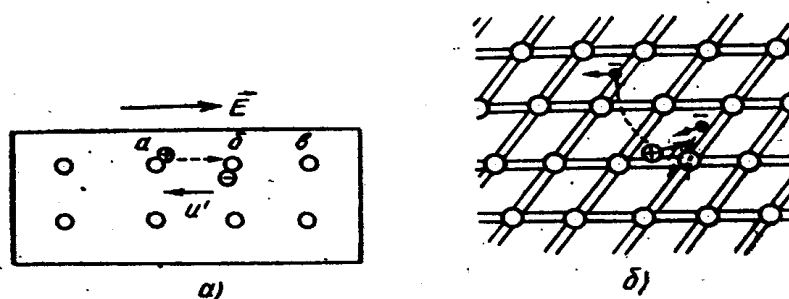
36- §. Ярим ўтказгичларнинг хусусий ва киришмали электр оғказувчанлиги

1) **Хусусий ярим ўтказгичлар.** Менделеев жадвалининг IV группасига кирувчи элементлар бўлиб, улар тўрт валентлидир. Уларнинг валентлик ионлари кристалл панжара тугунидаги атомлар билан ўзаро иккитадан электрон билан боғланган (69-расм).



69-расм.

Бунга *ковалентлик боғланиш* дейилади. Ярим ўтказгичларга ташқи энергия бериш орқали бу заиф боғланган электронларни узиб эркин электронларга айлантириш мумкин. Бу ажралган электрон сёрни босшаб қолади. Бу жойга «тешик» деб аталади ва уни мусбат зарядга эга деб қаралади. Ярим ўтказгичга ташқи электр майдон таъсир этирилса,



70- расм.

электрон ва «тешик» қарама-қарши йўналишда ҳаракатланиб ток ҳосил қилади (70- а, б расм).

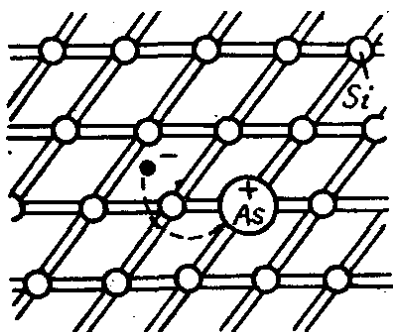
Чунки бөшаб қолган «тешик»ка қөшни турган электрон ўтади. Бу электроннинг сөрни эса бөшайди, шу каби электрон ва «тешик» қарама-қарши йўналишда ҳаракатланади. Бундан кўринадики, *ярим ўтказгичларда ток ташиувчи зарралар манфий зарядли электрон ва мусбат зарядли тешик бўлар экан.* Агар ташки берилаётган энергия ортса, электронлар ва «тешик»лар сони ҳам ортиб ток кўпаяди, яъни электр сөтказувчанлиги ортади.

Ярим ўтказгичдаги электронлар ва тешиклар концентрациясини мос равишда n_- , n_+ ва ҳаракатчанлигини b_- ҳамда b_+ десак, унинг *солиштирма электр сөтказувчанлиги* қуйидагича ифодаланади:

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- = en_+ b_+ + en_- b_-$$

Соф кремнийнинг хона ҳароратида электронлар концентрацияси 10^{17} м^{-3} солиштирма қаршилиги $10^3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ дан катта, аммо 1000 К ҳароратда концентрация 10^{23} м^{-3} га етиб, солиштирма қаршилиги $10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ га тенг бўлади, яъни 10^6 марта камаяди. Демак, ҳарорат ортиши билан электр ўтказувчанлик ортар экан.

б) Киришмали электр ўтказувчанлик. Ярим ўтказгичларга ўзига қөшни бўлган уч ёки беш валентлик элемент атомларидан жуда озгина



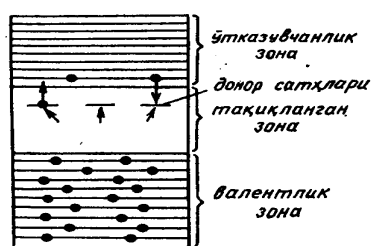
71-расм.

киритганимизда ҳам уларнинг электр сөтказувчанлиги жуда ортиб кетади. Масалан, кремний (Si) га 0,001 фоиз миқдорида фосфор киритсак, хона ҳароратида унинг солиштирма қаршилиги $6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, яъни соф кремнийнинг солиштирма қаршилигига нисбатан 10^5 марта кичик бўлар экан. Демак, ярим ўтказгичларнинг электр сөтказувчанлиги шунча марта ортади. Шунинг учун киришмали ярим ўтказгичларни электр сөтказувчанлигининг хусусий холларини қараб чиқайлик. Биринчи навбатда юқорида айтганимиздек, жуда оз

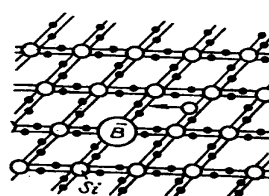
микдорда кремнийга маргимуш (As) киритилсин. Маргимуш бешинчи группа элементи бўлиб, беш валентликдир. Маргимуш атоми кристалл панжарадаги кремний атомларининг бирини сөрнини эгаллаб, ўзининг тўртта электрони билан қўшни тўртта кремний атоми билан боғланади, ортиқча бешинчи электрони панжаралар орасида эркин электрон бўлиб қолади.

Маргимуш атоми эса мусбат ионга айланади. Бу ҳолда «тешик» ҳосил бўлмайди (71-расм). Бу ҳолда заряд ташувчи зарра фақат электрондан иборат бўлади. Шунинг учун бундай киришмали ярим ўтказгичларни *электрон оғтакувчан ёки n-тип ярим ўтказгич* дейилади (negativ — манфий). Бундай киришмали атомларга *донор* дейилади. Булар тақиқланган зонада ўтказувчанлик зонаси яқинида донор сатҳини ҳосил

қилади
и (72-
расм).

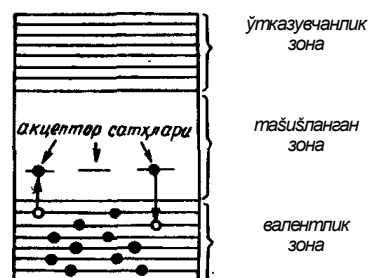


72- расм.



73- расм.

Иккинчи ҳолда кремнийга бор (B) атомидан жуда оз микдорда киритайлик Бор уч валентли бўлгани учун кремнийнинг кристалл панжара тугунларидан бирига жойлашганда сиздаги учта электрон билан қўшни учта кремний атоми билан боғланади, тўртинчи қўшни кремний атоми билан боғланиш учун ўзидан нарироқда турган боғланишдаги электронни тортиб олиб у ерда «тешик» ҳосил қилади. Бу ҳолда бор атоми манфий зарядланиб манфий ионга айланади (73-расм). Бундай киришмали ярим ўтказгичга электр майдони таъсир этса «тешик» сўз навбатида қўшни электронни тортиб олиб, майдон йўналишида ҳаракатланади. Бу ҳолдаги электр ўтказувчанликка «*тешик*» *электр ўтказувчанлик* дейилади. Ярим ўтказгичларга эса *p-тип* дейилади (positiv — мусбат). Тешикни ҳосил қилувчи киришмага акцептор дейилади. Булар тақиқланган валентлик зонасига яқин *акцептор* сатҳини ҳосил қилади (74-расм).



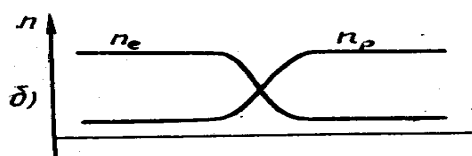
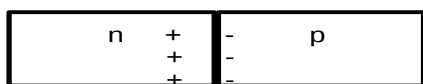
74-расм.

Шундай қилиб, юқори температураларда ярим ўтказгичларнинг электр оғтакувчанлиги киришмали ва хусусий ўтказувчанликлар йиғиндисига тенг бўлади, аммо хусусий ўтказувчанлик

асосий роль ойнайди. Паст температурада эса киришмали ўтказувчанлик асосий роль ойнайди.

37- §. Ярим ўтказгичларда контакт ҳодисаси

Юқорида кўрганимиздек, металллардаги заряд ташувчи электронлар концентрацияси $(10^{28}—10^{29}) \text{ м}^{-3}$



75-расм.

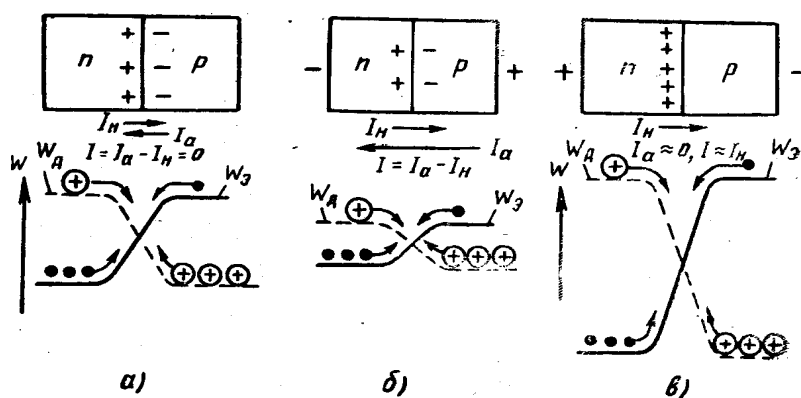
эди. Аммо диффузияланиб бир металлдан иккинчисига ўтувчи электронлар сони жуда кам бўлиб, металллар орасидаги контакт потенциаллар фарқи жуда ҳам кичик бўлади. Ярим ўтказгичларда эса электронлар концентрацияси $(10^{16}—10^{25}) \text{ м}^{-3}$ бўлиб, улар орасидаги контаклда электронлар тахминан 10^{-6} м масофагача ярим

ўтказгич ичига кириб боради. Агар бир хил типдаги ярим ўтказгич сиртларини бир-бирига тегизсак, у вақтда иккаласида ҳам бир хил заряд ташувчилар бир-бирига ўтадилар. Бу ҳол металллардаги контакт ҳодисасига охшайди. Шунинг учун тоза ярим ўтказгичга оз миқдорда беш ва уч валентлик элементи икки томонидан киритиб бир ярми электронли (n -тип) ва иккинчи ярми мусбат тешикли (p -тип) ярим ўтказгичли пластинка тайёрланади. Бу ҳосил бўлган пластинка иккала ярми оралиғида жуда юпка қатлам ҳосил бўлиб, уни $p—n$ ўтиш дейилади. Бу ўтишда электронлар ва тешиklar диффузияланади. Натижада n -типта мусбат зарядлар—тешиklar, p -типта эса манфий зарядлар — электронлар қатламлари ҳосил бўлади (75- расм). Тешикнинг n - соҳага ўтиши унда потенциалнинг мусбат қийматини ортиши электрон энергиясини камайишига ва тешик энергиясини эса ортишига сабаб бўлади. Акс ҳолда яъни p - соҳага электроннинг ўтиши эса унда манфий потенциалнинг ва электрон энергиясининг ортишига, тешик энергиясининг эса камайишига сабаб бўлади (75-б расм), p - соҳа учун электрон, n - соҳа учун аса тешик асосий заряд ташувчи бўлмаганликлари учун юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга ўтади. Бу ҳолатда энергетик сатҳлар орасида заряднинг оқиши натижасида n - соҳадан p - соҳага йўналган ток ҳосил бўлади. Бу токни I_n деб белгилаймиз. $p—n$ -ўтишда асосий заряд ташувчиларнинг энергиялари ўзлари ҳосил қилган потенциал тәсиқнинг баландлигидан катта булици керак. Бу вақтда улар диффузияланиб ток ҳосил қилади. Бу токни I_a билан белгилаймиз. Бу юқорида қаралган ҳолларда ташқи электр майдон таъсир этмаган ҳолдир. Бу вақтда $I_a = I_n$ бўлади. Чунки умумий ток бу тоқларнинг йиғиндисига тенг бўлиб нолга тенгдир:

$$I = I_a - I_n = 0.$$

Бу ҳол заряд ташувчилар электрон бўлган металллардан фарқлидир. Чунки ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар электрон ва тешикдан иборат.

76- а расмда n — p ўтишдаги потенциал тәсиқ ва асосий (пастки) ҳамда асосий бўлмаган (устки) заряд ташувчиларнинг энергетик ҳолатлари ифодааланган. Энди n — p - ўтишнинг n - соҳасини манбанинг манфий кутбига p -соҳани эва мусбат кутбига улаганимизда қандай ҳодиса рўй



76- расм.

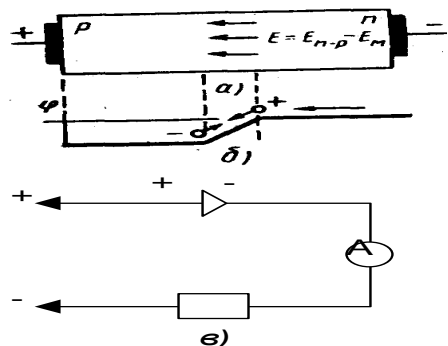
беришини кўриб чиқайлик (76- б расм). Бу ҳолда n - соҳадаги электроннинг ва p — соҳадаги тешикнинг энергиялари ортиб, потенциал тәсиқдан осонгина ўтиб, p дан n га қараб йўналган ток ҳосил бўлади: $I = I_a - I_n$. Бу ҳолда асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг ҳосил қилган токлари I_n ўзгармас қолади. n -соҳани мусбат кутбга, p -соҳани манфий кутбга уласак, юқоридагиларга қараганда бутунлай бошқа ҳодиса рўй беради. Бу ҳолатда потенциал тәсиқнинг баландлиги ортиб, асосий заряд ташувчилар ҳосил қилган I_a ток кичик қийматга эва бўлади (76- в расм), ўтаётган ток эва асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳосил қилган токдан иборатдир.

38- §. Ярим ўтказгичли диод ва транзистор

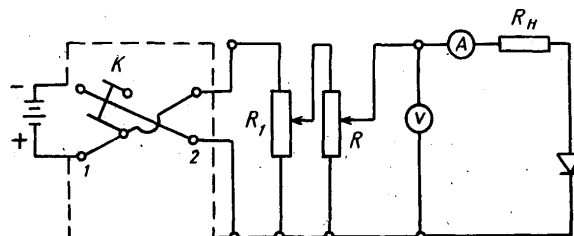
Ярим ўтказгичли диод (икки электродли лампа) бу n — p -ўтишга эва бўлган ярим ўтказгич кристалл бўлиб, унинг қарама-қарши соҳаларига занжирга улаш учун контактлар уланган. Диоднинг уланиш схемаси 77- а расмда келтирилган. Расмдан кәринадики, кристаллнинг электрон (n) соҳаси манбанинг манфий, тешикли (p) соҳаси мусбат кутбига уланиши керак экан.

Манба майдони n — p - ўтишдаги электр майдонни сусайтиради. Натижада потенциал тәсиқнинг баландлиги пасаяди (77- б расм). Ташқи майдон таъсирида электронлар ва тешикларнинг натижавий оқимлари қарама-қарши томонга йўналганлигидан, улар ҳосил қилаётган токларнинг йўналиши бир хил бўлиб, умумий ток уларнинг йиғиндисига тенг ҳамда ташқи майдон ортиши билан ток ҳам кескин ортади. Агар кристаллнинг уланиш кутбларини ўзгартирсак, юқорида (37- § да) кўрганимиздек жуда кичик миқдорда асосий бўлмаган заряд ташувчилар токи ҳосил бўлади, бу ток ташқи майдонга боғлиқ эмас. Бундай уланишга *тесқари уланиши*

дейилади. Демак, n — p - ўтишли кристалл бир томонлама ўтказувчанликка эга.



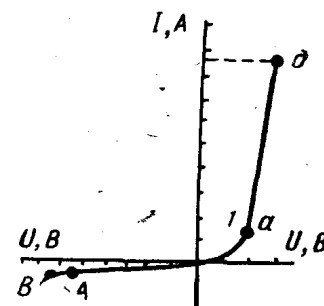
77-расм



78-расм

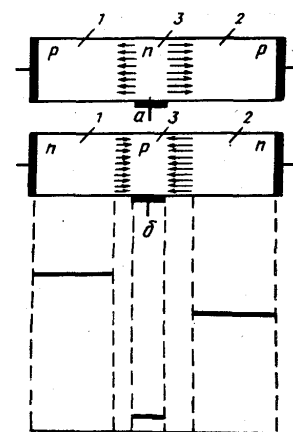
Диоднинг вольт-ампер характеристикасини олиш учун уни 78- расмда кўрсатилгандек улаймиз ва тажрибада олинган вольтампер характеристикасини (79-расм) қараб чиқамиз. Схемадаги K калитни 1 ҳолатга улаб, кучланишни орттирсак, унга боғлиқ ҳолда ток кучи ҳам ортди.

Бу чизмада Oab эгриликдан иборат бўлиб, унинг ab қисми кучланишга нисбатан токнинг тезроқ ортишини ифодалайди. Oa қисмда Ом қонунининг бажарилаётгани кўринади. Чунки у тўғри чизикдан иборат. Энди калитни 2 ҳолатга ташлаб қутбларни ўзгартирамиз. У вақтда асосий бўлмаган зарядларнинг мавжудлиги туфайли тескари ток ҳосил бўлади. Характеристикада OA чизикдир. Кучланишни яна орттирсак, диод тешилиб газларда ток каби кучланиш ортиши билан ток ҳам ортади. Бу нуқта чизмада B нуқтадир.



79-расм.

Транзистор — уч электродли лампа бўлиб, иккита p ва битта n (80-а расм), ёки иккита n битта p соҳадан иборат бўлган ярим ўтказгич пластинкадир. Аммо яқка соҳа ўртада бўлади (80-б расм). Транзисторда фойдаланиладиган кристаллар учта соҳадан иборат бўлади: 1— *эмиттер*, 2— *коллектор*, 3— *база соҳалардир*. Эмиттер — база соҳаси чегарасида ҳосил бўлган n — p ўтишга *эмиттер ўтиши*, база коллектор соҳаси чегарасидаги n — p ўтишга *коллектор ўтиши* дейилади.

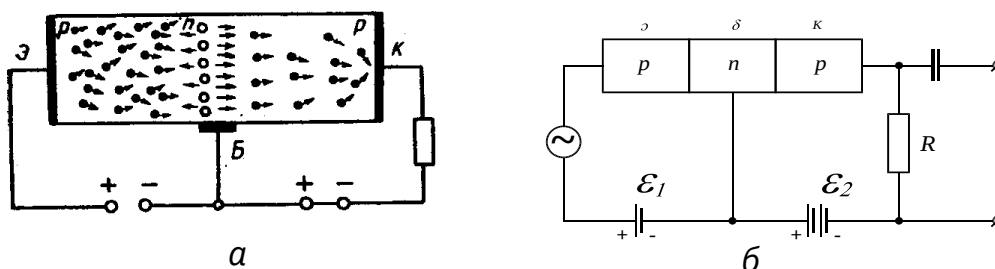


80-расм.

Одатда база электронли (n) ёки тешили (p) ўтказувчанликка эга бўлади. Базанинг тузилишига қараб транзисторлар p — n — p ёки n — p — n типда бўлиши мумкин. Аммо ишлаш принципида фарқи йёқ.

Транзистор 81-а, б расмда кўрсатилганидек уланса, эмиттер ўтишнинг электр майдони кучсизланиб, коллектор ўтишнинг электр майдони кучаяди.

Коллектордаги кучланиш ўзгармас бўлганда коллектор токи орттирмаси



81-расм

ΔI_n нинг эмиттер токи орттирмаси ΔI_e га бўлган нисбати транзисторнинг *кучайтириш коэффициенти* дейилади. Бу эса транзисторларнинг муҳим параметрларидан биридир.

Ярим ўтказгич қурилмаларнинг энг катта муваффақияти уларнинг ихчамлиги, енгиллиги, мустаҳкамлиги, арзонлиги ва бошқалар бўлиб, улар радиотехникада тоқларни тўғрилашда, юқори частотали электр тебранишларни ҳосил қилишда, электр тебранишларни кучайтириш ва генерациялашда, ҳисоблаш машиналарида ва бошқа жойларда ишлатилади.

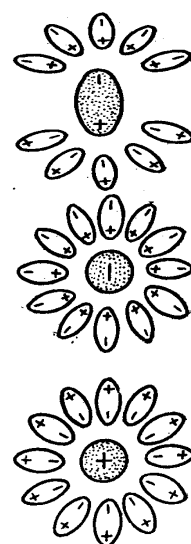
39-§. Электролитларда электр токи

Бу параграфда суюқ ўтказгичларнинг хоссалари, ўзгармас ток ҳосил бўлишини физика-кимёвий жараёнлари билан танишиб чиқамиз.

Езидан электр токини оғтказувчи эритмалар — электролитлар ёки иккинчи тур ўтказгичлар деб аталади.

Электролитик эритмаларда ток ўтиш жараёнини қуйидагича тушунтириш мумкин. Масалан, дистилланган сувга ош тузи кристаллини ташласак, сувда у эрийди ва унинг молекулалари атрофини сув молекулалари ўраб олади ва 82- расмда кўрсатилгандек манзара рўй бериб, эрувчи модда молекуласининг мусбат ва манфий зарядли қисмларини бир-биридан ажратиб юборади. Натижада, ош тузи зарядли Na^+ ва Cl^- қисмларга, яъни ионларга парчаланади. Бу ҳодисани *электролитик диссоциация* дейилади.

Агар шу эритмага иккита металл электрод тушириб, улар ток манбаининг мусбат ва манфий қутбларига уланса, ионлар электродлар томон ҳаракатлана бошлайди: натрийнинг мусбат ионлари манфий электрод — катодга, хлорнинг манфий ионлари мусбат электрод



82-расм.

— анодга томон ҳаракат қилади. Шунинг натижасида эритма электр оетказувчанлик хоссаларига эга бўлиб, суюқликдан ток ўта бошлайди.

Электролитик диссоцияланиш назарияси билан дастлаб Р. Аррениус шуғулланган.

Эриган модданинг ионланган молекулалари сони (n_1) нинг барча молекулаларнинг сони (n_0) га бўлган нисбати, яъни *умумий молекулалар сонининг* (n_0) *қанча қисмини ионлар ташкил қилишини кўрсатувчи физик катталиikka электролитик диссоцияланиш даражаси* (α) дейилади:

$$\alpha = \frac{n_1}{n_0}$$

Диссоцияланмаган молекулалар сони (n_2) куйидагича топилади:

$$n_2 = n_0 - n_1 = n_0 - \alpha n_0 = n_0 (1 - \alpha)$$

Агар ҳамма молекулалар диссоцияланган бўлса ($n_0 = n_1$), $\alpha=1$ бўлади, яъни вақт бирлиги ичида ҳажм бирлигида мавжуд бўлган неча дона молекула диссоцияланиб, ионлар ҳосил қилса, шу вақт ичида шунга тенг миқдорда ионлар ўтиб улгуради. Ҳажм бирлигидаги ионлар сони доимий ҳолда сақланиб, тўхтовсиз ток ўтиб туради.

Агар n_1 га қараганда n_0 жуда катта бўлса $\alpha \approx 0$ бўлади. Бундай эритмадан ток ўтмайди.

Электролитга туширилган модда молекулалари аввал юқорида айтилганча ионлашга бориб, бу икки хил номли ионлар сони кўпайиши натижасида мусбат ва манфий ионлар бир-бирига маълум даражада яқинлашиш билан ўзаро тортишиш кучи таъсирида қайтадан нейтрал молекула ҳосил қилади. Бу ҳодисага *молекула ланиш (молизация)* дейилади.

Берилган шароитда вақт бирлиги ичида ионлардан ҳосил бўлаётган молекулалар сони шу вақт давомида парчаланаётган молекулалар сонига тенг бўлиб, бир вақтда ҳам ионланиш, ҳам молекула ланиш тўхтовсиз давом этса, эритманинг ҳажм бирлигидаги ионлар сони ўзгармай қолади. Бу ҳолни *динамик мувозанат* дейилади.

Молекулалари батамом диссоцияланадиган электролитларга *кучли электролитлар* деб аталади. Бундай электролит учун $\alpha = 1$ бўлади.

Кучли электролитларга мисол қилиб мис купороси (CuSO_4), ош тузи (NaCl), кумуш нитрат тузи (AgNO_3) ва ҳоказоларнинг эритмаларини кўрсатиш мумкин. Кўпчилик эритмаларда концентрация кам бўлса ҳам эриган моддаларнинг ҳамма молекулалари ионланмайди, уларнинг ионланиш даражаси ҳамма вақт бирдан анча кичик бўлади. Бундай эритмалар *кучсиз электролитлар* дейилади. Масалан, сирка кислота, темир фторид тузи эритмалари ва бошқалар. Кучсиз электролитларда ионлар орасидаги масофа катта бўлгани учун улар бир-бирларига деярли таъсир кўрсатмайди дейиш мумкин. Улар ўзаро шундай заиф куч билан

тортишадики, бунда молизация жараёни деярли бўлмайди, бу ҳолда ионлараро тортишув кучларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Амалда электролит сифатида суюлтирилган эритмалар ёки идеал эритма — кислота, туз, ишқорларнинг сувдаги эритмалари кўп қўлланилади. Шундай қилиб:

1. Эрувчи модда эритувчи модда молекулаларининг ўзаро электр таъсирида таркибий қисмларга (ионларга) ажратади.

2. Электролитларга туширилган электродлар орасидаги электр майдон таъсирида мусбат ва манфий зарралар — ионларнинг тартибли ҳаракати натижасида ток ҳосил бўлади.

3. Молекулалардаги ток ташувчи эркин электронлар вазифасини электролитларда ионлар бажаради. Шунинг ҳам айтиш керакки, металл водород атомларида электронлар осон чиқиб кетгани учун металл ва водород атомлари мусбат ионларга, кислота ишқори қолдиғи эса манфий ионларга айланади.

Электр майдон таъсирида электролитдаги ионлар электродлар томон тартибли ҳаракатга келиб, электродларда модда ажралиш жараёни боради. Бу ҳодисага *электролиз* дейилади. Электролиз ҳодисасини 1836 йилда инглиз физиги Фарадей муфассал ўрганди ва қуйидаги қонунларни кашф этди.

1) Фарадейнинг биринчи қонуни: электродда ажралиб чиққан модда миқдори электролит орқали ўтган заряд миқдорига тўғри пропорционалдир:

$$m = kq = xIt \quad (3.13)$$

бу ерда $q = It$ — ионлар t вақт ичида олиб ўтган заряд миқдори, m — ажралган модда массаси, k — пропорционаллик коэффиценти бўлиб, у модданинг **электрохимёвий эквиваленти** деб аталади.

$q=1$ бўлганда k сон жиҳатдан m га тенг бўлади. Демак, **электрохимёвий эквивалент электролит орқали бир бирлик заряд ўтганда ажралган модда массасини билдиради.**

СИ системада

$$k = \frac{M}{zF} = 1 \frac{\text{кг}}{\text{Кл}}$$

ҳисобида ўлчанади. Амалда k нинг мг/Кл бирлиги ишлатилади.

2) Фарадейнинг иккинчи қонуни модданинг электрохимёвий эквивалентини унинг химёвий эквиваленти билан боғлайди.

Сон жиҳатдан берилган элемент массасига тенг бўлган граммлар (ёки килограммлар) да ифодаланган химёвий бирикмаларда 1,0078 грамм (ёки килограмм) водороднинг ўрнини босадиган олчамсиз катталikka элементнинг химёвий эквиваленти деб аталади.

Химёвий бирикмаларда элементнинг битта атоми билан ўрин алмашинадиган водород атомлари сони элементнинг валентлиги n деб аталади.

Бир валентли элемент учун кимёвий эквивалент унинг атом оғирлиги (А) га тенгдир. n валентли элемент учун кимёвий эквивалент A/n га тенг.

Массаси граммларда ифодаланган, сон жиҳатдан кимёвий эквивалентга тенг бўлган элемент миқдори **грамм-эквивалент** (г-экв) деб аталади. Масалан A/n килограммга тенг бўлган модда миқдори **килограмм-эквивалент** (кг-экв) деб аталади.

Фарадейнинг иккинчи қонуни қуйидагича таърифланади: *барча моддаларнинг электрокимёвий эквивалентлари уларнинг кимёвий эквивалентларига тўғри пропорционалдир:*

$$k = C \frac{A}{n} \quad (3.14)$$

Пропорционаллик коэффиценти C барча моддалар учун бир хил қийматга эга бўлади. C доимийга тескари бўлган катталиқ Фарадей сони F дейилади:

$$F = \frac{1}{C}$$

Демак, Фарадейнинг иккинчи қонуни яна қуйидагича ифодаланади:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \quad (3.14a)$$

нинг қийматини (3.13) формулага қўямиз:

$$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} q = \frac{AIt}{F \cdot n} \quad (3.13a)$$

Бу формула *Фарадейнинг бирлашган қонунини* ифодалайди. Бу формуладан кўринадики, агар q заряд сон жиҳатдан F Фарадей сонига тенг бўлса, у ҳолда m масса сон жиҳатдан A/n га тенг бўлади.

Бундан қуйидаги хулоса келиб чиқади: *электролитларда кимёвий эквивалентига сон жиҳатдан тенг бўлган модда массаси ажралиб чиқиши учун электролитдан Фарадей сонига тенг миқдорда заряд ўтиши керак.*

Тажриба йўли билан

$$F = 96500 \frac{Kл}{г \cdot экв} = 96500 \frac{Kл}{моль}$$

эканлиги аниқланган, яъни электролиз вақтида бир грамм-эквивалент модда ажралиши учун электролитдан 96500 кулон заряд ўтиши керак.

Электрон назариянинг яратилишида Фарадей қонунлари муҳим рол ўйнади. (3.13) формуладан шу нарса келиб чиқадики, ҳар қандай модданинг 1 г эквиваленти ажралиши учун электролит орқали жуда муайян электр миқдори, яъни сон жиҳатдан F -Фарадей сонига тенг бўлган электр миқдори ўтиш керак. Грамм эквивалентдаги N' атомлар сони (Авогадро сони) элементнинг валентлигини n -га боғлиқ бўлиб,

$$N' = \frac{N}{n}$$

га тенглиги аниқ. Битта атомнинг ажралиб чиқиши электролит орқали

$$q = \frac{F}{N} = \frac{F}{N} n$$

заряд миқдори ўтиши билан боғлиқ. Электролитлар назариясининг ион назариясига кўра токнинг электролитлар орқали ўтиши мусбат ва манфий ионларнинг электр майдон таъсирида карама-қарши йўналишларда кўчишидан иборатдир, бундан (3.14) формулага кўра ҳар бир ион элементнинг n валентлигига пропорционал бўлган q заряд олиб ўтиши келиб чиқади.

Ионнинг энг кичик e заряди бир валентли ($n=1$) ионнинг зарядига мос келади, демак

$$e = \frac{F}{N} \quad (3.15)$$

элементнинг валентлиги бутун сон билан ифодаланади, шунга кўра ҳар қандай ҳаракат ион ташиб ўтаётган q заряд

$$q = ne$$

яъни энг кичик e зарядга бутун қаррали бўлади. Шундай қилиб, Фарадей қонуни модданинг атом назарияси билан биргаликда электрнинг атом тузилиши ҳақидаги тасаввурга олиб келади. Гельмгольц ва Стонет 1881 йилда бир вақтда ва бир-биридан мустақил равишда шундай хулосага келдилар. Модданинг ҳар бир атоми e элементар зарядга қаррали зарядни йўқотиш ёки қабул қилиши мумкин. Бу e элементар заряд электрон заряди эканлиги маълум. Агар атом (ёки молекула) битта ёки бир нечта ортиқча электрон қабул қилса, манфий ион ҳосил бўлади. Масалан, электролитик диссоциацияда водород ва ишқорий металллар (литий, натрий, калий ва бошқалар) бир валентли мусбат ионлар ҳосил қилади, яъни улар биттадан электрон йўқотган атомлардир.

Cl, Br, J галогенлар бир валентли манфий ионлар ҳосил қилади, уларнинг атомлари биттадан ортиқча электрон қабул қилиб олади.

Битта элементнинг ўзи турлича валентликларда учраши мумкин. Шунга мувофиқ равишда турлича зарядли ионлар ҳосил бўлади. Масалан, икки валентли темир тузлари диссоцияланганда ҳосил бўладиган мусбат темир иони иккита электронини йўқотган темир атомидан иборат, темирнинг уч валентли тузларининг диссоцияланишида ҳосил бўладиган темир иони учта электронини йўқотган атомдан иборат бўлади.

(5) муносабат F Фарадей сони ва N Авогадро сони орқали электрон зарядини аниқлашга имкон беради. Авогадро сони

$$N = 6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$$

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96404}{6,023 \cdot 10^{23}} \text{ К} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ К} = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSEq}$$

бу электрон зарядининг ҳозир қабул қилинган қийматларидир. Бироқ N Авогадро сонини экспериментал аниқлаш усуллариининг аниқлиги электрон зарядини бевосита ўлчаш усуллари аниқлигидан кам бўлгани

учун (3.15) тенгликдан одатда N Авогадро сонини F Фарадей сони ва e электрон заряди орқали аниқлашда фойдаланилади.

40- §. Электродитлар учун Ом қонуни

Маълумки, металлларда ток зичлиги (j), яъни ўтказгичнинг қосндаланг кесими юза бирлиги (S) дан ҳар секундда ўтаётган заряд миқдори (яъни ток кучининг зичлиги $j = \frac{I}{S} = qn\nu$ шу ўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги (E) га тўғри пропорционал;

$$j = \sigma E \quad (3.15)$$

Бундаги σ —*электр ўтказувчанлик коэффициентини* бослиб, берилган ҳароратда шу ўтказгич моддаси учун доимий катталиқдир. Электродитлардан ток ўтганлиги учун Ом қонуни қандай ифодаланишини қараб чиқайлик.

Эритмадаги моддалар ток манбаига уланиши билан эритманинг мусбат ва манфий ионлари $F_{\pm} = qE$ Кулон куч таъсири остида Ньютоннинг $A = ma$ қонунига асосан тезланувчан ҳаракатга келади. Бу кучлар таъсирида ионнинг тезлиги орта боради. Аммо ион электродитда ҳаракатланаётган бўлгани учун унга тезликка пропорционал муҳитнинг қаршилиқ кучи $F_{\kappa} = -k\nu$ таъсир этади. Натижада у секинланувчан ҳаракат қилиб, тезланиши камая боради. Бундаги k —ишқаланиш коэффициентини бўлиб, турли ионлар учун уларнинг табиатига қараб турли қийматга эга. Кузатиш жараёнида шундай ҳолат рўй берадики, ионларга таъсир этувчи кучлар ўзаро тенглашиб, ионлар текис ҳаракат қила бошлайди. Бу ҳолда мусбат ионга таъсир этувчи кучлар $F_{\pm} = F_{\kappa}$ ёки $qE = k_{\pm}\nu_{\pm}$ бўлиб, бундан тезликни аниқласак,

$$\nu_{\pm} = \frac{q_{\pm}}{k_{\pm}} E = b_{\pm} E \quad (3.16)$$

бўлади. Шунингдек манфий ион тезлиги $\nu_{-} = b_{-} E$. Демак, электродитдаги электр майдон кучланганлиги E ортган сайин ионлар тезлиги ҳам орта боради ва қачон $E = 1 \frac{B}{m}$ бўлганда мусбат ион тезлиги $\nu_{+} = \frac{q_{+}}{k_{+}} = b_{+}$ бўлади.

Шу ион q_{+} ва k_{+} доимий бўлгани учун уларнинг нисбати ҳам ўзгармас бўлади. Бу шароитдаги тезлик ҳар бир ион учун унинг ҳаракатини характерловчи катталиқ бўлиб, бу тезликларни ионнинг *ҳаракатчанлиги* деб аталади. Яъни *электр майдон кучланганлиги бир бирликка тенг бўлгандаги ионнинг тезлигига унинг ҳаракатчанлиги дейилади.*

Электродитдан ўтаётган ток зичлигини қараб чиқайлик.

Ток кучининг зичлиги электродитдаги электродлар орасида бўлган E электр майдон таъсирида кучланганлик йўналишига тик бўлган бирлик

юза орқали бир секундда ўтадиган зарядлар сони билан ўлчанадиган физик катталиқдир. Заряд, заряд концентрацияси ва заряднинг тезлиги орқали ток кучи зичлиги ифодасини металлларда электр токида кўрган эдик. Энди шу ифодаларни электролит учун ёзсак мусбат ва манфий ионлар мавжуд эканлигини эътиборга олишимиз керак. У вақтда ток зичлиги

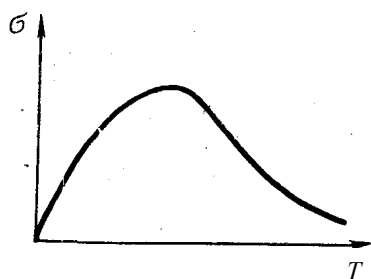
$$j = j_+ + j_- = qn_+v_+ + qn_-v_- \quad (3.17)$$

бўлади ва бу ифодага тезликларни (3.16) даги қийматларини қўйсак, ҳамда эритмани бинар деб қарасак $n_+ = n_- = \alpha n$ бўлиб,

$$j = \alpha n q (b_+ + b_-) E = \sigma E \quad (3.17a)$$

кўринишни олади. Бундан кўринадики, ток зичлиги электр майдон кучланганлигига тўғри пропорционал бўлар экан. Шунинг учун бу ҳосил бўлган ифодага электролитлар учун Ом қонуни дейилади. (3.17a) формуладаги σ электролитларнинг солиштирма электр оёказувчанлиги бўлиб, куйидагича ифодаланади:

$$\sigma = \alpha n q (b_+ + b_-) \quad (3.18)$$



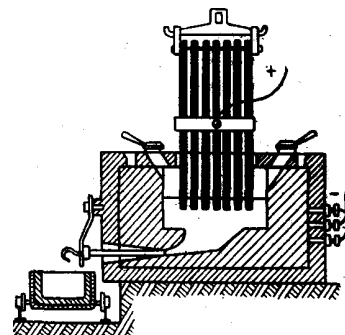
Тажрибалар кўрсатадики, ҳарорат ортиши билан электролитнинг электр оёказувчанлиги ортади. Чунки бу вақтда диссоциацияланиш, ҳаракатчанлик ортади. Электролитларнинг электр оёказувчанлиги (3.18) дан кўринадики, ионлар концентрациясига тўғри пропорционал бўлиб, улар орасидаги боғланиш 83- расмда ифодаланган.

Графикдан кўринадики, тоза эритувчига эрувчи модда солиниб бошланганда, эрувчи модда молекулалари тезлик билан ионларга ажралиб, электр оёказувчанлик концентрацияга (ионлар сонига) боғлиқ ҳолда ортнб эгрилик максимал қийматгача кўтарилади, сўнгра солинган эрувчи модда борган сари камроқ ионлана борган сари электр ўтказувчанлик камайиб боради. Бу эса эгриликнинг пасайишидан кўринади.

41-§. Электролизнинг техникада қўлланилиши

Юқоридаги параграфларда электролитлардан токнинг ҳосил бўлишини қараб чиқдик. Энди бу ҳодисалардан техникада қандай мақсадларда фойдаланилишини қараб чиқайлик.

1. Электрометаллургия эритилган рудаларни электролиз қилиш йўли билан алюминий, натрий, магний, бериллий, ва бошқа нодир металлларни ажратиб олишдир. Масалан, алюминий олиш учун хом ашё сифатида гиль тупроққа эга бўлган минерал (Al_2O_3) бокситлар хизмат қилади. Электродлар сифатида кўмир пластиналар қўлланилган электролитик ваннага солинади (84-расм). Электродлар орасидан ток ўтиши натижа-сида ажралган иссиқлик ҳисобига рудалар эриган ҳолатда ушлаб турилади.

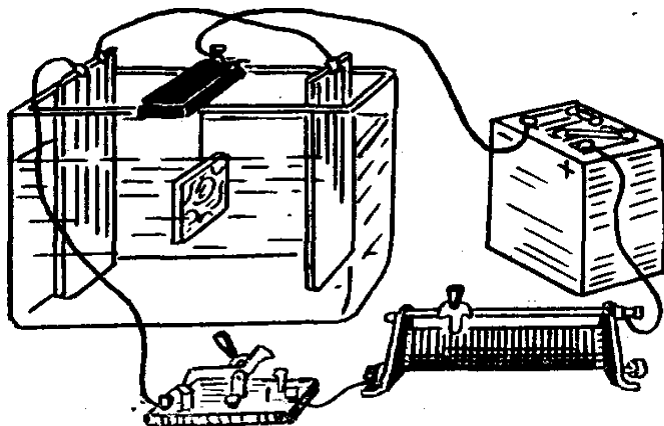


84-расм.

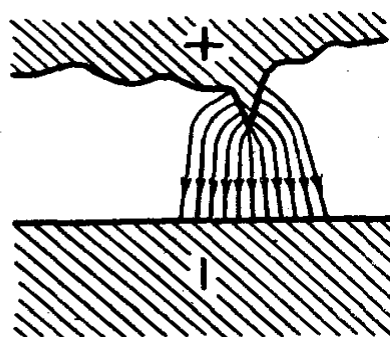
Шунингдек, саноатда, техникада кўп ишлатиладиган тоза металллар асосан электролиз ёрдамида олинади. Бундай усул билан кимёвий жиҳатдан тоза металл олиш рафинлаш деб аталади. Масалан, электролитик мис олиш учун электролит сифатида мис купоросининг суюлтирилган сульфат кислотасидаги эритмаси олинади. Юпқа мис пластинкалари электродлар сифатида ишлатилади. Сўнгра электролитдан катоднинг ҳар бир квадрат метрига 250 А дан ошмайдиган қилиб ток оётказилади. Тоza мис катодга оётириб қолади, анод эса бу вақтда эриб кетади, бунда фақат мис эрийди, аралашмалари эса ровак чёкма ҳосил қилиб, аста-секин ваннанинг тубига чёкади. Олтин, кумуш, рух, қалай ва бошқа металллар ҳам шу тариқа рафинланади.

2. Гальваностегия. Электролиз ёрдамида металл буюмларни бошқа нодир металлнинг юпка қатлами бидан қошлаш гальваностегия деб аталади. Масалан, буюмларни никеллаш, кумушлаш, олтин суви юритиш, хромлаш ва шунга оёхшашлар гальваностегия йўли билан амалга оширилади. Бунинг учун буюм электролитга катод сифатида жойлаштирилади (85-расм). Буюмни қоплайдиган металл тузининг сувдаги эритмаси электролит вазифасини бажаради. Электролитдан ток оётказилганда макзур буюмни қошлаш керак бўлган металл буюм сиртига юпка қатлам ҳосил қилиб оётириб қолади.

3. Гальванопластика. Рельефли буюмларнинг металл нусхасини олиш гальванопластика деб аталади. Бунинг учун нусхаси олинadиган буюмнинг сирти устига осон эрувчи суюқ металл қўйилади. Қотгач, у олинади ва бунда сиртнинг тескари тасвири кўринишдаги нусхаси ҳосил бўлади. Нусхага анча кийин эрувчи металл электролитик усул билан қопланади, сўнгра нусхани эритиб юборилади. Шундай усул билан, масалан, медалъ, тангаларнинг нусхаси олинади, типография клишелари ва ҳоказолар тайёрланади.



85-расм.



86-расм.

4. Электр билан силлиқлаш. Бунда металл сиртини электролиз билан силлиқланади. Сирти силлиқланадиган буюм ваннага анод сөрнида жойлаштирилади ва ваннага буюм ясалган металл тузининг эритмаси солинади. Электролиз пайтида эритмага аноднинг ҳадир-будур жойларидан кўпроқ модда эриб кетади. Чунки дўнг жойларда майдон кучланганлиги катта бўлгани учун (86- расм) ток зичлиги ҳам катта бўлади, ботиқ жойларда эса аксинча. Шунинг учун эритмага буюмнинг дўнг жойидан ботиқ жойига нисбатан кўпроқ металл ўтади. Натижада буюм силлиқланади.

42- §. Кимёвий ток манбалари

Кимёвий энергияни тўғридан-тўғри электр энергияга айлантириб берувчи қурилмалар гальваник элементлардир.

Агар эритмага рух электрод туширсак у эрийди. Мусбат зарядли рух ионлари пластинкадан ажралиб эритмага ўтади, бунда электролит зарядланган бўлади. Рух электродда қолган электронлар мусбат ионларини ўзидан узоқлашишига тосқинлик кўрсатади. Шунинг учун бўлар рух пластинка атрофини ўраб олади. Натижада электрод билан электролит орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Электролит билан электрод орасидаги потенциаллар айирмасини селчаб бўлмайди. Шунинг учун шартли равишда электролит потенциалига нисбатан эмас, балки стандарт водород электрод потенциалига нисбатан селчаш қабул қилинган. Водороднинг стандарт потенциалини шартли равишда нолга тенг деб олинган.

Водород электрод, ҳовак платина электродни водородга тасйинтириш билан ҳосил қилинади.

Бирор металл электродни электролитга тушириб электрод билан электролит орасидаги потенциаллар фарқини селчамоқчи бўлсак, электролитга водород электродни ҳам тушириб элемент кутбларидаги потенциаллар фарқини селчаймиз. Бундай бўлишига асосий сабаб, металл сувга, яъни шу металл тузининг сувдаги эритмасига туширилганда, металл-эритма оралиғида заряднинг қосш қавати ҳосил бўлиб, бу металл эритма чегарасида потенциаллар фарқини ҳосил қилади. Бу потенциаллар фарқи металллар табиатига боғлиқ бўлиб, турли қийматга эга бўлади.

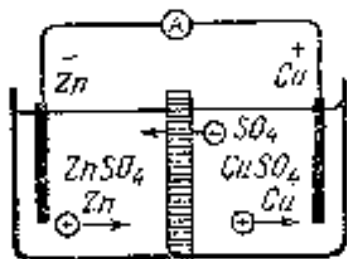
5- жадвалда бир қанча металлнинг ўз тузи эритмасига (электролитга) туширилганда ҳосил бўладигая электрод потенциаллари фарқи келтирилган.

5- ж а д в а л

№	Модда номи	Потенциаллар фарқи	Потенциаллар фарқи ҳосил бўлган чегара
1	2	3	4
1	Симоб	0,85 В	Hg^{++}/Hg
2	Кумуш	0,80 В	Ag^{+}/Ag
3	Мис	0,34 В	Cu^{++}/Cu
4	Водород	0,00 В	$\text{H}^{+}/\text{O},5\text{H}_2$
5	Қоғошин	—0,13 В	Pb^{++}/Pb
6	Никель	—0,22 В	Ni^{++}/Ni
7	Рух	—0,76 В	Zn^{++}/Zn

Электрод билан электролит орасида ҳосил бўлган бу потенциаллар фарқидан фойдаланиб, ташқи электр занжирида ток ҳосил қилиб бўлмайди. Чунки бу кузатилаётган ҳолатдаги эритмада фақат битта электрод мавжуд.

Ҳақиқатда эса электр токи ҳосил қилиш учун электролитга иккинчи электрод ҳам тушириб, берк занжир тузиш керак. Бунда электролитга туширилган иккита электроднинг ташқи учларини ўтказгич билан туташтирилиб, ток ҳосил қилиш мумкин.



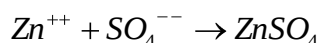
87-расм.

Кимёвий манбага мисол тариқасида Даниэль элементини қарасак, ўртасидан чегаралаб икки томонига рух ва мис сульфат (ZnSO_4 , CuSO_4) тузларининг сувдаги эритмаси қуйилиб, уларга мос равишда рух ва мис электродларини туширганимизда эритма билан электрод орасида кимёвий реакция кетиб, электродлар ўзаро уланганда (87-расм) тәсиқдан иккала эритма ўтиб аралашиб кетгунча ток ўта бошлайди.

5- жадвалдан фойдаланиб, ихтиёрий икки металлдан иборат гальваник элементда ҳосил бўлувчи потенциаллар фарқини, яъни гальваник элемент электр юритувчи кучини ҳисоблаш мумкин. Масалан, мис ва. рух электродлар кутбларидаги потенциаллар фарқи қуйидагича ҳисобланади:

$$U = \varphi_{\text{Cu}} - \varphi_{\text{Zn}} = 0,34 - (-0,76 \text{ В}) = 0,34 \text{ В} + 0,76 \text{ В} = 1,1 \text{ В}$$

Бундай ток манбаини биринчи марта Вольта яратгани учун *Вольта элементи* деб юритилади. Элемент узоқ ишламаса потенциаллар фарқи 0,7 В га тушиб қолади. Бунинг *электроднинг қутбланиши* дейилади. Бу ҳодисани йеқотиш учун кимёвий деполяризаторлар-кислородга бой моддалар қўлланилади. Деполяризатордаги кислород водород билан қўшилиб сув ҳосил қилади. Натижада электрод сирти водород газ қатлами билан қопланмайди. Мис электродда водород ионлари нейтраллашаётган бир пайтда рух ионлари кислота қолдиғи иони билан бирикиб рух сульфат тузини ҳосил қилади:



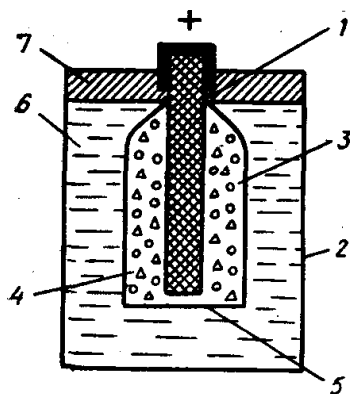
Ҳосил бўлган рух сульфат идиш тубига чўкади.

Ташқи занжир улангунча бу ҳодиса юз бермайди, чунки рух ионлари ортиқча электронларга эга бўлган рух электродга боғланиб туради.

Рух сульфат ҳосил бўлишида кетган ионлар ўрнига рух электроддан янги рух ионлари келиб, улар яна рух сульфат ҳосил қила боради. Агар ташқи занжир уланган бўлса, бу жараён рух электроднинг ҳаммаси рух сульфатига айланиб бўлгунга қадар давом этади. Бу вақтда мис электродда водород тўхтовсиз ажралиб туради.

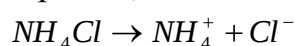
Хилма-хил гальваник элементлар орасида 1868 йилда ихтиро этилган марганец-рух системасидаги элементлар энг кўп тарқалган. Одатда бу элементни *Лекланше элементи* деб юритилади. Марганец — рух системасида гальваник элементларнинг бир неча тури бор, улар курук, суюқликли ва марганец ҳаво дипполяризацияли элементлардир. Улар бири-биридан конструкцияси ва электролитларнинг ҳолати билан фарқ қилади.

Лекланше элементининг тузилиши 88- расмда кўрсатилган. 1— кўмир таёкча — электрод, 2— рух стакан — иккинчи электрод вазифасини бажаради. Рух стаканга нашатир тузи (NH_4Cl) нинг сувдаги 10—20 фоизли эритмаси (6) қуйилган. Марганец икки оксид (кукуни) (4) ва кўмир кукуни (3) солинган халтача (5) га кўмир электрод жойлаштирилган. Рух стаканнинг оғзи (7) смола билан беркитилган.

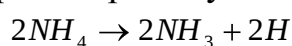


88-расм.

Бу элементнинг ишлаш жараёни билан танишиб чиқайлик. Эритмадаги нашатир тузи аммоний (NH_4^+) ва хлор (Cl^-) ионларига ажралиб,

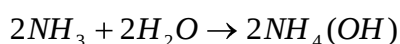
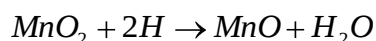


аммоний мусбат иони кўмир электродга ўзининг зарядини беради:

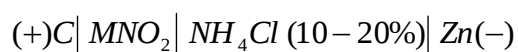


ҳосил бўлган водород молекуласи аммонийнинг мусбат ионларига тўсқинлик қилиб, кўмир электрод атрофида мусбат ионларнинг

йиђилишига имкон бермайди. Аммо водород билан марганец икки оксиди орасида кимёвий реакция кетиб водород молекулаларини сувга айлантириб уларни йеќотади. Демак, марганец (IV)-оксид (MnO_2) кучли оксидловчи бўлгани учун ажралган водородни оксидлаб сув ҳосил қилади.



Бунинг натижасида аммоний мусбат ионининг кўмир электродга келишига имкон бўлиб, кўмир электрод мусбат зарядларни қабул қилиб олади. Лекланше элементининг ишлаши шундай кимёвий реакцияга асосланган. Умумий ҳолда Лекланше элементида содир бўладиган кимёвий жараёнлар қуйидаги тенглама билан ифодаланади:



Шу йўл билан кимёвий реакция давомида марганец рух системасидаги элементларда 1,5 В га яқин ЭЮК ҳосил бўлади. Техникада бундан ташқари аккумуляторлардан ҳам кенг фойдаланилади.

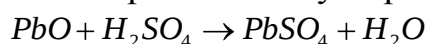
43-§. Аккумуляторлар

Кислотали ёки қорғошинли аккумуляторлар пластмасса, эбонит ёки шишадан тайёрланган идиш — банкадан иборат бўлади. Одатда уч ёки олти банкали аккумуляторлар ишлатилади. Идишнинг ҳар қайси ажратилган ҳажм қисмига электролит, яъни сульфат кислота (H_2SO_4) нинг дистилланган сувдаги 20—30% ли эритмаси қуйилиб (зичлиги $1,2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), унга иккита электрод туширилади. Электродлар сурьма аралаш қорғошин пластинадан тайёрланади.

Мусбат ва манфий пластиналарнинг блоклари аккумуляторлар катакларига жойлаштирилиб, усти қопқоқ билан ёпиб қўйилади.

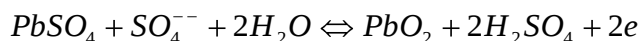
Қисқа туташувга йўл қўймаслик учун қарама-қарши ишорали ҳар қайси жуфт пластина орасига изоляция қатламлари ўрнатилади. Устки қопқоқнинг сертасида электролит қуйиш учун битта, ток чиқариш симлари учун иккита тешик қолдирилади. Электролит қўйиладиган тешикка тикин (пробка) тикиб қўйилади. Аккумуляторларни бир-бирига улаб батарея ҳосил қилинади. Қорғошинли аккумуляторларда содир бўладиган кимёвий жараёнларни қараб чиқайлик.

Иккала сирти оксидланган қорғошин пластина шиша идишдаги суюлтирилган сульфат кислота эритмасига туширилади. Бу вақтда

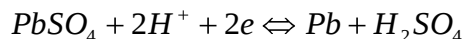


реакция содир бўлади. Пластиналар сиртида қийин эрувчи қорғошин сульфат тўрт оксиди ($PbSO_4$) қавати ҳосил бўлади.

Аккумулятор ток манбаи бўлиши учун аввал уни зарядлаймиз, яъни электродлар ва эритма орқали доимий ток сўтказилса, манфий электродда ғовак қорғошин тўрт оксиди ҳосил бўлади:

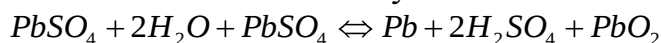


Мусбат электродда соф қөрһошин ҳосил бўлади:



Аккумуляторлар етарли даражада электрланиб бўлганда унинг манфий пластинкаси ҳовак қөрһошин икки оксиди қавати билан, мусбат пластинаси эса соф қөрһошин қавати билан қопланади. Бу жараён натижада сульфат кислота эритмасининг концентрацияси ортади. Аккумулятор истеъмол занжирига уланса, унинг ўзи ток манбаи бўлиб қолади, энди аккумуляторда электрсизланиш жараёни бўлади. Бу жараённинг йўналиши электрланиш жараёни йўналишига қарама-қарши бўлади. Бу жараён вақтида сульфат кислота эритмасини коцентрацияси пасаяди.

Қөрһошинли аккумуляторда содир бўладиган зарядланиш (электрланиш) ва зарядсизланиш (электрсизланиш) жараёнларини қуйидаги умумий тенглама билан ёзиш мумкин.



Демак, аккумулятор зарядланиш вақтида икки валентли қөрһошин бир атомли тоза қөрһошинга, яна бир атомли тёрт валентли ҳолатга ўтади, зарядсизланиш вақтида эса тоза қөрһошин оксидланиб икки валентли ҳолатга ўтади, демак, тёрт валентли қөрһошин эса қайтарилиб, у ҳам икки валентли ҳолатга ўтади.

Зарядланиш вақтида аккумуляторнинг кучланиши ўзгаради. Кучланиш аккумуляторнинг зарядланиш охирида 2,7В гача эришади, зарядсизланишда тезда 2,2В бўлиб, у узоқ вақт сақланади. Зарядсизланишда кучланиш аста-секин камая боради. Аккумуляторни 1,85В дан паст кучланишгача зарядсизлаш ман этилади. Агар бундан паст кучланишгача зарядсизланса, электрод сирти водород молекулалари пуфакчалари билан қопланиб уни қайта зарядлаб бўлмайди. Аккумулятор ишдан чиқади.

Аккумуляторни характерловчи физик катталиклардан бири унинг *электр сиҳимидир*. Аккумуляторнинг сиҳими деб унинг маълум кучланишгача, одатда 1,85 В гача зарядсизланганда берадиган ҳамма электр миқдorigа айтилади. Аккумуляторлар сиҳими қуйидагича аниқланади:

$$I = \frac{q}{t}$$

бунда I — зарядсизланиш токи, t — зарядсизлаш вақти. Заряд миқдори эса $q = It$.

Кўпинча қөрһошинли аккумуляторлар сиҳими 5 ампер-соатдан 1000 ампер-соатгача бўлади, Аккумуляторларнинг сиҳими унинг пластиналарига жойлашган актив масса миқдorigа боғлиқ.

Аккумуляторни зарядлаш вақтида кучланиш 2,7 В га етгандан кейин ток беришни давом эттирсак ҳам кучланиш ошмайди, чунки қорғошин сульфатли манфий электродга водород келиб қорғошин сульфат билан реакцияга киришиб сульфат кислота ҳосил қилади.

Бу реакция қорғошин сульфат электрод тоза қорғошинга айлангунча давом этади. Шундан сўнг қорғошин сиртидаги сульфат тугаса ҳам водород келишда давом этаверади, электрод сирти водород пуфакчалари билан қопланиб, пуфакчаларга таъсир этаётган Архимед кучи ортса, аккумуляторнинг эритма қўйиладиган тешикдан водород пуфакчалар (газ) чиқаверади. Бу ҳодисани *аккумуляторнинг қайнаши* деб юритилади ва зарядланиш жараёни охирига етди деб ҳисобланади.

Аккумуляторларни ишлатиш вақтида нормал катталиқдан ортиқ ток билан зарядсизланишга йўл қўймаслик керак.

Кислотали аккумуляторнинг нормал зарядсизланиш токи аккумулятор сиғимининг $1/20$ улушига тўғри келиши керак.

44- §. Газларда электр токи

Газ жумладан металл бўғлари ҳам нормал ҳолатда электр нейтрал атом ва молекулалардан иборат бўлиб, ўзларидан электр токини сўтказмайди. Фақат ионлашган газларгина электр ўтказгич бўла олади. Чунки уларда нейтрал молекулалар ва атомлардан ташқари электронлар, мусбат ва манфий ионлар ҳам бўлади. Ионлар, газларда юқори температура, рентген ва ультрабинафша нурлари, радиоактив элементлар ва космик нурлари таъсири остида, газ атомларнинг электронлар ва бошқа катта тезликка эга бўлган элементлар ва атом зарралари билан тўқнашишлари натижасида ҳосил бўлиши мумкин. Бу вақтда атом ёки молекулаларнинг электрон қобиғидан битта ёки бир нечта электронлар ажралиб чиққан бўлади. Бундай жараён *ионланиш* дейилади. Бу ионлар ва эркин электронлар газни электр сўтказувчан қилиб қўяди. XVIII аср охиридан бошлаб Кулон (1785), Бойль (1889) лар хаво орқали электр зарядларининг камайишини разряд ҳодисаларини тушунтира бошладилар. Систематик бу ҳодисаларни ўрганиш XIX аср охирида ҳам ҳали назарий асослаб берилмаган.

Ионланиш шароит бўлмай қолиши билан тезда мусбат ва манфий ионлар бирлашиб нейтралланади. Бу ҳодиса *ионлар рекомбинацияси* деб аталган. Рекомбинация натижасида газ яна электр сўтказмай қолиши мумкин.

Ионлар рекомбинацияси яна мусбат ионларнинг манфий ионлар билан учрашишда ҳам рўй беради. Фараз этайлик, ҳажм бирлигидаги газ молекулаларидан вақт бирлиги ичида m жуфт (манфий ва муобат) ионлар ҳосил бўлсин, рекомбинация бўладиган молекулалар сони мусбат ионлар сони n ва манфий ионлар сони n га, яъни n^2 га пропорционал бўлади, шунинг учун ҳажм бирлигидаги ионлардан вақт бирлиги ичида камаяётган ионлар сони αn^2 га тенг бўлиб (α — ионларнинг рекомбинация коэффициент), вақт бирлиги ичида қолган ионлар сони

$$\frac{dn}{dt} = m - \alpha n^2$$

га тенг бўлади.

Стационар ҳолатда (ионланувчи ва рекомбинацияланувчи молекулалар сони ўзаро тенглашса), $\frac{dn}{dt} = 0$ ва $m = \alpha n^2$ бўлади.

Ионловчи манба узилса (олинса), $m = 0$ бўлиб,

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$$

Бу ифодани $\frac{dn}{n^2} = -\alpha dt$ кўринишда ёзиб интегралласак, $\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t$ келиб чиқади. n_0 — вақт $t_0 = 0$ бўлган пайтда мусбат ва манфий жуфт ионлар концентрацияси, n — вақт t бўлгандаги мусбат ва манфий жуфт ионлар концентрацияси.

Бу вақтда ўтаётган ток кучи ионланиш даражасига боғлиқ бўлади, унинг сон қиймати кўпинча жуда кичик бўлади.

Газларда номустиқил ток.

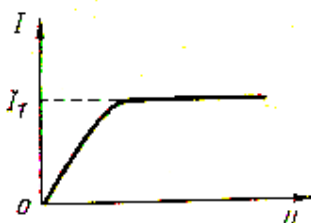
Иккита ясси пластинка электродларини маълум бир масофада параллел оёрнатиб (89-расм), улар орасидаги ионлашган газдан ўтайдиган ток йўналиши мусбат электроддан манфий электрод томонга йўналган бўлиб, ундаги токнинг зичлиги j электролитдаги каби

$$j = j_+ + j_- = n_+ q_+ v_+ + n_- q_- v_- + q_+ D_+ \frac{dn_+}{dt} + q_- D_- \frac{dn_-}{dt} \quad (3.19)$$

шаклда ифода қилай оламиз. Бу тенгламанинг ўнгидаги бошланғич икки ҳад электр майдони E таъсиридаги ҳаракатга боғлиқ бўлиб, кейинги икки ҳади ионлар диффузиясига боғлиқ. Агар $q_+ = q_- = q$ ва динамик мувозанат ҳолда $n_+ = n_- = n$ деб олсак, бундан ташқари бутун ҳажм бўйича ионлар концентрацияси бир хил бўлса, диффузия токи нолга интилиб, (3.19) ни электролитлардаги ток зичлиги каби қуйидагича ёза оламиз:

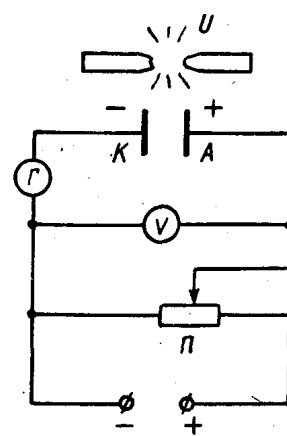
$$j = qn(b_+ + b_-)E \quad (3.17)$$

Бундаги b_+ , ва b_- мос равишда мусбат ва манфий ионларнинг ҳаракатчанлиги. Газ бўлган камерада молекулалар ташқи ионловчи таъсирида ионланса, ўтаётган ток номустиқил разряд дейилади.



90-расм.

Газнинг стационар ҳолатдаги ионланишида электродлар ток тармоғига гальванометр ва потенциометрли занжир иштирокида уланса, ионларнинг тартиблаган ҳаракати туфайли ток ҳосил бўлишини индикатор (Γ) воситасида кузатамиз. Электродларга берилувчи кучланиш



89-расм.

потенциометр (П) орқали орттирила борилса, дастлаб унга мос ток кучи дам орта бориб кучланишнинг бирор U_m қийматидан бошлаб кучланиш ортса ҳам индикатор кўрсатиши ўзгармай қолади, яъни ток кучи кучланишга боғлиқ бўлмай қолади (90-расм).

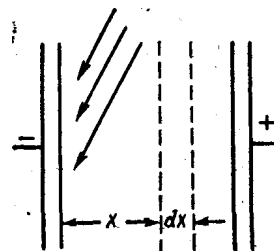
Ионланиш стационар бўлганда вақт бирлиги ичида ҳосил бўлувчи жуфт ионлар сони доимий сақланиб, индикатор кўрсатиши ўзгармас қийматга эришганда электродларга бориб урилувчи ионлар сони, ионлашувдан ҳосил бўлувчи ионлар сонига тенг бўлиб қолади. Натижада ток кучи доимий бўлиб, кучланиш орттирилиши билан ўзгармай қолади. Бу вақтдаги ток одатда *төйиниш токи* деб аталади.

45- §. Газларда мустақил ток (разряд) ва унинг турлари

Газ молекулалари ионловчи манба бўлмаганда ҳам электронлар билан тўқнашиш натижасида ионланиши мумкин. Агар газ эгаллаган ҳажмда электронлар мавжуд бўлиб, электрод орасида электр майдон ҳам бўлса, бу майдон таъсирида ҳамма эркин электронлар мусбат электрод томон тезланувчан ҳаракатга келади ва йўлда учраган атом ёки молекулага тўқнашади, ўз энергияларининг бир қисмини бериб, уларни ионлайди. Бу ионланган молекуладан ажралган электрон ҳам электрод томон ҳаракатланиб, қаршисида учраган молекулани ионлайди, унинг электрони ажратиб юборади, кейин бу электрон ҳам мусбат электрод томон тезланувчан ҳаракатга келиб, йўлида тўқнашган бошқа молекулаларнинг электрони уриб чиқаради ва ҳоказо. Борган сайин ҳар бир янги электрон мусбат электродга етгунча молекулалар билан тўқнашиб, улардан электронларни ажрата боради. Натижада тобора кўпая борган электронлар электр майдонда мусбат электрод томон учувчи электронлар галасини ҳосил қилади. Электронларнинг бир томонлама ҳаракати туфайли ток оқашиш рўй беради. Бу ток доимий бўлиши учун электрод тўдаси электродга бориб нейтраллангач янгидан электронлар тўдасини ҳосил қилиб туриш керак. Бошқача айтганда, газдаги молекулаларнинг ионлаш жараёни бирор восита билан давом этиб туриши керак. Бу мақсадга эришишда манфий электроддан учиб чиқувчи иккиламчи электрон эмиссия ва ички фото ионлашиш ҳодисасидан фойдаланамиз. Аммо бу айтилган ионланишнинг ҳам-масини ҳисобга олиш кийин. Биз бу ерда Таунсенд назарияси билан чегараланамиз. Бу назария бўйича ҳажмий ва сиртдан ионланишнинг бир вақтда бўлиш жараёни мустақил разрядга олиб келади.

Фараз этайлик, электронлар оқимиға перпендикуляр турган катод пластинасининг юза бирлигидан вақт бирлиги ичида анод томон n донга электрон учиб турсин (91-расм).

У вақтда ҳосил бўлувчи ионлар электронлар концентрациясининг dx масофа оралиғидаги ўзгариш



91-расм.

$$dn = \alpha n dx \quad (3.20)$$

ифодаланади. Бу ерда α — ҳажмий ионланиш коэффиценти бўлиб, сон жиҳатдан битта электроннинг катоддан анод томон боришида бир бирлик йўлига тўғри келган газ зарралари билан тўқнашишида ҳосил қилган эркин электронлар ва ионлар сонига тенг. Бундан кейин ҳосил бўлувчи ионлар сонини майдон ўзгариши билан деярлик ўзгармайди деб қарасак, α коэффиценти ҳам x га боғлиқ бўлмаган доимий деб ҳисоблаш мумкин. Бунда (3.20) тенгламани интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\int_0^n \frac{dn}{n} = \alpha \int_0^x dx, \text{ бундан } n = Ce^{\alpha x}$$

бунда C —интеграл доимийси. Катод ёнида $x = 0$ бўлганда $n = n_k = C$ ва анод ёнида $x = d$, d — катод ва анод электродлар оралиғи бўлиб, анодга тушувчи электронлар сони

$$n_a = n_k e^{\alpha d} \quad (3.21)$$

чиқади. (3.21) дан вақт бирлиги ичида анод юзи бирлигига тушган электронлар сонини топиш мумкин. Катод ва анод орасидаги ҳажм бирлигида вақт бирлиги ичида янгидан ҳосил бўлган электронлар сони

$$n_a - n_k = n_k e^{\alpha d} - n_k = n_k (e^{\alpha d} - 1)$$

Электрон тўдасида мавжуд бўлган мусбат ионлар сони ҳам шунча бўлади. Мусбат ионлар катодга урилиб иккиламчи электронлар оқим зичлигини ҳосил қилиб, у бирламчи электронлар сонига боғлиқ бўлганлигидан, улар орасидаги боғланиш қуйидагича ифодаланади:

$$\gamma n_k (e^{\alpha d} - 1)$$

Бунда γ — иккиламчи электрон эмиссияни характерловчи коэффицент. Ташқи ионловчи манба n_0 ионларни ҳосил қилса, умумий концентрация қуйидагича ифодаланади:

$$n_k = n_0 + \gamma n_k (e^{\alpha d} - 1) \quad (3.22)$$

Бу ифодадан катоддан чиқаётган электронлар концентрациясини топсак

$$n_k = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.22a)$$

ҳосил бўлади. (3.21) ва (3.22) лардан фойдаланиб анод олдидаги электрон оқимининг концентрациясини топамиз:

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}$$

Анолда ҳосил бўлаётган разряд токини электронлар ташиётган бўлгани учун (3.23) ни электрод зарядига кўпайтириш орқали анод токи зичлигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$J = n_a e = n_0 e \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.24)$$

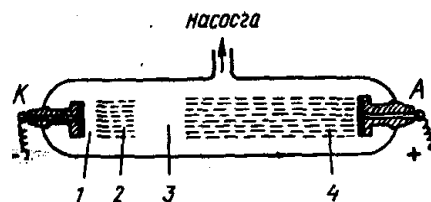
Барқарорлашган режимда газда разряд бўладиган оралиқнинг ҳаммасида ток зичлиги (j) бир хил бўлади. Бу умумий ток зичлиги j электрон ток зичлиги j_e билан ионлар токи зичлиги j_u ларининг йиғиндисига тенг эканлигидан:

$$j = j_e + j_u$$

Мустақил разряд бўлишида ташқи ионловчи манба зарур эмас, шунинг учун бу ҳолда $n_0 = 0$ бўлиб, (3.22) қуйидаги кўринишни олади:

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) \quad (3.226)$$

α ва γ майдон кучланганлигининг функцияси бўлади E ортса, α ва γ ҳам орта боради).

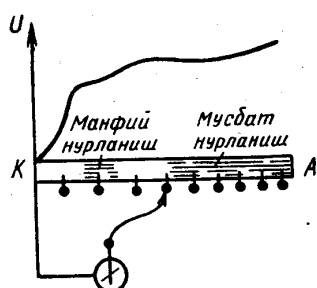


92-рasm.

1. Милтиллама разряд. Бундай милтиллама разряд босим 0,1 мм симоб устунига яқин босимдаги газларда кузатилади (92-рasm), A ва K . электродлари кавшарланган шиша найча ичида кузатиш осон. Агар найча ўртасидан чиқарилган учи очик найча (P)ни насосга улаб, ичидаги хаво босимини етарли даражада камайтира борилса, кучланиш бир неча юз вольт бўлганда найча ичидаги электродлар ўртасида ўзига хос ёритилиш рўй беради.

Катод юзига яқин тегиб тургандек кучсиз хаворанг ёруҳлик қатлами пардаси ҳосил бўлади. Унинг олдида биринчи коронҳи фазо (қатлам) (1) (Крукснинг коронҳи фазаси) бўлиб ундан сўнг (2) бинафша рангли манфий ёрурланиш кўринади. Бу ёруҳлик фазо катод томондан кескин чегараланиб аста-секин анод томонга қараб йсоқолади. Бу манфий ёруҳланишдан сўнг иккинчи кенг ёки Фарадейнинг коронҳи фазаси (3) ҳосил бўлади. Найчанинг қолган қисми то анодгача қизил мусбат ёруҳланиш (4) билан тўелган бўлади. Кўпинча, бу ёруҳлик фазода равшан кўринган коронҳи ва ёруҳ қатламлар ҳам рўй беради.

Милтиллама разрядда разрядни сақловчи асосий жараёнлар биринчи коронҳи фазода ва манфий ёруҳланиш соҳасида ҳам кўпгина текширишлар найдаги электродлар орасидаги потенциал тақсимооти билан тушунтирилади.



93-рasm.

Газ разрядда потенциалнинг тақсимланишини билиш учун найча бўйлаб унинг деворига кетма-кет катор ингичка симдан зондлар пайванд қиламиз (93-рasm), сўнг уларни навбатма-навбат электростатик вольтметр орқали катодга улаймиз, шунда 93- рasmда тасвирланган потенциалларнинг

таксимот эгри чизиғи (график) чиқади. Тажриба кўрсатадики, потенциал айирмасининг кўпчилик қисми қоронғи соҳага электронларнинг эркин югуриш йўл узунлигига тўғри келади (катод, потенциал тушиши).

Потенциалнинг катоддан сўнг тушишининг анча оз қисми майдоннинг кучланганлиги бўйлаб чўзилиб кетган. Бу соҳанинг кучланиши катод кучланиши тушишидан жуда оз қисмини ташкил этади. Тажриба кўрсатадики, потенциалнинг катод кучланиши тушиш жойида биринчи қоронғи фазо узунлиги электронларнинг эркин югуришига тўғри келади ва шунинг учун ҳам у газ зичлигининг камайишига қараб оёса боради.

Худди шу каби, электр токи кичик бўлганда катодда потенциалнинг тушиши фақат катоднинг қандай материалдан ясалишига ва газнинг қандай модда эканлигига боғлиқлиги тажрибада аниқланган.

Найчада газнинг ёруғланиш соҳаларида ҳосил бўлган мусбат ионлар катод томонга силжий бориб биринчи қоронғи. фазода электр майдоннинг кучли таъсири остида кўпроқ кинетик энергия олади. Мусбат ионларнинг зарбалари (бомбардимон қилишлари) натижасида катод сиртидан электронлар отилиб чиқади (иккиламчи эмиссия). Иккиламчи эмиссия электронларнинг биринчи қоронғи фазодан югуриб анод томон ўтишда олган кинетик энергияси манфий ёруғланиш соҳасидаги газни ионланиши учун етарли даражада бўлади. Бу ерда разрядни сақлаш учун мусбат ионлар ҳам ҳосил бўлади.

Милтиллама разряд содир бўлишида молекулаларнинг «уйғонган» ҳолатдан нормал ҳолатга ўтишида, шунингдек рекомбинацияланишида кўпинча кўзга кўринувчи ёруғлик тарзида энергия чиқиши мумкин. Шунинг учун милтиллама разрядда газ ёруғлик чиқаради. Бу нурланишнинг ранги газ табиатига боғлиқ бўлади. Сийракланган газда ионлар концентрацияси, шунингдек, нейтрал молекулалар сони кам бўлгани учун газда ажраладиган энергия миқдори унча катта бўлмайдиган, шунинг учун газнинг нурланиши совуқ ҳолича қолади.

Ҳозирги вақтда милтиллама разряд турли газ-ёруғлик найларида ёруғлик манбаи сифатида кенг қўлланилади. Кундузги ёруғлик лампаларида разряд симоб буғларида бўлади. Симоб буғининг нурланиши найнинг ички сиртига қопланган махсус моддалар қатлами (люминофорлар) томонидан ютилади. Ютилган ёруғлик таъсирида люминофорлар ёруғлик соча бошлайди. Моддани танлаш йўли билан нурланаётган ёруғлик таркибини кундузги ёруғлик таркибига яқин келтириш мумкин.

Газ ёруғлик найлари, шунингдек реклама ва декорация мақсадларида ҳам ишлатилади.

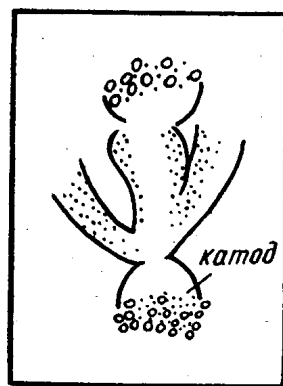
2. Электр ёйи. Разряд турлари ичида амалий жиҳатдан жуда муҳим бўлгани электр ёйидир.

Электр ёйи ҳосил қилиш учун иккита кўмир таёқча олиб, уларнинг учлари бир-бирига яқин жойлаштирилади. Электродларга 40—50 В кучланиш бериб, аввал уларнинг учлари бир-бирига тегизилади, сўнгра бир оз узоқлаштирилади. Бунда иккала таёқчанинг учлари орасида бирданига кўзни қамаштирарли даражада равшан ярқираш рўй беради. Электродларни бир-биридан салгина ажратиб, токнинг электродлар учлари орасида қўйланган ҳаво орқали нур сочувчи ёй тарзида ўтаётганини кўриш мумкин. Ёй ҳосил бўлганда манфий электрод сўткирлашади, мусбат электроднинг учи эса чуқурлашади (кратер ҳосил бўлади). Мусбат кўмирнинг температураси 3900°C гача етади, манфий кўмир таёқчанинг температураси эса 2500°C га етади.

Бу разрядда асосий ролни манфий электроддан келадиган электронлар оқими ўйнайди. Манфий электроднинг қаттиқ қўйланган учи жуда кўп электронлар чиқаради, бу электронлар газни ионлаштириб, электродлар орасида ток ҳосил қилади. Катоднинг температураси етарли даражада юқори бўлиб турса, бу ток давом этади. Агар катод совитилса, ёй ўчиб қолади.

Электр ёйи фақат кўмир электродлар орасидагина эмас, балки металл электродлар орасида ҳам ҳосил бўлади.

Электр ёйини 1802 йилда рус олими В. В. Петров кашф қилган бўлиб, бу ёй ҳозирги вақтда *Петров ёйи* (94- расм) деб аталади.



94- расм.



95- расм.

Петров ёйи прожекторларда, кинопроекцион аппаратларда, маёқларда кучли ёруғлик манбаи сифатида қўлланилади. Ёй температурасининг юқори бўлиши ундан электр металлургиясида электр билан пайванд қилишда фойдаланишга имкон беради.

3. Учқун разряд. Агар ҳавода ўрнатилган икки электродга етарли даражада кучланиш берилса, улар орасида электр учқун ҳосил бўлади. Бундай учқун разряд катта тезлик билан разряд оралиғига ўтиб сонади ва янгидан-янги ҳосил бўлади. Ярқираган ёруғ ингичка учқун канали икки электродни бирлаштириб, мураккаб шохобчаларга тармоқланади (95-расм). Учқундаги ёруғланиш ионланишнинг интенсив жараёни, товуш чиқиш эффекти билан бориши эса газнинг қизиши (10^5 °C гача) туфайли разряд ўтган жойларда босимнинг ортиши (юзлаб атм. гача) натижасидир. Баъзи учқун разрядларда бир жинсли электр майдондаги кучланганлик муайян қийматида бошланади, газ зичлиги ρ қанча катта бўлса, бу кучланганлик E ҳам шунча катта бўлади (Пашиннинг $\frac{E}{\rho} = const$ қонуни) ва

газнинг ионланиши шунча кам бўлади. Нормал шароитдаги учқун разряд ҳавода тешилиш (пробой ($E=10^6$ В/м) бўлишидан рўй бера бошлайди.

Майдоннинг электрод яқинидаги кучланганлиги сиртнинг эгрилигига боғлиқ, шунинг учун ҳам шар ёки ясси электродларга нисбатан қараганда разряд ингичка сёткир учли электродлар орасида кам кучланишда рўй бера бошлайди. Электрод шаклига боғлиқ баъзи қийматлар 6- жадвалда берилган.

6- ж а д в а л

	Учкунни сёткир ўткир учлар орасида ҳосил бўлиш масофаси, м	Электродлар шар шаклида бўлганда		Ясси электрод бўлганда, улар оралиғи, м
		диаметри 0 05 м	Диаметри 0 3 м	
1	2	3	4	5
20000	0,155	0,058	0,06	0,06
40000	0,455	0,13	0,13	0,177
100000	2,20	0,45	0,357	0,367
200000	4,10	2,62	0,753	0,753
300000	6,00	5,30	1,26	1,44

Бу қийматлар юқори вольтли учкун вольтметрларни яшашда ҳисобга олинади.

46- §. Плазма тўғрисида тушунча

Газ разрядининг турли шаклларида баъзан кучли ионлашган газ ҳосил бўлади, бу газда электронлар концентрацияси мусбат ионлар концентрациясига тахминан тенг бўлади. Бирдай концентрацияда тақсимланган электронлар ва мусбат ионлардан иборат система электрон — ионли плазма ёки оддий қилиб плазма деб аталади.

Ёлқин разряднинг мусбат устунида биз плазмани кузатишимиз мумкин. Плазма шунингдек учкун разряднинг бош каналида ҳам ҳосил бўлади.

Плазмада электронлар ва ионлар концентрацияси бирдай бўлгани учун унда металллардаги сингари ҳажмий заряд нолга тенг бўлади. Бундан ташқари газ сезиларли ионлашганда плазманинг электр сётказувчанлиги жуда катта бўлади. Шунинг учун ўзининг электр сётказувчанлигига кўра ион плазмаси металлларга яқин бўлади.

Агар плазма электр майдонда бўлса, у ҳолда плазмада электр ток ҳосил бўлади ва иссиқлик ажралади. Бунда майдон энергияни дастлаб ҳаракатчанроқ бўлган зарралар сифатида электронлар олади ва сўнгра тўқнашувларда молекула ёки ионларга беради. Бироқ тўқнашувларда иштирок этаётган зарраларнинг массаларида катта фарқ бўлгани учун электрон ионга ўзининг ҳамма энергиясини эмас, балки энергиясининг бир қисмини беради. Кичик босимларда тўқнашувлар сони кам бўлади. Чунки электронларнинг ўртача кинетик энергиялари ионларнинг ўртача кинетик энергиясидан катта бўлади. Ёки бошқача қилиб айтганда плазмада электрон газнинг ҳарорати ион газнинг ҳароратидан катта бўлади (ноизотермик плазма). Бу ҳароратларни билвосита методлар билан селчаш мумкин. Масалан, биқсима разряднинг мусбат устунида босим 0,1 мм симоб устуни тартибда бўлганида электронларнинг ҳарорати 10^5 К ва

ундан ҳам юқори бўлиши мумкин, холбуки ионларнинг ўзи бўлганда ҳарорат бир неча юз градусдан ортмайди.

Босим ортганда, тўқнашувлар сони ортиб, электрон, ион газлари орасида иссиқлик алмашилиши кучаяди, уларнинг ҳароратлари фарқи камаяди. Етарлича юқори босимларда электронлар ва ионларнинг ҳароратлари бирдай бўлади (изотермик плазма). Изотермик плазма ҳамма вақт юқори ҳарорат ёрдамида бўладиган ионланишларда юзага келади (масалан, учкун каналида).

Лаборатория шароитларида плазма фақат газ разрядларидагина ҳосил бўлиб қолмайди. Балки электрон оғказувчанликка эга бўлган қаттиқ жисмлар (металлар, ярим ўтказгичлар) да ҳаракатчан ўтказувчанлик электронлар ва умумий ҳажмий заряди нолга тенг бўлган ҳаракатсиз мусбат ионлар ҳам электрон — ионли плазма ҳисобланади.

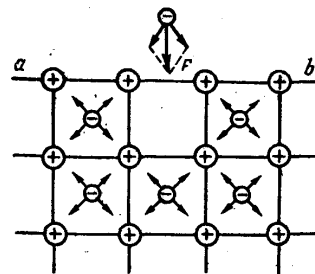
Бирок плазма кўпроқ космик жисмларда учрайди. Юқори ҳарорат ва турли нурланишлар таъсирида космосдаги моддаларнинг асосий массаси амалда тезда равишда ионлашган ва кучли ионлашган плазма ҳолатида бўлади. Хусусан, Қуёш бутунлай плазмадан иборатдир. Шу каби ер атмосферасининг юқори қатламлари (ионосфера) ҳам плазмадан иборат.

Плазма кучли ионлашган газ бўлгани учун одатдаги газларга бирмунча сөхшаш бўлади ва кўпчилик газ қонунларига буйсунади. Бирок плазма бўлган оддий газлар орасида тамоман қарама-қарши фарқлар бор. Бу фарқлар айниқса, магнит майдон мавжуд бўлганида ёркин намоён бўлади. Биринчи фарқи магнит майдон плазманинг зарралари (ионлари ва электронлар)га нейтрал атомлар газида бўлмайдиган катта кучлар (Лоренц кучлари) таъсир қилади. Зарралар магнит майдон бўйлаб ҳаракатланганда бу кучлар нолга тенг. Магнит майдонга қосндаланг ҳаракатланганда бу кучлар максимал бўлади ва зарралар ҳаракатига тўсқинлик қилади. Иккинчи фарқ шундаки, плазмада электронлар ва ионлар кулон кучлари ёрдамида ўзаро кучли таъсирда бўлади. Бу икки ҳол ва кучли ионлашган плазманинг катта электр оғказувчанлиги биргаликда электр ва магнит майдонлар бўлганида плазманинг хоссалари ва унинг ҳаракат тенгламалари одатдаги газ ва суюқликларнинг хоссалари ва ҳаракат тенгламаларидан кескин фарқ қилишини кўрсатади.

Плазманинг электр оғказувчанлиги катта бўлган алоҳида суюқлик сифатида қаралгандаги ҳаракат қонунларини ўрганиш кўплаб юқори ҳароратли космик жисм жараёнларини ўрганишда катта аҳамиятга эга. Плазма хоссаларини тадқиқ қилиш жуда катта амалий аҳамиятга эга, чунки плазмадан фойдаланиш ёрдамида бошқарилувчи термоядро реакцияларини амалга оширишнинг принципиал имкони очилган.

47-§. Электроннинг чиқиш иши

Металл ичидаги эркин электронларнинг энергияси катта бўлади, шунинг учун бу электронларнинг тезлиги металл сиртига томон



йўналганда, улар металлдан ташқарига чиқиб кетиши мумкиндек кўринади. Бирок одатдаги температураларда металллар ўз-ўзидан электронларни чиқармайди. Эркин электронлар металл ичида тутиб турилар экан, демак, металлнинг сирти яқинида электронларга таъсир қилувчи ва металл ичига қараб йўналган кучлар мавжуд бўлиши керак. Бу кучларнинг табиати қандай эканлигини аниқлаш учун 96- расмда тасвирланган кристалл панжарани тасаввур қиламиз.

Металл ичидаги эркин электронларга мусбат ионлар томонидан таъсир қилувчи тортишиш кучлари ўртача ўзаро мувозанатлашади. Шу сабабли электронлар металл ичида панжара тугунлари орасида эркин ҳаракатлана олади. Агар бирор сабаб билан электрон металл чегарасидан ташқарига

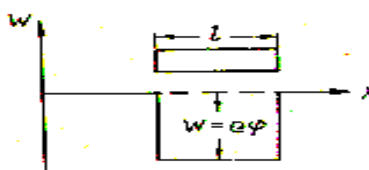


а)



б)

97- расм.



98-расм.

чикса (а, б сирт орқали), у ҳолда унга металл сиртидаги ионларнинг мувозанатлашмаган тортишиш кучлари ва электроннинг кетиши туфайли ҳосил бўлган ортиқча мусбат заряднинг тортишиш кучи таъсир қила бошлайди. Чунки бу вақтда металл сиртида худди ясси конденсатор қатламлари орасида мавжуд бўлган майдон сингари иккиланган электр қатлами (97-б расм) ҳосил бўлади.

Вакуумга нисбатан металлнинг ички қисмидаги потенциал мусбат бўлиб, у ички потенциал дейилади. Эркин электроннинг металл ичидаги энергияси

$$W = e\varphi \quad (3.25)$$

бўлади. Агар $\varphi > 0$ бўлса $W < 0$ бўлиши кўриниб турибди. Демак, электроннинг потенциал энергияси металлга нисбатан манфийдир. Шундай қилиб, металл ичидаги электрон «ясси тубли потенциал сера» ичида (98- расм) деб айтишимиз мумкин. Металл томонга йўналган натижавий F куч электронни металлга қайтаради. Металлнинг сирти металлдан тасхтовсиз отилиб чиқаётган ва унга қайтиб келаётган электронлардан иборат жуда зич электрон булути (97- а, расм) билан қуршалиб қолади. Шундай қилиб, электрон металлни ташлаб, атроф-муҳитга кетиши учун уни металлга тортадиган кучларни енгиш устунда маълум иш бажариши керак. Бу иш электроннинг металлдан чиқиш иши деб аталади ва у қуйидаги формула билан ҳисобланади $A = e\varphi$. Турли металллар учун чиқиш иши қуйидаги 7- жадвалда келтирилган.

Металлдан электрон чиқиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:
7- ж а д в а л

Металлар	Чиқиш иши, эВ	Металлар	Чиқиш иши, эВ
1	2	3	4
Вольфрам	4,5	Рух	3,74
Торий	3,41	Натрий	2,27
Платина	5,70	Барий	
Темир	4,36	Цезий	1,89

$$\frac{mv_n^2}{2} \geq e\varphi$$

m —электроннинг массаси, v_n —сиртга туширилган нормал бўйича электрон тезлигининг проекцияси.

Чиқиш иши электрон-вольтларда (эВ) ўлчанади. Бир электрон вольт электр майдоннинг потенциаллар айирмаси бир вольт бўлган икки нуқтаси орасида электронни кўчиришда бажариладиган ишга тенг. Электрон заряди $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл бўлгани учун

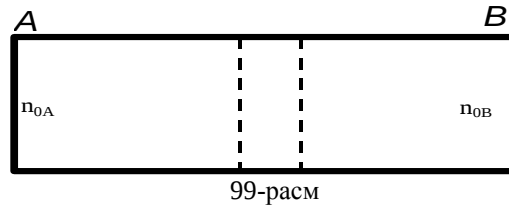
$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж}$$

Чиқиш ишини бажариш учун керак бўлган энергияни электронларга ҳар хил усуллар: металлни қиздириш — термоэмиссия, унга ёруғлик билан таъсир қилиш — фотоэмиссия, металлни атомлар ёки мусбат ионлар билан бомбардимон қилиш — иккиламчи эмиссия ва шу сингари усуллар билан бериш мумкин.

48- §. Контакт потенциаллар айирмаси

Турли модда — ўтказгич жисмлар бир-бирига тегизилса, улар орасида потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади. Бу потенциаллар айирмаси «*контакт потенциаллар айирмаси*» дейилади.

Бу ҳодисани металлларнинг электрон назарияси асосида тушунтириш мумкин. Молекуляр физикадан маълумки, ҳар қандай металл ички тузилиши бирор фазовий панжара системасида бўлади. Бу панжарада деярли ҳар бир атом (ион) тугунда ва электронлар эса металлларнинг ичида (катакда) қиймат эркин ҳолда бўлиб, ҳар бир атомга тахминан битта эркин электрон тўғри келади. Металлдаги электронларнинг энергетик сатҳлари бир-бирига яқин жойлашади, лекин бу сатҳлар электронларга тоела бўлмайди. Фараз қилайлик, икки хил А ва В металл туташган жойда кескин чегара бўлмасин. Лекин, ҳар бир металлнинг ҳажм бирлигидаги электронларнинг сони n_{0A} дан n_{0B} га узлуксиз сезгарадиган сетиш қатлами бор бўлсин. Бу қатламдан шундай цилиндр ажратиб оламизки, унинг ясовчилари бир-бирига тегиб турган металлларнинг оралиқ чегарасига тик, асослари эса шу чегарага параллел бўлсин (99-расм). Цилиндрнинг узунлиги dx , асоси dS бўлсин. Лоренц назариясига асосан металлдаги эркин электронлар концентрацияси ҳам газ-кинетик назариясига бўйсунди.



Фараз қилайлик, цилиндрнинг 1 асосидаги электронларнинг ҳажм бирлигидаги сони $n+dn$, 2 асоси жойлашган соҳада n га тенг бўлсин. У ҳолда 2 асосга электрон газнинг босими

$$p = \frac{2}{3} n \overline{\epsilon}$$

Бунда $\overline{\epsilon}$ - T -температурадаги электронларнинг оғртача квадратик кинетик энергияси ва у $\overline{\epsilon} = \frac{3}{2} kT$ га тенг. бу ифодани юқоридаги формулага

қуйиб $p = \frac{2}{3} n = \frac{3}{2} kT$ ни ҳосил қиламиз.

Электрон газнинг 1 асосга берган босими

$$p + dp = (n + dn)kT$$

у ҳолда цилиндр асосларига берилаётган босимлар фарқи $dp = kTdn$ га тенг.

Босимларнинг бундай фарқи таъсирида электронлар бир асосдан иккинчи асосга томон кёча бошлайди. Электронларнинг бу кёчиши 2 ва 1 асослар асосида электронларнинг кейинги кёчишига тәсқинлик қилувчи $d\phi$ потенциаллар айирмасини вужудга келишига сабаб бўлади. Электр майдоннинг тормозловчи кучи dp босимлар фарқи туфайли вужудга келган кучга тенг бўлиб қолганда динамик мувозанат юз беради.

Көрилаётган цилиндрик ҳажмдаги электронлар сони $ndxd\xi$, электр майдоннинг цилиндр ичидаги барча электронларга таъсир кучи $dF = eEndx dS$ га тенг бўлади, бунда E -майдон кучланганлиги, e -электрон заряди. Динамик мувозанат рөй берганда $dpdS = eEndx dS$ ёки $kTdn = eEndx$ га тенг бўлади. Ифодадан юқоридаги иккинчи тенгламага қуйсак

$$kTdn = e \frac{d\phi}{dx} n dx$$

$\Delta\phi$ потенциал фарқини топиш учун сөенгги тенгликни $d\phi = \frac{kT dn}{en}$

көринишда ёзиб n_B дан n_A қиймат оралиғида ($n_A > n_B$) интеграллаймиз:

$$\phi_{AB} = \phi_B - \phi_A = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \quad (3.26)$$

Лекин φ_{AB} потенциаллар фарқи кичик, чунки коєпчилик металларнинг ҳажм бирлигидаги электронларнинг сони бир-бирларидан кам фарқ қилади, шу сабабли $\ln \frac{n_A}{n_B} \cong 1$. Масалан, $T = 300\text{ K}$ да металлардаги ички потенциаллар фарқи:

$$\varphi_{AB} = \frac{kT}{e} = \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{4,8 \cdot 10^{-10}} \cong 0,03\text{ В}$$

А, В, С ва Д металлар кетма-кет улашиб берк занжир тузилганда, контакт потенциаллар айирмасининг йиғиндиси занжирда натижавий ЭЮК ҳосил қилмайди. 100-расмдаги 4 та металлар бир хил температурада бўлиб, берк занжир ҳосил қилсин. Металлардаги электронлар концентрацияси мос равишда n_A , n_B , n_D , ва n_C бўлсин дейлик. Ташқи контакт потенциаллар фарқи занжир бўйлаб ички контакт потенциаллар фарқининг алгебраик йиғиндиси:

$$\begin{aligned} E &= \varphi_{AB} + \varphi_{BC} + \varphi_{CD} + \varphi_{DA} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_C}{n_B} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_D}{n_C} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_D} = \\ &= \frac{kT}{e} \ln n_B - \frac{kT}{e} \ln n_A + \frac{kT}{e} \ln n_C - \frac{kT}{e} \ln n_B + \frac{kT}{e} \ln n_C - \frac{kT}{e} \ln n_D + \\ &+ \frac{kT}{e} \ln n_D - \frac{kT}{e} \ln n_A = 0 \end{aligned}$$

бўлади. Металл контактларида температура ҳар хил бўлса $E \neq 0$ бўлмайди. Масалани соддалаштириш учун икки металл контактдаги температуралар ҳар хил бўлсин. Масалан: АВ контактда T_1 , ВА контактда T_2 аввалгидек электрон концентрациялари n_A ва n_B .

Ёпиқ занжир бўйлаб ички потенциаллар фарқларининг алгебраик йиғиндисини аниқлайлик:

$$\begin{aligned} E &= \varphi_{AB} + \varphi_{BA} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \\ E &= \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} - \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_B}{n_A} = \frac{k}{e} \ln(T_1 - T_2) \end{aligned}$$

Сўнгги ифодадан кўринадики, контактдаги температура ҳар хил бўлганда берк занжирда электронларнинг концентрацияси ва температурага боғлиқ бўлган ЭЮК ҳосил бўлади.

Металлар сиртининг вакуум ёки ҳаво билан ҳосил бўлган чегарасида ҳосил бўлувчи ҳодиса (100-а, расм) *ташқи контакт потенциал айирмаси* дейилади ва у қуйидагича ифодаланади:

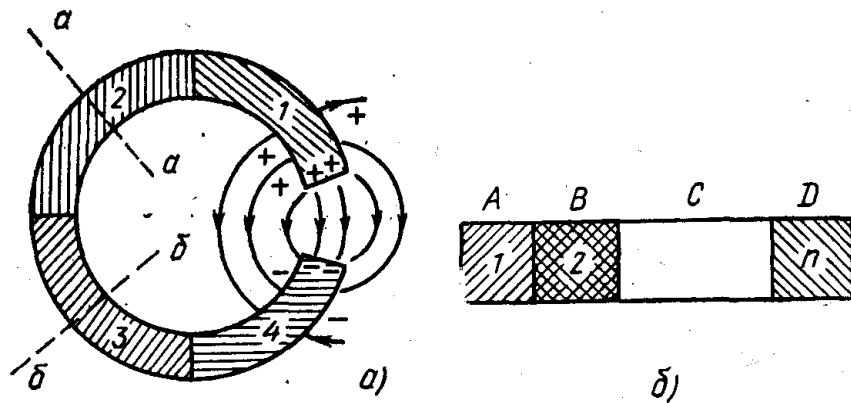
$$\Delta\varphi_2 = \frac{W_A}{e} - \frac{W_B}{e} = \frac{W_A - W_B}{e} \quad (3.27)$$

бунда W_A, W_B —чиқиш ишлари. А ва Б ўтказгичларнинг уланмаган учларидаги умумий потенциал айирма:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = \frac{W_A - W_B}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}$$

бўлади. Бу контакт потенциал айирмаси 1—1,5 вольт қийматгача эришади.

Вольта тажриба асосида бир қанча ўтказгичларни шундай қаторга сerratдики, қатордаги бирор ўтказгич ўзидан илгариги бошқа бир



100- расм.

ўтказгичга тегизилса, манфий ва ўзидан кейинги ўтказгичга тегизилса, мусбат электрланади. Вольтанинг қатори тубандагича:

Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt.

Агар Zn билан Си ни бир-бирига тегизсак, ташқи занжирдаги ток йўналиши руҳдан мисга томон йўналган бўлади.

Вольта текширишларидан маълум булдики, бир хил температурада Л, В, С, D ва ҳоказо металлларнинг бир-бирига кетма-кет тегиб туришида ҳар иккала металл орасида (100-б, расм) ҳосил бўладиган контакт потенциал айирмалари энг четдаги металлларнинг бевосита бир-бирига тегиб туришидан ҳосил бўладиган контакт потенциал айирмасини беради.

Икки бир-бирига тегиб турувчи ўтказгичлар орасидаги контакт потенциал айирмасини $\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2}, \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_3}, \frac{\Delta\varphi_3}{\Delta\varphi_4}$ орқали белгиласак,

$\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2} + \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_3} + \frac{\Delta\varphi_3}{\Delta\varphi_4} \neq 0$ бўлади. Бунга асосан энг четдаги металллар бир хил бўлса,

$$\frac{\Delta\varphi_1}{\Delta\varphi_2} + \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_3} + \frac{\Delta\varphi_3}{\Delta\varphi_4} = 0$$

Икки А, В металл сиртларини бир-бирига тегизганимизда (99- расм) шу ҳамон металл сиртлари бир хил φ_0 потенциалга эга бўлади. Лекин ҳар қайси металлнинг ички қисмидаги потенциал сирт потенциали φ_0 дан потенциал сакраш φ_a ва φ_b ча юқори бўлади. Шундай қилиб, металлдаги

ички потенциаллар $\varphi_0 + \varphi_a$ ва $\varphi_a + \varphi_b$ бўлади. φ_a ва φ_b икки бир-бирига тегизилган А ва В металлларнинг ўзларига хос сирт потенциал сакрашларидир. А ва В металллардаги электрон газ зичлиги, яъни 1 м^3 даги электронлар сони n_a ва n_b бўлсин. Агар $n_a > n_b$ бўлса, $\varphi_a > \varphi_b$ бўлади. Бу ҳолда В дан А га қараб озод электронлар диффузияси бошланиб, В металлнинг потенциали кўпая боради, А металлнинг потенциали эса пасая боради.

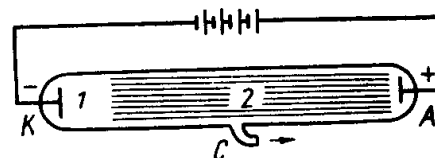
Бу жараён икки металлнинг ички потенциаллари ўзаро тенглашгунча давом этиб, сўнг электронларнинг бир томонлама диффузияси ҳам тўхтайди. У ҳолда бир-бирига теккан металллар орасида маълум потенциал айирмаси ҳосия бўлади. Бу потенциал айирма $\varphi_a - \varphi_b$ га тенг бўлади.

Агар занжир металл ва эритмалардан тузилиб, четларидаги моддалар (элементлар) бир хил бўлса, у вақтда занжир охиридаги потенциал айирмаси нолга тенг бўлмаслиги мумкин, демак, берк занжирда ток пайдо бўлади (гальваник элементлар).

49- §. Вакуумда электр токи. Термоэлектрон эмиссия

Икки электродли шиша найда (101-расм) мустақил газ разряди босим унча паст бўлмаган шароитдагина юз бериши мумкин.

Газ босими $0,0001\text{ мм}$ симоб устунидан пасайтирилса най электрод-ларидаги кучланиш нолдан фарқли бўлган тақдирда ҳам разряд тўхтайди, яъни ток нолга тенг бўлиб қолади. Чунки газ сийраклашганда ундаги атомлар ва молекулалар жуда камайиб, электрон зарбидан ионлашиш ва ионларнинг катоддан электронларни уриб чиқариши ҳисобига ток ўтиб туришини таъминлай олмайди.



101- расм.

Босим янада камайганда сийраклашган газ электр ўтказмайди. Найдаги газни сўриб олавериб, ундаги газ зарраларининг концентрациясини шу даражага етказиш мумкинки, бунда молекулалар бир-бири билан бир марта ҳам тўқнашмай, найнинг бир деворидан иккинчи деворига ета олади. Найдаги газнинг бундай ҳолати *вакуум* деб аталади. Демак, вакуум энг яхши изолятор бўлиб ҳисобланади,

Аммо вакуумда электр токи ҳосил қилиш мумкин, бунинг учун вакуумга заряд ташувчи зарралар манбаи киритилиши керак бўлади.

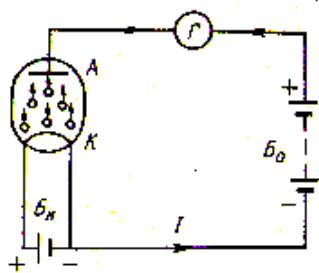
Бундай манбанинг иши кўпинча юқори температурагача қиздирилган металлларнинг электронлар чиқариш хоссасига асосланади.

Бизга маълумки, ҳар қандай металл унинг ичида эркин электронлар бўлиши билан характерланади, бу эркин электронлар ўзига хос электрон гази ҳосил қилиб, иссиқлик ҳаракатида қатнашади.

Электронлар металлдан ташқарига чиқиши учун чиқиш ишини бажариши керак. Агар электронларга қўшимча энергия берилса, уларда металлни ташлаб чиқиш имкони туғилади. Электронларга турли усуллар

масалан, металлни ёритиш, унга ташқи электр майдон бериш ёки металлни қиздириш усуллари билан энергия бериш мумкин. Электронларнинг жисмдан чиқиш ҳодисаси *электронлар эмиссияси* деб аталади. *Жисм қиздирилганда электронларнинг ундан чиқиш ҳодисаси термоэлектрон эмиссия деб аталади.* Бу ҳодиса Эдисон томонидан кашф этилган.

Вакуумда ток ҳосил қилишда заряд ташувчи зарраларни юзага келтиришда термоэлектрон эмиссиядан фойдаланилади.



102- расм.

Бу ҳодисани тажрибада ўрганиш учун най ичига катод сифатида ингичка сим кавшарлаб, унинг учларини ташқарига чиқариб қоямиз. Уни алоҳида манба ёрдамида чөһлантирамиз (102-расм). Сим чөһланган замон анодга катодга нисбатан мусбат потенциал берилган бўлса, занжирга уланган гальванометр ток борлигини кўрсатади. Сим қанча кучли чөһланса, гальванометр токнинг ҳам шунча кўп бўлишини кўрсатади. Демак, чөһланган катод вакуумда электр токи вужудга келиши учун зарур бўлган заряд ташувчи зарраларнинг бўлишини таъминлайди, яъни чөһланган катод заряд ташувчи зарралар манбаи бўлади. Бу зарралар, албатта, термоэлектрон эмиссия туфайли катоддан учиб чиққан эркин электронлардир.

Катоддан чиққан электронлар анод билан катод орасидаги электр майдон таъсирида анод томон тартибли ҳаракат қилади ва ток кучи вужудга келади. Ҳароратни ортиши билан қиздирилаётган металлдан потенциал тәсиқни енгиб вакуумга чиқаётган электронлар сони ҳам ортади. Электронлар заряд ташувчи зарралар бўлгани учун уларнинг электр майдон таъсирида катоддан анодга қараб оқиши натижасида электр токи ортади. Шу билан биргаликда тәййиниш токининг зичлиги ҳам ҳароратга жуда кучли боғлиқ ҳолда ортади. Бу ифодани математик равишда Ричардсон—Дэшмен куйидагича ифодалаган:

$$j_m = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) \quad (3.28)$$

бунда A —барча соф металллар учун деярли бир хил бўлган коэффициент, k —Больцман доимийси; $e\varphi$ —*металл сиртидан вакуумга электроннинг ажралиб чиқиши учун зарур бўлган иш, бунини электроннинг чиқиши иши дейилади.*

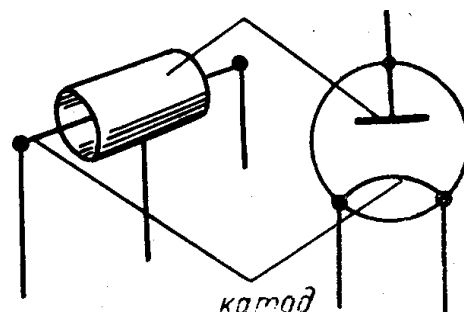
Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси электрон лампалар тайёрлашда, электрон эмиссия ҳодисасига асосан ишлайдган асбобларни ишлаб чиқаришда фойдаланилади.

50- §. Электрон лампалар. Диод ва триод

Электрон лампа ичидан хавоси сәриб олинган ва бир неча электродлар кавшарланган шиша ёки металл баллондан иборат. Агар электродлар сони иккита бўлса, бундай электрон лампа — *диод*, электродлар сони учта бўлса

— *триод* деб аталади. Электродларнинг сони учтадан ортиқ бўлган электрон лампалар ҳам кўп ишлатилади. Барча электрон лампалар ишлаши термоэлектрон эмиссия туфайли ҳосил бўладиган электронлар оқимини бошқаришга асосланган.

103- расмда диоднинг тузилиши кўрсатилган. Конструкцияси бўйича электродлар турли шаклда тайёрланган бўлиши мумкин. Оддий ҳолда катод ингичка тўғри тола, анод эса катодга нисбатан коаксиал цилиндр шаклида бўлади. 103- расмда диоднинг конструктив ва ишчи схемаси кўрсатилган, бунда А— анод, К — катод.

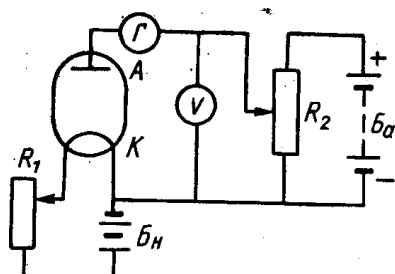


103- расм.

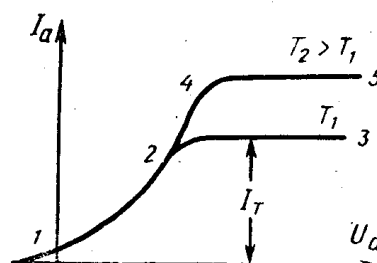
Диоднинг ишлаш принципи билан танишиш учун схемаси 104-расмда келтирилган занжирни тузамиз. Бу схемада B_H —катодни чўғлантириш учун ток берувчи батарея, у *чўғлантириш батареяси* дейилади; B_a — анод билан катод орасида кучланиш ҳосил қилувчи батарея, у *анод батареяси* дейилади, электродлар орасидаги кучланишни эса *анод кучланиши* (U_a) деб аталади. Анод—(Г) гальванометр— анод батареяси - катоддан иборат занжирни анод занжири, шу занжирдаги токни эса *анод токи* (I_a) деб аталади. Катод—чўғлантириш батареясидан иборат занжирни чўғланиш занжири ёки катод занжири ва ундан оқаётган токни *чўғлантириш токи* (I_c) деб аталади.

Катод чўғлантириш батареяси томонидан ҳосил қилинган ток билан киздирилади. Реостат R_1 ёрдамида чурлантириш токи кучини бошқариб, катоднинг чўғланиш температурасини ўзгартириш мумкин. Анод кучланишининг катталигини R_2 реостат ёрдамида ўзгартириб, у вольтметр ёрдамида, анод токи — гальванометр ёрдамида ўлчанади.

Агар катод чўғланишини бирдай сақлаган ҳолда анод ток кучининг анод кучланишига боғлиқлигидан олинган туташ эгри чизик (105-расм) диоднинг *вольт-ампер характеристикаси* дейилади.



104-расм.



105-расм.

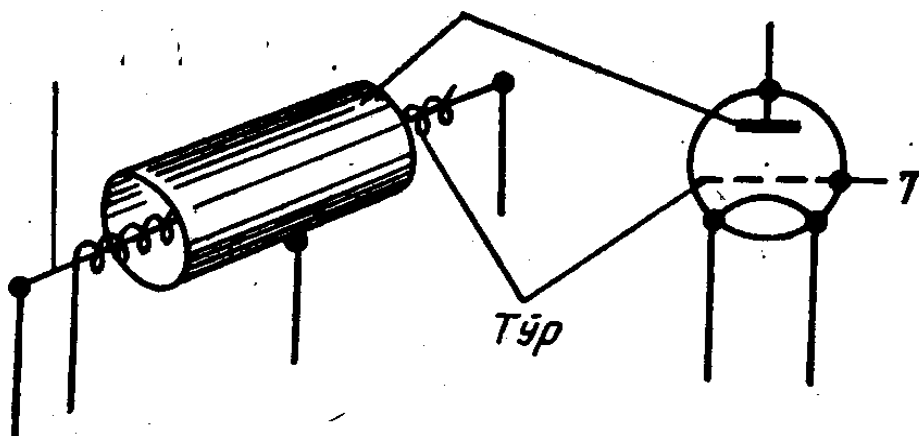
Анод кучланиши нолга тенг бўлганда термоэлектрон эмиссия туфайли, катоддан учиб чиқаётган электронлар унинг атрофида электронлар булутини ҳосил қилади. Бунга қарамасдан, унча кўп бўлмаган жуда катта кинетик энергияга эга бўлган электронлар анодгача учиб боришга муваффақ бўлиб, анод занжиридан кучсиз ток оқа бошлайди. Электронларнинг анодга тушишини тўсала тўхтатиш учун, яъни $I_a=0$ бўлиши учун, анод билан катод орасига маълум катталикдаги манфий кучланиш бериш керак бўлади. Шунинг учун диоднинг вольт-ампер характеристикаси нолдан бошланмай, балки координата бошидан бир оз чапроқдан бошланади.

Агар анод билан катод орасида электр майдони ҳосил қилинса, ($U_1>0$), у ҳолда электронлар булутидаги электронлар анодга қараб ҳаракатланади. Кучланиш ортиши билан анодга томон ҳаракатланувчи электронлар сони ва унга мос равишда анод токи ҳам ортади. Кучланишнинг бирор U_{am} қийматида айти шу (T_1) ҳароратда катоддан учиб чиқаётган барча электронлар анодга етиб боради. Кучланишнинг кейинги ортиши анод токини ортирмайди, яъни ток тўйиниш қийматига эришади. Демак, *тўйиниш токи айти шу температурада катод сиртидан бирлик вақт ичида учиб чиққан электронлар сони билан аниқланади*. Бинобарин, тўйиниш токини ошириш учун катоднинг қўғланиш температурасини кўтариш керак. 105-расмда катоднинг икки хил қўғланиш температурасида диоднинг вольт-ампер характеристикаси 123 ва 1245 кўринишда берилган. Бунда $T_2>T_1$. Бунда тўйиниш токлари ҳам турли қийматга эга бўлади. Бу эгриликлардан кўринадики, вольт-ампер характеристика чизикли эмас, демак, лампада ҳосил бўлувчи ток Ом қонунига бўйсунмайди. Чунки анод ва катод орасида мавжуд бўлувчи электронлар фазовий зарядлар бўлиб, ҳар доим диоддаги потенциал тақсимотини ўзгартириб туради. Шунинг учун ток фазовий заряд бўлмаган ҳолатдагидан кичик бўлади.

Диодда ҳосил бўлувчи ток I анод кучланиши билан қуйидагича боғланган:

$$I = CU^{\frac{3}{2}} \quad (3.29)$$

бунда C — электродларнинг шаклига ва оғлчамига боғлиқ бўлган коэффициент. Бу формула эгриликнинг 124 қисмини ифодалаб *Богуславский — Лэнгмюр қонуни* ёки « $3/2$ қонуни» деб юритилади.



106-расм.

Электрон лампанинг қосилган катода фақат электронлар чиқаради, шунинг учун лампанинг катода анод батареясининг манфий кутбига улангандагина анод занжирида ток мавжуд бўлади. Қўйилган кучланишнинг кутби ўзгартирилганда барча электронлар катодга қайтади. Демак, диод бир томонлама ток оқказиш хусусиятига эга бўлиб, ундан ўзгарувчан токни тўғрилашда фойдаланилади. Бундай мақсад учун мослашланган диод *кенотрон* деб аталади.

Электрон лампадаги электр токини бошқариш мумкин. Бунинг учун лампа ичига бир ёки бир неча қосимча металл электродлар киритиш керак. Қўпинча бу электродлар сим спираллар кўринишида тайёрланади ва катод билан анод орасига жойлаштирилади. Бу қосимча электродларни *тёрлар* дейилади.

Уч электродли лампа ёки триод анод, катод ва тёр каби электродларга эга, 106-расмда триоднинг конструктив ва ишчи схемаси берилган, бунда Т — тёр (учинчи электрод). Триоддаги электр токи фақат анод потенциалига эмас, балки тёрнинг катодга нисбатан потенциалига ҳам боғлиқ бўлади:

$$I_a = f(U_a, U_m)$$

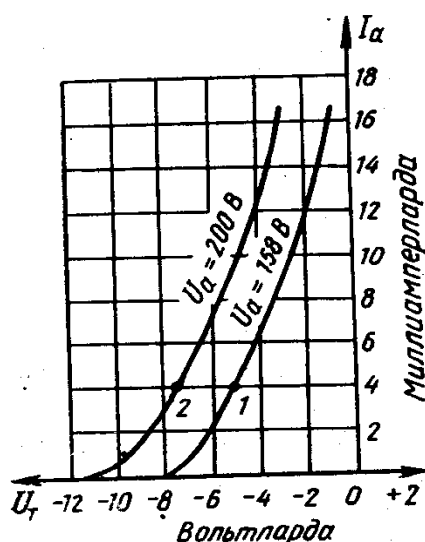
Тёр билан катод орасидаги кучланиш тёр кучланиши (U_m) деб аталади. Агар анодга мусбат ва унча катта, бўлмаган кучланиш берилса (бунда $U > 0$) деб ҳисоблаймиз), у ҳолда электронлар катоддан тезроқ тортиб олина бошлайди. Улардан, айримлари тёрга ҳам тушади ва натижада унча катта бўлмаган тёр токи ҳосил бўлади. Бирок электронларнинг асосий қисми тёр орқали учиб ўтиб анодга етиб боради. Демак, уч электродли лампада ҳосил бўлган ток тёрда ва анодда ҳосил бўлувчи токларнинг йиғиндисига тенг:

$$I = I_a + I_m$$

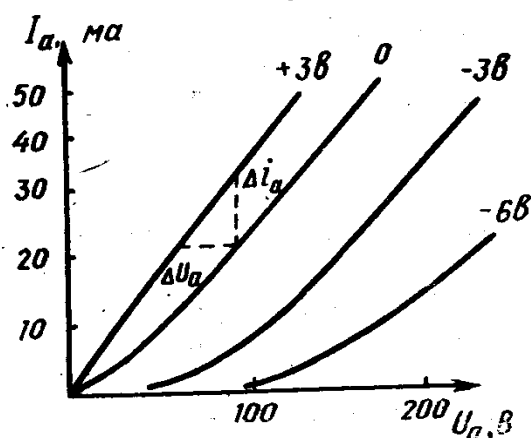
Тёрнинг катодга яқин жойлашганлиги туфайли тур ва катод орасидаги кучланишнинг озгина ўзгариши ҳам аноддаги ток кучига катта таъсир

кўрсатади. Чунки у катоддан электронларнинг чиқиши ва ҳаракатланишини тезлатади.

Тўр кучланиши (U_m) манфий бўлганда анод токи камаяди ва етарлича катта манфий кучланишда ток тамоман йўқолади—*лампа берк ҳисобланади*. Агар анод кучланиши ўзгармас бўлган ҳол учун анод токининг тўр кучланишига боғланишидан олинган эгри чизиққа



107- расм.



108- расм.

триоднинг тўр характеристикаси (107-рasm) деб аталади. Графикдан кўринадики, тўр кучланишини ўзгартириб анод токини камайтириш ёки кўпайтириш мумкин экан.

Лампанинг тўр характеристикасидан кўринадики, анод токини қуйидаги икки ҳолда ҳам 1) анод кучланишини ўзгартирмай тўр кучланишини ўзгартириб ёки 2) тўр кучланишини ўзгартирмасдан анод кучланишини ўзгартириб бир хил қийматини олишимиз мумкин бўлар экан. Бундан анод потенциалининг ортиши билан тўр характеристикаси потенциал камайиши томонга силжиб, тўр потенциали ўзгариши билан анод токининг ўзгариши тезлигини ифодалайди. Бунга *характеристиканинг тиклиги* дейилади ва қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$S = \lim_{\Delta U_m \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_m} \right)_{U_a} = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_m} \right)_{U_a} \quad (3.30)$$

Лампанинг тўр потенциалини доимий сақлаб анод кучланишини ўзгартириб анод токи билан боғланишини олсак, *уч электродли лампанинг вольт-ампер характеристикаси* (108-рasm) ҳосил бўлади. Бу ҳолда ҳам тўр потенциали ортса, анод характеристикаси анод кучланишининг камайиш томонига қараб силжийди.

Бу иккала характеристикани ҳам умумий ҳолда қарасак, Ом қонунига бўйсунмайди. Аммо шундай кичик қисмини топиш мумкинки, у тўғри

чизикдан иборат бўлиб, шу қисм учун Ом қонунини татбиқ қилиш мумкин, бу қисм берилган кучланиш (ёки ток кучи) учун қаршилиқ мавжудлигини ифодалайди. Бу қаршилиқка лампанинг ички қаршилиги дейилади ва қуйидагича ифодаланади:

$$R_u = \lim_{\Delta I_a \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{U_m} = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_m} \quad (3.31)$$

Ички қаршилиқ тўр кучланиши ўзгармаганда анод токи ўзгариши билан анод кучланишининг ўзгариш тезлигини ифодалайди.

Нихоят, лампани характерловчи физик катталиклардан бири тўр характеристикасидан аниқланувчи *лампанинг кучайтириш коэффициентидир*. Бунинг учун шундай иккита тўр характеристикасини (икки хил анод кучланишида) олампизки, анод токлари бир хил қийматга эга бўлсин. *Анод тоқларининг қийматини ўзгартирмаган ҳолатда тўр кучланиши бир вольтга ўзгариши учун анод кучланишини қанчага ўзгартириш кераклигини кўрсатувчи катталикка лампанинг кучайтириш коэффициентиди дейилади:*

$$\mu = \lim_{\Delta U_m \rightarrow 0} \left(- \frac{\Delta U_a}{\Delta U_m} \right)_{I_a} = - \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_m} \right)_{I_a} \quad (3.32)$$

Характеристиканинг ишчи (тўғри чизикли) қисмининг тиклиги қанча катта бўлса, тўр кучланиши ортганда анод токи ҳам шунча кескин ортади. Шунинг учун триоддан заиф ток ва кучланишлар тебранишларини кучайтиргич сифатида фойдаланиш имконияти туғилади. Бундан ташқари триоддан ўзгарувчан ток ва кучланишларни генерациялаш (уйғотиш) ҳамда ўзгартириш (шаклини ўзгартириш) учун фойдаланиш мумкин.

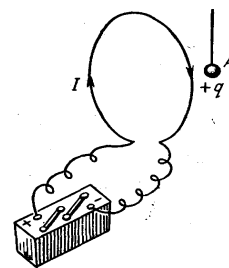
IV БОБ. ЎЗГАРМАС ТОКНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

51-§. Токнинг магнит майдони

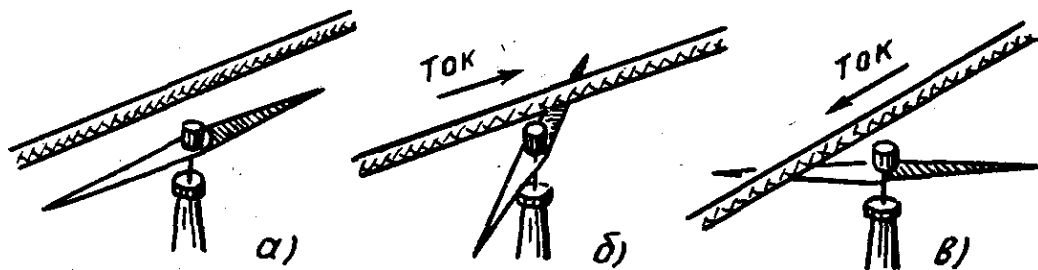
Ҳаракатсиз турган электр зарядлари орасида ҳосил бўлувчи ўзаро таъсир ҳар бир заряд атрофида мавжуд бўлган электр майдони орқали ўзатилиб. Кулон қонуни билан аниқланар эди.

Энди 1820 йилларда даниялик олим Эрстед томонидан сўтказилган, электр ҳодисалари билан магнит ҳодисалари орасидаги боғланишни кўрсатувчи тажрибалар билан танишиб чиқайлик.

1. Ҳалқасимон ўтказгич олиб, ундан ток ўтказамиз ва унга ипак ипга осилган зарядланган А синаш шарчасини яқинлаштирамиз (109-расм). Шарчага ҳалқа томонидан таъсир этувчи ҳеч қандай кучни сезмаймиз. Демак, токли ўтказгичдан ташқарида электр майдони ҳосил бўлмай, балки ўтказгичдан ўзгармас ток сўтганда ҳосил бўлувчи электр майдони бутунлай ўтказгич ичига жойлашган бўлар экан.



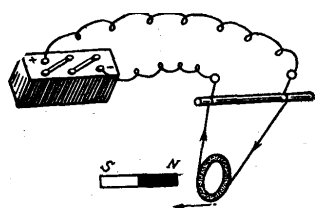
109-расм.



110-расм.

2. Магнит стрелка олиб, унинг ўқи бўйлаб сим тортайлик (110-а расм). Симдан ток ўтганда магнит стрелкаси ўзининг дастлабки вазиятидан оҳади (110-б расм). Агар токнинг йўналишини ўзгартирсак, магнит стрелкасининг оҳиш йўналиши ҳам ўзгаради (110-в расм).

Тажрибага асосланиб токли ўтказгич атрофидаги фазода магнит стрелкасини ҳаракатга келтирувчи қандайдир кучлар таъсир қилади, деган хулосага келамиз.

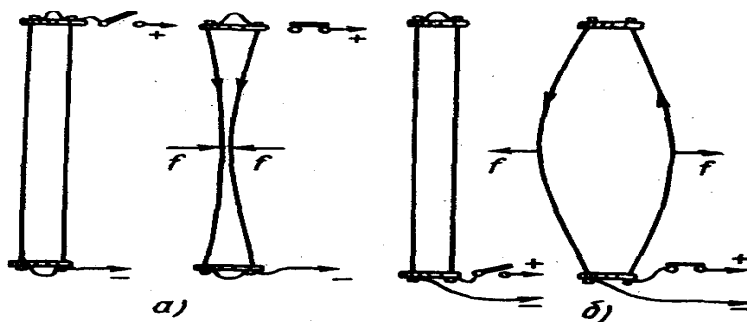


111-расм

3. Эластик симга изоляцияланган симдан қилинган ғалтакни осиб, ундан ток сўтказамиз ва унга магнитни яқинлаштирамиз (111-расм). Ғалтакдан ўтаётган токнинг йўналишига қараб ғалтакнинг магнитга тортилишини ёки ундан итарилишини кўрамиз.

Тажриба магнит ва токли ўтказгич атрофидаги фазода токли ўтказгични ҳаракатга келтирувчи қандайдир кучлар таъсир қилишини кўрсатади.

4. Иккита эластик тўғри симни бир-бирита параллел қилиб вертикал



112-расм.

равишда сўрнатамиз. Шу симлардан ток сўтказсак, улар бир-бирига таъсир қилади. Агар тоқлар қарама-қарши йўналишларда бўлса, ўтказгичлар итаришади (112-б расм), тоқлар бир йўналишда бўлса, ўзаро тортишади (112-а расм).

5. Агар металл ўтказгичларни суялтирилган кислота эритмаси билан тулдирилган шиша най билан тўлдириб, унга металл сим тушириб ток сўтказсак ҳамда симларни уланиш қутбларини алмаштириб турсак, най ёнида турган магнит стрелкасининг ҳолати ток йўналиши ўзгаришига

қараб ўзгарганлигини кўрамиз. Демак, бу ҳолда ҳам магнит стрелкасига таъсир этувчи куч мавжуд бўлар экан.

6. Ампер узун тўғри симдан ясалган җалтак (соленоид) ни шундай сёрнатадики, унга ташқи таъсир бўлганда эркин силжий олади. У соленоиддан ток оётказиб, унинг бир учига тўғри доимий магнитнинг шимолий қутбини яқинлаштира, ундан итарилади, жанубий қутбини яқинлаштира эса яқинлашганини, яъни тортилганини кузатади. Бу вақтда токли соленоид худди тўғри магнитдек таъсирлашганлигини кўрамиз. Майдон йўналишини кейинги параграфда қандай аниқлашини кўрамиз. Токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирига *ўзаро магнит таъсир* дейилади.

Демак, юқоридаги тажрибаларга асосланиб, токли ўтказгичлар атрофидаги фазода токли ўтказгичларни ҳаракатга келтирувчи қандайдир кучлар таъсир қилади деган хулосага келамиз.

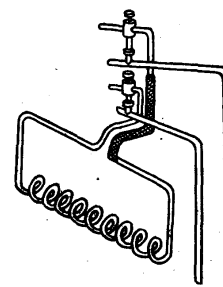
Бу тажрибаларнинг ҳаммаси тоklar ўзаро таъсир этганда, магнит токка ёки ток магнитга таъсир қилганда намоён бўладиган кучларнинг табиати бир хил деган хулосага олиб келади. Бу кучлар *магнит кучлари* дейилади.

Тинч ҳолатда турган электр зарядлари атрофидаги фазода электр майдон ҳосил бўлгани каби, тоklar атрофидаги ҳам токли оётказгичга таъсир этувчи материянинг махсус шакли бўлган магнит майдон ҳосил бўелади. Мана шу магнит майдонлар магнит кучларининг манбаидир.

Бу оётказилган тажрибалардан кўринадики, электр токи, яъни ҳаракатланаётган электр зарядлари мавжуд бўлган ҳамма ерда магнит майдонлари ҳам бўелади. Демак, *электр токи билан магнит майдонни бир-биридан ажратиб бўлмайди*. Магнит майдонни ток (ҳаракатланаётган заряд) ҳосил қилади; магнит майдоннинг мавжуд эканлиги токка (ҳаракатланаётган зарядга) таъсири орқали аниқланади. Бу магнит майдоннинг асосий хусусиятларидир. Оётказгичда ток ҳосил бўлгандагина магнит майдон вужудга келганидан, токни кўпинча, *магнит майдон манбаи* деб қаралади.

Магнит майдон модда эмас, балки алоҳида зарралардан мужассамланган моддадан тамомила фаркли равишда материянинг фазода узлуксиз мавжуд бўлган туридир.

Магнит майдон материя бўлгани учун энергияга эга. Магнит майдон энергияси фазода узлуксиз тақсимланган. Токли оётказгичларнинг магнит майдони чексизликка дейилади, бироқ масофа ортиши билан магнит кучлари жуда тез заифлашади. Шунинг учун амалда магнит кучларининг таъсирини токли оётказгичга яқин масофалардагина сезиш мумкин.

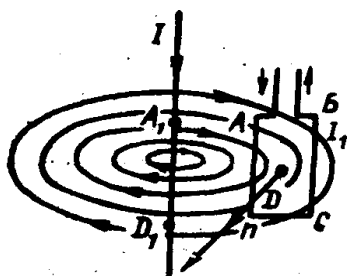


113-расм.

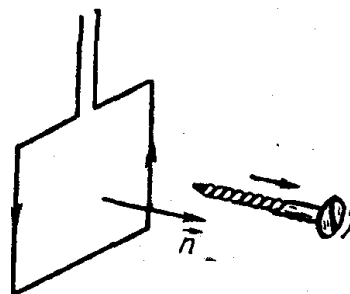
52- §. Магнит майдон индукция вектори

Электростатикада биз электростатик майдоннинг хоссаларини, нуқтавий заряд, яъни оёлчамлари шу майдонни ҳосил қилаётган зарядларгача бўлган масофаларга нисбатан кичик бўлган жисмларда тўпланган заряд ёрдамида сèргандик. Магнит майдоннинг хоссаларини эса шу майдоннинг токли берк ясси контурга кòрсатадиган таъсирига қараб сèрганамиз. Бундай контур *рамка деб аталади*. Бу контурнинг оёлчамлари магнит майдонни вужудга келтираётган тоklar оқаётган сèтказгичларгача бўлган масофага нисбатан кичик бўлиши керак. Магнит майдонни текшириш учун буралиш деформациясини сеза оладиган, ингичка эластик симга оёиб қёйилган рамкадан фойдаланамиз.

Тажриба, токли рамка токли сèтказгич яқинига жойлаштирилганда токли сèтказгич ҳосил қилган магнит майдон рамкага ориентирловчи



114-расм.



115-расм.

таъсир кòрсатиши натижасида уни маълум бурчакка бурилишини кòрсатади. Масалан, узун тòғри сим орқали I ток оқаётгач бўлсин (114-расм). Бундай сим яқинига келтирилган I_1 ток сèтаётган $ABCD$ рамка бурилиб, сим орқали сèтувчи $A_1—ABCD D_1$ текислик бўёлаб жойлашган. Бунда рамканинг ориентирланиши ундаги токнинг ёсèналишига боғлиқ бўелади, рамкадаги I_1 токнинг ёсèналиши сèзгарганда рамка 180° га бурилади. Рамканинг магнит майдонда муайян тарзда ориентирланиш ҳодисаси магнит майдоннинг сèзи ҳам ёсèналишга эга эканлигини билдиради. Демак, магнит майдонни характерлайдиган катталиқ вектор бўелиши ва бу векторнинг ёсèналиши рамка ёки магнит стрелкаси эгаллайдиган ёсèналишга боғлиқ бўелиши керак. Магнит майдонни характерлайдиган бу вектор катталиқ *магнит индукция вектори* деб аталади. Магнит индукция векторининг рамка турган жойдаги ёсèналиши учун рамка текислигига сèтказилган нормалнинг мусбат жойлашадиган ёсèналиши қабул қилинган. Нормалнинг учидан қаралганда рамкадаги ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари ёсèналган ҳолда кòринса (115-расм), бу ёсèналишни нормалнинг мусбат ёсèналиши деб қабул қилинади. Бошқача айтганда, нормалнинг мусбат ёсèналиши қилиб парма дастасининг ҳаракат ёсèналиши рамкадан оқаётган токнинг ёсèналиши билан мос бўлган парма (ўнг винт)нинг илгариланма ҳаракат ёсèналиши қабул қилинган.

Майдон таъсирида рамканинг ориентирланиши магнит майдонда рамкага жуфт куч таъсир қилишини кўрсатади. Тажриба бу жуфт куч моментининг катталиги магнит майдонни вужудга келтираётган тоқларга ва уларнинг вазиятига, шунингдек, рамканинг хоссаларига: оёлчамлари, ориентирланиши ва ундан оётаётган тоқ кучига боёқлик эканлигини кўрсатади.. Маълум катталиқдаги тоқ ўтаётган рамкага оётказилган нормал, магнит майдон бўйлаб йўналганда рамкага таъсир қилаётган жуфт куч моменти нолга тенг бўлади. Рамкага оётказилган нормал магнит майдонга перпендикуляр йёналганда эса жуфт куч моменти максимал қийматга эришади.

Тажрибада жуфт кучлар моментининг максимал қиймати $M_{\max}$ рамкадаги I тоқ кучига ҳамда рамканинг S юзига пропорционал эканлигига ишонч ҳосил қилиш осон, яъни

$$M_{\max} \sim IS$$

Тажрибада топилган бу асосий фактдан магнит майдонни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам

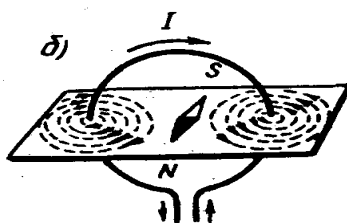
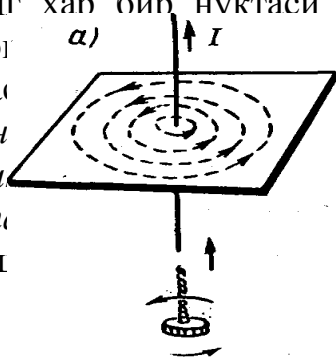
$$B = \frac{M_{\max}}{IS} \quad (4.1)$$

нисбат рамканинг хоссаларига боёқлик бўлмай фазонинг аниқ бир нуқтасида магнит майдонни характерлайди. Бу катталиқ магнит майдон индукция вектори деб аталади. Бу катталиқ $\vec{B}$ ҳарфи билан белгиланади. Куч моменти куч билан елканинг кўпайтмасига тенг эканлигини ҳисобга олсак, бу формулани куч орқали ифодалашимиз мумкин бўлади ва $B = \frac{F}{Il}$ кўринишини олади. Агар ўтказгичнинг dl элементар қисмини олсак, унинг ҳосил қилган майдон индукцияси ҳам элементар бўлиб қуйидагича ифодаланади:

$$dB = \frac{dF}{Il}$$

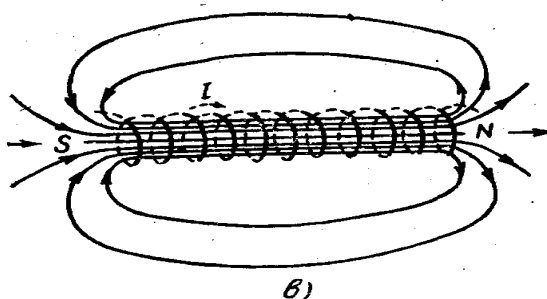
Магнит майдон индукция вектори магнит майдонни таслиқ тавсифлайди, чунки фазонинг ҳар бир нуқтаси учун бу векторнинг сон қиймати ва йўналишини тоғ

СИ система
магнит майдон
бўлган рамкада
мент билан т
бирлиги Тесла



б шундай
и юзи 1 м^2
и $1 \text{ Н} \cdot \text{м}$ мо-
сининг бу

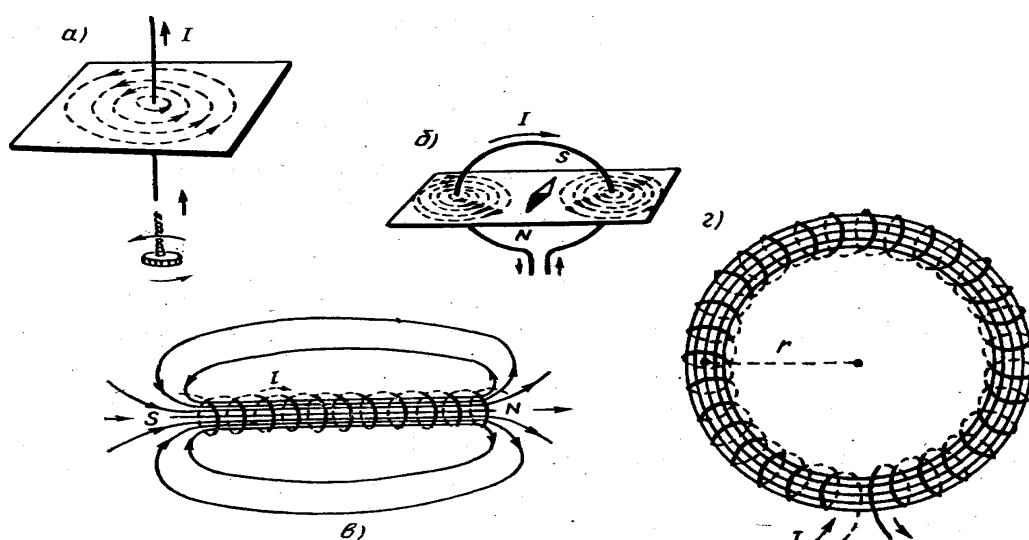
Электр ма
кучланлигин
магнит майдон



Электростатикада электростатик майдон кучланганлик чизиклари орқали тасвирлангани каби магнит майдонни ҳам магнит майдон индукция чизиклари орқали тасвирлаш мумкин.

Магнит майдон индукция чизиклари деб шундай чизикларга айтиладики, уларга сэтказилган уринмалар майдоннинг ҳар бир нуқтасида $\vec{B}$ вектор билан бир хил йўналган бўлади (116-расм).

Парма коидасидан фойдаланиб, турли хусусий ҳолларда магнит майдон куч чизикларининг манзарасини аниқлашимиз мумкин. Мисол тариқасида токли тўғри ўтказгичнинг магнит майдон учун магнит индукция чизикларини ясаймиз: агар парманинг илгариланма ҳаракатини ток билан бир хил йўналтирсак, у ҳолда парма дастасининг айланиш йўналиши магнит индукция чизикларининг йўналишини кўрсатади (117-а расм).



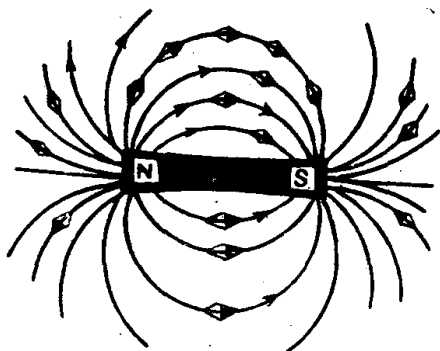
117-расм

Тўғри ток магнит майдонининг индукция чизиклари марказлари ўтказгич ўқида жойлашган концентрик айланалардан иборат бўлиб, бу айланалар ўтказгич ўқиға перпендикуляр текисликда ётади. Айланаларга сэтказилган стрелкали чизиклар мазкур куч чизикларига уринма бўлган $\vec{B}$ индукция векторининг йўналишини кўрсатади. Электр майдон кучланганлигининг чизиклари каби магнит индукция чизиклари шундай сэтказиладики, уларнинг зичлиги магнит майдон индукция векторининг шу жойдаги қийматини характерлайди.

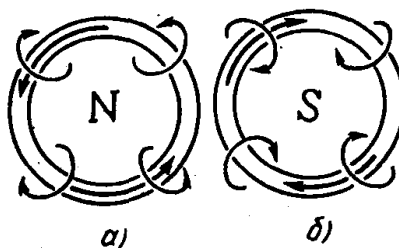
Юқорида кўрсатилган усул билан айланма токнинг (117-б расм), соленоид (токли ғалтак) нинг (117-в расм) ва тороид (марказлари айлана бўйлаб жойлашган бир хил айланма тоklar системаси) нинг (117-г расм) магнит индукцияси чизикларининг манзарасини аниқлаш мумкин. Соленоиднинг ички қисмида магнит майдонни бир жинсли дейиш мумкин.

Тороиднинг магнит майдони фақат унинг ички қисмида мужассамланган бўлади.

Соленоиднинг магнит майдони (соленоид ташқарисидаги майдон) билан доимий магнит майдони орасида охшашлик бор (118-расм). Шартли равишда куч чизиқлари җалтакнинг бир учидан чиқиб, иккинчи учига киради, деб ҳисоблаш мумкин. Доимий магнитнинг куч чизиқлари



118-расм.



119-расм.

чиқадиган учи магнитнинг *шимолий қутби* (бу қутб *N* ҳарфи билан белгиланади), куч чизиқлари кирадиган иккинчи учи эса *жанубий қутби* (бу қутб *S* ҳарфи билан белгиланади) деб аталади. Токли ҳар қандай җалтакнинг ҳам иккита магнит қутби бўлади (117-в расмга қаранг). Ғалтак серамларидаги токнинг йўналиши маълум бўлса, магнит қутбларини парма қондаси асо-сида аниқлаш мумкин.

Ғалтакнинг бир учига қаралганда җалтак серамларидаги ток соат стрелкаси ҳаракатга тескари йўналишда оқадиган бўлиб кўринса, җалтакнинг бу учи шимолий қутб бўлади (119-а расм). Ғалтакнинг иккинчи учи жанубий қутб бўлиб, унинг бу учига қаралганда ток җалтак серамларидан соат стрелкаси ҳаракати йўналишида оқади (119-б расм). Ғалтакнинг қутбларини ўзгартириш учун ундаги токнинг йўналишини ўзгартириш кифоя. Айни бир айланма ток икки қарама-қарши томондан (бир томондан қараганда соат стрелкаси ҳаракати бўйича, иккинчи томондан унга қарама-қарши оқувчи ток сифатида) таъсир этади. Бу магнит қутблари фақат жуфт ҳолда мавжуд бўлишини ва бирор усул билан битта қутб ҳосил қилиш мумкин эмаслигини билдиради.

Токли ўтказгичларнинг атрофида магнит майдон мавжуд эканлигини темир кукунлар ёрдамида аниқлаш мумкин. Магнит майдонда темир кукунларини ташкил қилган темир парчалари кичкина магнит стрелкалари вазифасини бажаради. Магнит майдонга жойлаштирилган магнит стрелка шундай вазиятни оладики, бу вазиятда унинг ўқи (қутблардан ўтувчи йўналиш) шу стрелка жойлашган нуқтадаги майдон йўналиши билан мос тушади. Шунинг учун магнит майдонга киритилган темир кукунларининг жойлашиши майдоннинг характерини кўрсатади.

Магнит индукцияси чизиқларининг муҳим хусусияти шундан иборатки, уларнинг бошланиши ҳам охири ҳам бўлмайдди. Улар ҳаминша берк бўлади.

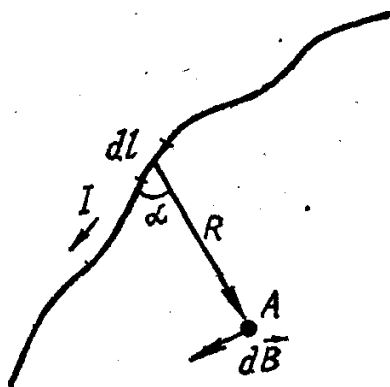
53-§. Био-Савар-Лаплас қонуни ва унинг қўлланиши

Био ва Савар ўзгармас ток ўтаётган ўтказгич атрофида магнит майдон борлигини пайқаб Эрстед тажрибасида магнит стрелка (компас) кутбларига параллел сим оғратиб ток юборганда, магнит стрелканинг бурилиши ҳамда концентрик айлана ватар чизик бўйлаб оғнашишлари асосида магнит майдон ва унинг таъсирини чуқур оғрандилар.

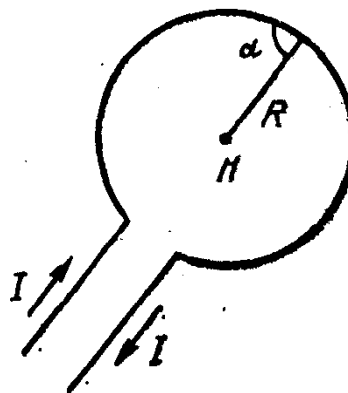
Вакуумда олинган ҳар қандай ихтиёрий шаклдаги оғтказгичнинг dl қисмига тўғри келган Idl ток элементининг (120-расм) ундан R узоқликдаги A нуқтада магнит майдон индукцияси dB , шу ток элементи Idl га ва ток йўналиши билан радиус-вектор йўналиши орасидаги α бурчакнинг синусига тўғри пропорционал бўлиб, масофа R нинг квадрати тескари пропорционал, яъни

$$dB = k \frac{Idl}{R^2} \mu_0 \sin \alpha \quad (4.2)$$

Бу ерда k -пропорционаллик коэффиценти, СИ системада $k = \frac{1}{4\pi}$. Вектор



120-расм.



121-расм.

ифодаси

$$d\vec{B} = k\mu_0 \frac{I \vec{dl} \cdot \vec{R}}{R^3} \quad (4.2a)$$

бўлади. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ -магнит доимийлик ёки вакуум учун абсолют магнит сингдирувчанлик.

Амалда ёлғиз олинган ток элементи Idl ни алоҳида ажратиб олиб бўлмайди (ток фақат берк занжирдагина бўлади), шу сабабли олинган ўтказгичнинг шакли учун бу қонунни интеграллаб, чиққан хусусий ифодаларни тажрибада текшириш мумкин.

Энг оддий магнит майдон индукция векторларини ҳисоблаш.

1. Токли ўтказгич айлана шаклда бўлса (121-расм), унинг марказидаги $\vec{B}$ ни тубандагича. ҳисоблаш мумкин. Айлананинг ҳамма нуқталари учун $\alpha=90^\circ$ бўлиб, $\sin\alpha=1$, I ва R эса доимий катталиклар, dl нинг ўзгариш чегараси 0° дан $2\pi R$ гача, бу ҳол учун

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{I dl \sin\alpha}{R^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (4.3)$$

СИ системада муҳит учун

$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2R} \quad (4.3a)$$

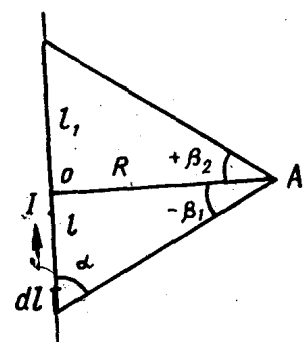
2. Жуда узун тўғри чизик сим орқали I ток оётганда ундан энг қисқа R узоқликдаги нуқтада магнит майдон индукция вектори, яъни ҳамма dl элементлар ҳосил қилган магнит майдон индукция векторлар йиғиндисини топайлик. Бунинг учун 122-расмдан фойдаланамиз.

Ўтказгич узунлиги $l+l_1$ бўлиб, $l=l_1$ деб олсак, $\angle\beta_1 = \angle\beta_2$ бўлади.

$$R = r \cos\beta, \text{ бундан } r = \frac{R}{\cos\beta} \text{ ва } \frac{l}{R} = \tan\beta \text{ ва } l = R \tan\beta$$

бўлиб, бундан $dl = \frac{R}{\cos^2\beta} d\beta$. Расмдан яна $\sin\alpha = \frac{R}{r}$

ва $\cos\beta = \frac{R}{r}$ демак, $\sin\alpha = \cos\beta$. Бу олинган тенгламалар ҳисобга олинса, узунлиги чексиз бўлган ўтказгич элементлари ҳосил қилган индукция dB ларнинг йиғиндиси, яъни



122-расм.

интегралли

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \frac{I \sin\alpha}{r^2} dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\beta_1}^{\beta_2} \frac{R \cos\beta d\beta}{\frac{R^2}{\cos^2\beta} \cdot \cos^2\beta} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} [\sin\beta_2 + \sin\beta_1]$$

Жуда узун сим учун $l+l_1 \gg R$ ва $\beta_1 = \beta_2 = \frac{\pi}{2}$ десак,

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi R} \quad (4.4)$$

Шу каби ҳисоблашларда, айлана ток ўқидаги A нуқтадаги индукция вектори:

$$B = \mu_0 \frac{IR^2}{2(R^2 + d^2)^{3/2}} \quad (4.5)$$

Айлана маркази учун $d=0$ деганда юқоридаги (4.5) дан чиқади.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (4.3)$$

Био-Савар-Лаплас қонунидан юқоридаги ҳисоблаш билан чиққан магнит майдон индукциясининг ифодаларини тажриба орқали амалий текшириш натижалари токнинг Idl элементи учун таклиф этилган қонуннинг тўғри эканлигини тасдиқлайди.

3. Соленоид ичида магнит майдон индукция вектори:

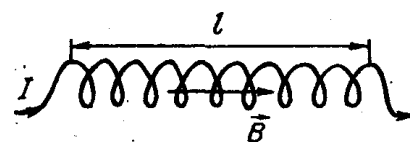
$$B = \mu_0 I \frac{N}{l} = \mu_0 n I \quad (4.6)$$

бунда I — соленоиддан ўтаётган ток кучи, $n = \frac{N}{l}$ соленоиднинг бирлик узунлигига тўғри келувчи сўрамлар сони, l —соленоиднинг узунлиги, N —барча сўрамлар сони (123-расм).

4. Тороиднинг магнит майдон индукция вектори:

$$B = \mu_0 n I = \mu_0 I \frac{N}{l} = \frac{\mu_0 N I}{2 \pi R} \quad (4.7)$$

бунда I — тороиддаги ток кучи, N —барча сўрамларнинг сони, R — тороидал ҳалқанинг радиуси (117-г расмга қаранг).



123-расм.

Тороиднинг ичида магнит майдон бир жинсли эмас, чунки тороиднинг турли кесимларида магнит майдон индукция векторининг йўналиши турлича. Шунинг учун бутун тороид майдонининг бир жинслилиги ҳақида гапирилганда магнит майдон индукция векторининг модули назарда тутилади.

Бу кўрилган ҳолларда магнит майдон индукция векторлари фақат вакуум учун қараб чиқилди. Агар бу ифодаларни муҳит учун ёзсак, барча ҳисоблаш формулаларининг ўнг томонини муҳитнинг магнит сингдирув-чиси (μ) га кўпайтиришимиз керак.

54- §. Магнит майдон кучланганлиги. Тўела ток қонуни

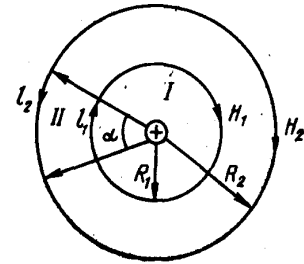
Юқорида кўриб кетдикки, магнит майдон индукция чизиқлари берк эгри чизиқдан иборат экан, токнинг ўзаро таъсири эса улар жойлашган муҳитга боғлиқ. Магнит майдон индукциясидан ташқари уни характер-ловчи янги физик катталиқ—магнит майдон кучланганлиги билан танишиб чиқайлик. Муҳитнинг ихтиёрий нуқтасидаги магнит майдонни характерловчи майдон индукция векторидан ташқари уни магнит майдон кучланганлик вектори деб номланувчииккинчи физик катталиқ мавжуд бўлиб, улар ўзаро қуйидагича боғланган.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \quad (4.8)$$

бунда μ — муҳитнинг нисбий магнит сингдирувчанлиги, Магнит майдон бир жинсли муҳитда қаралаётган бўлса, магнит майдон кучланганлиги муҳитнинг магнит хусусиятига боғлиқ бўлмасдан, контурнинг шаклига, ундан ўтаётган ток кучига ва муҳитнинг қайси нуқтасидаги магнит майдонни сарғанаётганимизга боғлиқдир.

Бу ҳолатда магнит майдон индукция векторини ҳисоблаш учун келтириб чиқарилган ифодадан таслиқ фойдаланишимиз (тенгликни ўнг томонини $\mu\mu_0$ га бўлиб юборган ҳолатда) мумкин.

Магнит майдон кучланганлигининг муҳим хусусиятини ўрганиш учун бир жинсли муҳитда чексиз узун ўтказгич орқали ток ўтаётган бўлсин (124-расм). Ток чизма текислигига тик равишда ўтаётган бўлсин. Магнит майдон кучланганлик циркуляциясини қуйидаги икки контур учун ҳисоблайлик.



124-расм.

1. Айлана марказидан ток ўтаётган ҳолда уни R_1 радиусли айлана бўйича магнит майдон кучланганлиги циркуляцияси (Γ) ни ҳисоблайлик. Бунда интеграллашни магнит майдон кучланганлигининг йўналишида олиш қулай, яъни

$$\Gamma = \oint_I \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_I H_1 dl = H \oint_I dl = \frac{I}{2\pi R_1} \cdot 2\pi R_1 = I$$

Бу ифодада магнит майдон кучланганлиги ўрнига тўғри токнинг магнит майдон кучланганлик ифодасини қуй-дик. Демак, магнит майдон кучланганлигини билмаган ҳолимизда худди шу каби циркуляция орқали майдон кучланганлигини ҳисоблашимиз мумкин.

2. Контурни шундай танлаб оламизки, унинг ичидан ток сѳтмасин. Бунинг учун R_1 ва R_2 радиусли концентрик айлана марказидан тўғри ток ўтаётган бўлсин. Шу айланаларнинг ёйларидан иборат II контурни олиб, биринчи ҳолдагидек магнит майдон кучланганлигининг циркуляция (Γ) сини ҳисоблайлик:

$$\Gamma = H_1 l_1 - H_2 l_2 = \frac{I}{2\pi R_1} \alpha R_1 - \frac{I}{2\pi R_2} \alpha R_2 = 0$$

Бу иккала тенглама ҳам умумий характерга эга бўлиб, тасла ток қонунини ифодалайди. Бу қонун ҳар қандай муҳит учун ҳам сѳринли бўлиб: магнит майдон кучланганлиги векторининг циркуляцияси интеграллаш. контури ичида мавжуд бўлган ток кучларининг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\oint_I \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{k=1}^n I_k \quad (4.9)$$

Бу ифодада интеграл остидан $\vec{H}$ ни чиқариб юборишимиз мумкин эмас, чунки биринчи олган мисолимизда ҳам айлана ичида майдон кучланганлик модули бир хил қийматга эга эмас. $\vec{H}$ билан $\vec{B}$ (4.8) боғланишда бўлганидан, бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишда майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси узилишга эга бўлади:

$$\left| \frac{H_{1n}}{H_{2n}} \right| = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

Демак, магнит майдон кучланганлик чизиғи бошланиши ва тугаши мумкин. Шунинг учун магнит майдон кучланганлигининг уюрмали характердалиги хусусийдир.

Ток кучи фазода маълум ток кучи зичлиги бўйича тақсимланган бўлади. Шунинг учун тула ток қонунини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\sum I \sum_{k=1}^n I_k = \int_S \vec{j} dS \quad (4.9a)$$

ёки бундан ҳам аниқроқ:

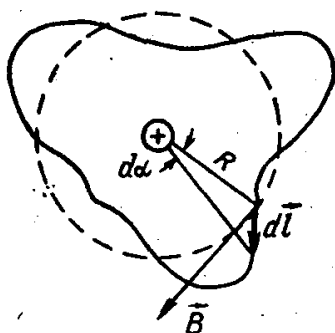
$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} dS \quad (4.9b)$$

яъни маълум бир контур бўйича олинган магнит майдон кучланганлик вектори циркуляцияси шу контурга таяниб турувчи ихтиёрий юзадан ўтадиган тоқларнинг (алгебраик) йиғиндисига тенг.

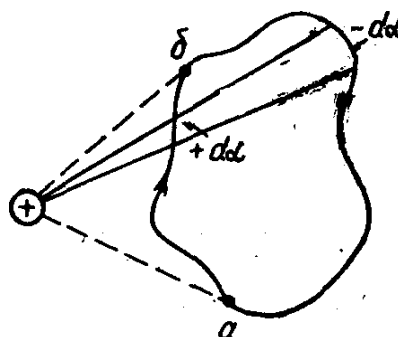
Физика фанининг ривожланишидан маълум бўлдики, магнит ва электр майдон кучланганликлари ҳар хил характердадир. Электр майдон кучланганлиги уюрмали хусусиятга эга эмас, магнит майдон кучланганлиги электростатистик майдон индукцияси каби хусусиятга эга.

55- §. Магнит майдон индукция векторининг уюрмали характери

Электростатикадан маълумки, электр майдон кучланганлик вектори мусбат заряддан бошланиб манфий зарядда тугар, яъни бошланиши ҳам, охири ҳам бор эди. -Магнит майдон индукция чизиқлари туташ бўлганлиги учун унинг бошланиши ҳам, тугаш нуқтаси ҳам йўқ. Шунинг



125- расм.



126- расм.

учун магнит майдон индукцияси уюрмали характерга эга дейилади. Бунга икромор бўлиш учун тўғри токни ўра турган ихтиёрий контур олиб, ундаги магнит майдон индукция вектори $\vec{B}$ ни ҳисоблайлик.

$\oint B dl$ Олинган контурга нисбатан ток тик ҳолатда ўтаётган бўлсин (125-расм). Юқорида кўрдикки, контурнинг ҳар бир олинган нуқтасига магнитмайдон индукция вектори уринма равишда йўналган бўлади. У вақтда $B_l dl$ скаляр кўпайтмани $B dl_B$ билан алмаштирамиз, бунда $dl_B = \vec{dl}$ векторининг индукция векторига проекциясидир. Чизмадан кўринадикки, $dl_B = R d\alpha$, тўғри токнинг магнит майдон индукцияси $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$B_l dl = B dl_B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} R d\alpha = \mu_0 \frac{I}{2\pi} d\alpha$$

ҳосил бўлади. Бу ифодани берк контур учун ёзсак,

$$B_l dl = \mu_0 \frac{I}{2\pi} \int d\alpha \quad (4.10)$$

Контурни ифодаловчи радиал тўғри чизик (радиус) ҳар доим бир хил йўналишда бўлгани учун $\int d\alpha = 2\pi$ бўлади. У вақтда:

$$\oint B_l dl = \mu_0 I \quad (4.11)$$

Агар ток контурдан ташқарида олинса, 126-расмдан кўринадикки, аб ораликда радиал тўғри чизик бир йўналишда, б, а ораликда эса унга тескари йўналишда ҳаракатланади. Натижада $\oint d\alpha = 0$ бўлади.

Контур ҳар қандай шаклга эга бўлганда ҳам унинг ичидан ток оётса, (4.11) оёринли бўлади.

(4.11) ифода ток ҳар қандай шаклда бўлганда ҳам оёринлидир. Агар контур ўз ичига бир нечта токни олса, магнит майдон векторининг циркуляцияси ҳар бир ток ҳосил қилган майдон индукция векторларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k = \mu_0 I \quad (4.12)$$

Ток йўналишини аниқлашда парма коидасидан фойдаланилади. Яъни контур бўйича ҳаракат ўнг парма коидасига мос келса, ток йўналишини мусбат, акс ҳолда манфий деб олинади. Юқорида кўриб оётилган конун-коидалар фақат вакуум учун оёринлидир. Муҳитда бўлса, унинг ичида ҳосил бўлувчи молекуляр токни ҳам ҳисобга олиш зарур бўлади.

Агар юқорида кўрганимиздек, электростатик майдон кучланганлик вектори циркуляцияси нолга тенг бўлиб, электростатик майдон потенциал характерда эди. Магнит майдон индукция векторининг циркуляцияси эса

агар ток қаралаётган контур ичидан ўтаётган бўлса, нолдан фарқлидир. Шунинг учун бундай хоссага эга бўлган майдонга уюрмали характердаги майдон дейилади.

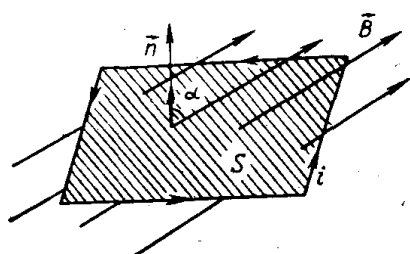
(4.11) ва (4.12) ифодаларни магнит майдон кучланганлик вектори учун ёзсак, қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\oint H_l dl = I,$$

$$\oint H_l dl = \sum_{k=1}^n I_k$$

Бу ифодалар магнит майдон кучланганлик векторининг циркуляцияси ҳақидаги теоремани ифодалайди: маълум бир контур бўйича олинган магнит майдон кучланганлик векторининг циркуляцияси шу контур ичида мавжуд бўлган макроскопик тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.

56- §. Магнит индукция векторининг оқими. Гаусс теоремаси



127-расм.

Магнит майдон индукция вектори бир жинсли бўлган магнит майдонга ясси юза киритайлик (127-расм). Шу юзадан ўтаётган магнит оқими ёки магнит индукция векторининг оқими қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$\Phi = BS \cos \alpha = B_n S \quad (4.13)$$

α —юзага оғтазилган нормал билан индукция вектори орасидаги бурчак, B_n —индукция векторининг нормалга олинган проекцияси. Проекция скаляр бўлгани учун магнит оқим ҳам скалярдир. Магнит оқим олинган юзадан тўсла ўтаётган магнит индукция вектор чизиқларидир. (4.13) дан кўринадики, магнит индукция оқими мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Чунки $\cos \alpha = \pm 1$ орасида ўзгаради. Шунинг учун магнит индукция оқими мусбат булиши учун ток йўналишини танлаб олишимиз керак.

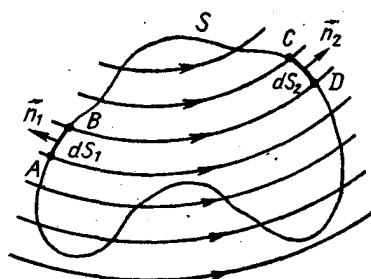
Агар магнит майдон индукцияси бир жинсли бўлмасдан юза ҳам ясси бўлмаса, юзани шундай элементар dS бўлақчаларга бўламитики, ундан ўтаётган магнит майдон индукциясини бир жинсли деб қараш мумкин бўлади. Бу бўлақчадан ўтаётган элементар магнит оқими

$$d\Phi = B_n dS$$

$$d\Phi = B_n dS$$

бўлиб, тўсла магнит оқим эса

$$\Phi = \oint_S B_n dS \quad (4.14)$$



128-расм.

бўлади.

Агар бу ифодалардаги магнит майдон индукциясини теслада, юзани метр квадратларда

олсак, СИ да магнит оқим бирлиги вебер (Вб) бўлади.

Ихтиёрий чегараланган берк сирт берилган бўлиб, унга тик равишда тўғри ток ўтаётган бўлсин (128-расм). Шу сиртдан ўтаётган магнит индукция оқимини ҳисоблайлик. Бунинг учун сиртни шундай элементар бўлақчаларга бўламизки, ҳосил бўлган ҳалқа най ABCD ичида магнит куч чизиклари мавжуд бўлсин. Бу олинган ҳалқанинг ихтиёрий кесимидан ўтувчи оқим ҳалқа бўйича сазгармас бўлади. Най олинган S сиртни жуфт марта dS_1 ва dS_2 сиртлар билан кесиб ўтади. Аммо бу кесимлардан ўтаётган магнит оқими қарама-қарши ишорали бўлгани учун умумий ҳалқадан ўтаётган оқим нолга тенг бўлади. Буни бутун S сирт бўйича умумлаштирсак, бундай сиртдан ўтаётган умумий магнит оқими нолга тенг. Демак, ихтиёрий берк сиртдан сетаётган магнит оқими нолга тенг деган Гаусс теоремаси исбот бўлди. Унинг интеграл кўриниши:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (4.15)$$

дифференциал шаклда эса:

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (4.16)$$

Бу ифодалар магнит зарядининг мавжуд эмаслигини кўрсатади. Электр заряди мавжуд бўлганлиги учун берк юза бўйича электр майдон кучланганлигининг оқими Остроградский-Гаусс теоремасига асосан

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (4.17)$$

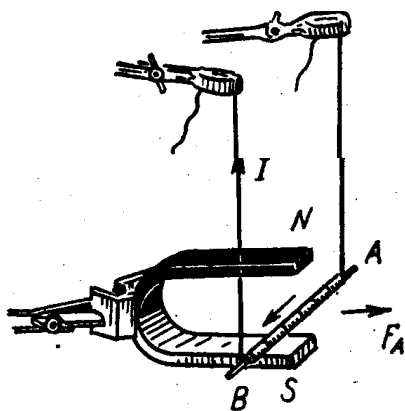
$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4.18)$$

эди. (4.15)—(4.18) формулалар ҳар қандай магнит майдонлар учун сиринлидир. Бу тенгламалар Максвелл тенгламалар системасининг асосини ташкил этади.

Ҳамма ерда дивергенцияси нолга тенг бўлган кучли майдонга уюрмали (соленоидал) майдон дейилади. Демак, магнит майдон уюрмали майдон бўлиб, уни ҳосил қилувчи манба электр токидир.

57- §. Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири. Ампер қонуни

Биз 51- параграфда ток ўтаётган иккита ўтказгичнинг бир-бирига таъсир қилишини кўрган эдик. Бу ҳодисани ўтказгичлардан ҳар бирига таъсир



қиладиган кучнинг иккинчи ўтказгичдаги ток ҳосил қилган магнит майдонга боғлиқ бўлиши сабабли рўй беради, деб тушуниш керак.

Шунинг учун токли ўтказгични магнит майдонга, масалан, ўзгармас магнит майдонга жойлаштирсак), унга куч таъсир

этади. Бун куйидаги тажрибада текшириб кєриш мумкин.

Иккита эластик симга каттик ўтказгични, у тақасимон магнит кутблари сєртасида турадиган қилиб осиб (129-расм), ундан ток сєтказганимизда ўтказгични ҳаракатга келишини кўрамиз. Токнинг йўналишини ўзгартирсак, сєтказгичнинг ҳаракат йўналиши олдинги йўналишига қарама-қарши томонга ўзгарганлигини кўрамиз. Шўнга сєхшаш тажрибалар асосида токнинг йўналиши, магнит майдон йўналиши ва ўтказгичнинг ҳаракат йўналиши орасидаги муносабатни топиш мумкин.

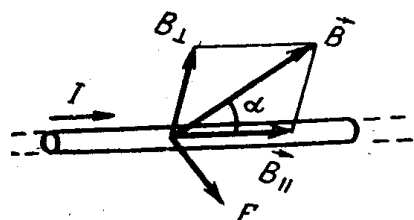
Токли ўтказгичга магнит майдон томонидан таъсир килувчи кучларни аниқлаш масаласини биринчи бўлиб, машҳур француз олими Ампер 1820 йилда ҳал қилган. Ампер магнит майдон томонидан токли сєтказгичга кєрсатилаётган F_A таъсир кучи, катталиқ жиҳатидан I ток кучига магнит майдоннинг $\vec{B}$ индукция векторига, ўтказгичнинг магнит майдондаги қисмининг l узунлигига ҳамда магнит индукция векторининг йўналиши билан I токнинг йўналиши орасидаги α бурчак синусига тўғри пропорционал эканлигини аниқлади:

$$F_A = IBl \sin \alpha. \quad (4.19)$$

Магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир килувчи куч катталигини аниқлайдиган (4.19) формула Ампер қонуни деб, F_A эса Ампер кучи деб аталади. Ампер кучини вектор кўринишда куйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{F}_A = I \vec{l} \times \vec{B}. \quad (4.19a)$$

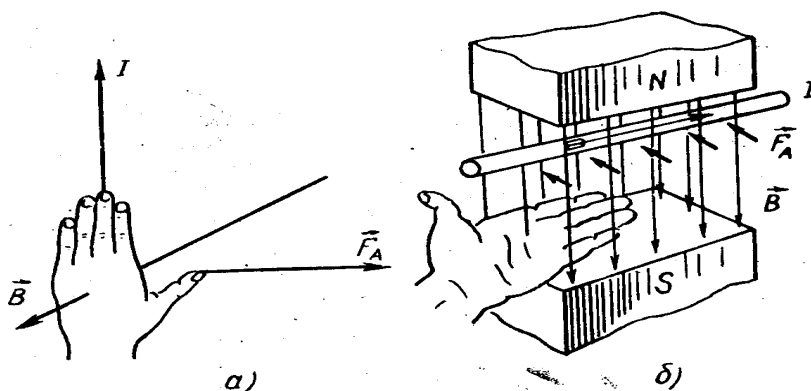
Ампер қонунидан магнит майдон индукция вектори токнинг йўналишига перпендикуляр бўлганда Ампер кучи энг катта қийматга эга бўлади, деган



130-расм.

хулосага келамиз. Индукция вектори токнинг йўналишига параллел бўлганда эса бу куч нолга тенг бўлади. Бу далил магнит индукцияси векторининг фақат I ток кучининг йўналишига перпендикуляр йўналган ташкил этувчисигина Ампер кучининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади, деб айтишимизга асос бўла олади (130-расм).

Ампер кучи ток кучи йўналишига ва магнит индукция векторига перпендикуляр йўналган. Унинг йўналиши чап қєл коидаси билан аниқланади. Бу коида куйидагидан иборат: *агар чап, қєлимизнинг кафтига индукция векторининг ўтказгичга перпендикуляр бўлган ташкил этувчиси*

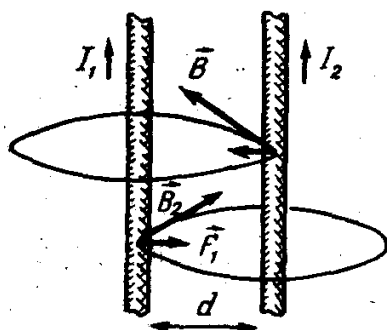


131-расм.

кирадиган қилиб, очилган тәрт бармоғимизни эса ток йўналиши бўйлаб жойлаштирадик, у ҳолда очилган бош бармоғимиз ўтказгичга таъсир қилувчи Ампер кучининг йўналишини кўрсатади (131-расм). Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири турли қурилмаларда қўлланилади.

58-§. Параллел тоқларнинг ўзаро таъсири. Ток кучи бирлиги-ампер

Ампер қонунидан фойдаланиб, вакуумда ўзаро параллел жойлашган иккита чексиз узун тўғри ўтказгичдан ток ўтганда улар орасида вужудга келадиган ўзаро таъсир кучларининг ифодасини топиш мумкин (132-расм). ўтказгичлардан ўтаётган ток кучлари I_1 ва I_2 , улар орасидаги масофа d бўлсин.



132-расм.

I_1 токнинг магнит майдони I_2 токнинг l узунликдаги қисмига қандай куч билан таъсир этишини кўриб чиқамиз. Бунинг учун I_1 токнинг магнит майдони индукция векторининг чизиқлари концентрик айланалардан иборат эканлигини ва агар I_1 ток пастдан юқорига оқаётган бўлса, иккинчи ўтказгич устида ётган нуқталарда $\vec{B}_1$ вектор (парма қондасига биноан) қитобхондан йўналган эканлигини қайд қилиб ўтамыз. Бу магнит индукция вектори сон жиҳатидан Био-

Савар-Лаплас қонунига асосан

$$B_1 = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi d}. \quad (4.20)$$

Биринчи токнинг магнит майдони томонидан иккинчи токка кўрсатиладиган F_2 таъсир кучи катталиқ жиҳатидан, Ампер қонунига мувофиқ қуйидагига тенг бўлади:

$$F_2 = B_1 I_2 l,$$

бунда $\sin\alpha=1$, чунки $\vec{B}_1$ вектор I_2 ток йўналишига перпендикуляр, яъни $\alpha=90^\circ$. Бу формулага асосан юқоридаги $\vec{B}_1$ нинг (4.20) қийматини келтириб қўйиб, F_2 куч учун қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз;

$$F_2 = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi d} l \quad (4.21)$$

Худди шундай мулоҳазаларга асосланиб, I_2 ток ва I_1 токнинг l қисми атрофида ҳосил қиладиган $\vec{B}_2$ индукция вектори чизма текислигига перпендикуляр ва чизма орқасига йўналган ҳолда I_1 токнинг l қисми I_2 токка тортилади, деб айтиш мумкин. Бу тортишиш кучининг катталиги

$$F_1 = \mu_0 \frac{I_2 I_1}{2\pi d} l \quad (4.21a)$$

га тенг эканлигини исбот қилиш мумкин (бу исботни бажаришни китобхонга ҳавола қиламиз).

Шундай қилиб, бир томонга оқаётган икки параллел ток бир-бирига тортишади ва бу тортишиш кучлари ўзаро тенг, деган хулосага келамиз. (4.21) формуладан кўринадик, параллел тоқлар ўзаро ҳар бир токнинг l узунлигига ток кучларининг кўпайтмасига тўғри про-порционал ва улар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлган куч билан таъсир қилади.

Худди шунга сөхшаш текширишлар қарама-қарши томонларга йсеналган иккита параллел тоқлар бир-бири-дан ита рилишини ва бу итаришиш кучининг сон қиймати ҳам (4.21) формула билан ифодаланишини кўрсатади.

(4.21) формула СИ системада асосий бирликлардан бири бўлган ток кучи бирлиги ампер (А) нинг таърифига асос қилиб олинган.

Ампер-вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган иккита чексиз узун параллел ўтказгичларнинг ҳар биридан бир хил миқдорда ток ўтганда ўтказгичлар орасида уларнинг ҳар бир метр узунлигига $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$ га тенг ўзаро таъсир кучи вужудга келтирадиган ток кучидир.

Шундай ўтказгичлар 132-расмда тасвирланган деб ҳисоблаймиз. У ҳолда

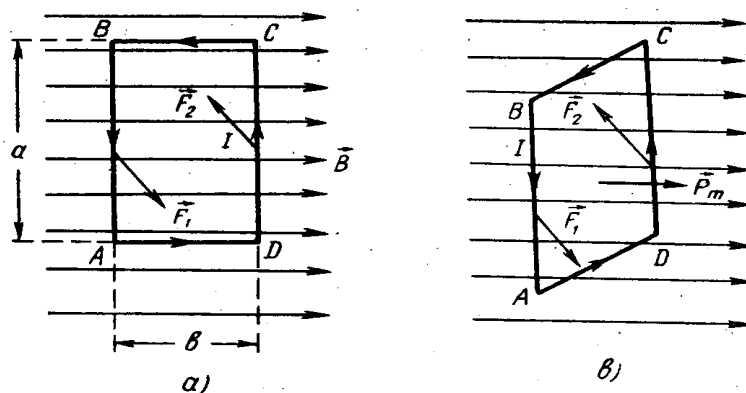
$$I_1 = I_2 = 1 \text{ А}, d = 1 \text{ м}, l = 1 \text{ м}, F = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$$

Бу қийматларни (4.21) формулага келтириб қўйиб μ_0 магнит доимийсининг сон қийматини топамиз:

$$\mu_0 = \frac{2\pi F d}{I_1 I_2 l} = 2\pi \frac{2 \cdot 10^{-7} \cdot 1}{1 \cdot 1 \cdot 1} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$$

59- §. Магнит майдонга киритилган токли рамка

Маълумки, магнит майдондаги токли ўтказгичга магнит майдон томонидан ампер кучи таъсир қилади. Магнит майдоннинг токли рамка (токли ясси контур) га таъсири амалда муҳим роль ойнайди. I ток ўтаётган ABCD тўғри бурчакли рамка бир жинсли магнит майдонда



жойлаштирилган бўлсин. Агар магнит индукция вектори контур текислигига параллел йўналган бўлса, (4.19) формулага асосан ($\sin\alpha=0$ бўлганлиги учун), унинг AD ва BC томонларига куч таъсир қилмайди (133-а расм). Рамканинг АВ томонига ампер қонунига асосан, расмдан китобхонга қараб йўналган F_1 куч, CD томонга эса аксинча, китобхондан расм томонга тик йўналган F_2 куч таъсир этади. АВ томонининг узунлиги a га тенг бўлса, бу томонга таъсир этувчи куч қуйидагича бўлади:

$$F_1 = IBa$$

Аммо F_1 ва F_2 кучлар сон жиҳатдан тенг, лекин қарама-қарши йўналган бўлади. Бундай ҳосил бўлган F_1 ва F_2 кучларга жуфт кучлар дейилади. Шундай қилиб, рамканинг АВ ва CD томонларига жуфт кучлар таъсир қилар экан. Жуфт кучларнинг йўналишига эътибор берар эканмиз, қуйидагиларни кўрамиз: жуфт кучлар таъсирида рамка текислиги магнит майдон индукцияси чизиқларига перпендикуляр равишда шундай жойлашишга интиладики, биз магнит майдон йўналиши бўйлаб қарасак, рамкадаги ток соат стрелкаси ҳаракати йўналиши бўйлаб оқаётган бўлади. Бошқача қилиб айтганда, токли рамка магнит майдонда шундай вазиятни эгаллашга интиладики, бунда рамкадаги токнинг рамка ўқида ҳосил қиладиган магнит майдон индукцияси ташқи магнит майдон индукцияси билан бир хил йўналган бўлади (133-б расм).

Рамкага таъсир этувчи жуфт кучларнинг моменти қуйидагига тенг:

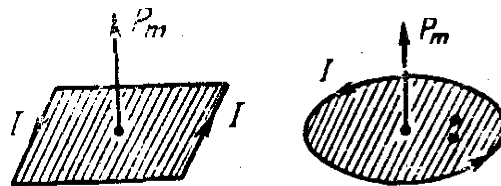
$$M = Fb = IBab$$

бунда b — рамканинг BC томонининг узунлиги.

Рамкадан оқаётган ток кучи билан рамка юзининг кўпайтмаси рамканинг магнит моментига тенг эканлигини юқорида кўрган эдик. Рамканинг юзи $S=ab$ эканлигини эътиборга олсак, у ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

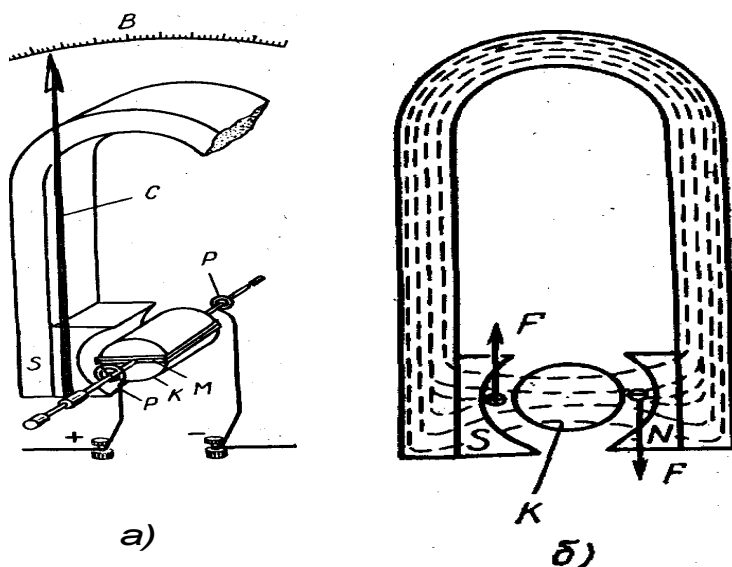
$$M = p_m B \quad (4.22)$$

$p_m = IS$ — магнит моменти, вектор катталиқ бўлиб, у контур текислигига сэтказилган мусбат нормаль бўйича йўналган. Тажрибаларнинг кўрсатишича, магнит моментининг сон қиймати контурдан ўтаётган ток кучи билан унинг катталигига боғлиқ бўлиб, контурнинг шаклига боғлиқ эмас (134-расм).



134-расм.

Шундай қилиб, магнит майдонга киритилган токли рамкага магнит



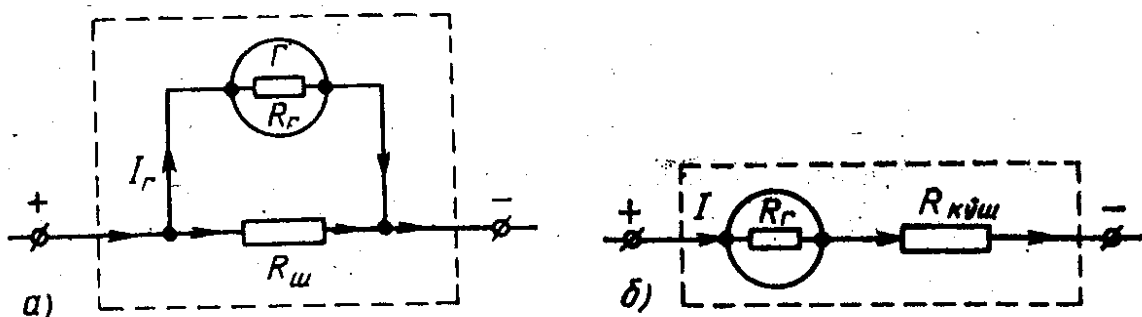
135-расм.

моментиға пропорционал бўлган жуфт кучлар моменти таъсир қилади ва бу куч моменти рамкани унинг текислики майдонга перпендикуляр жойлашадиган қилиб буради. Рамканинг магнит моменти эса ўз навбатида ундан ўтаётган ток кучига пропорционалдир. Бу ҳолдан магнитоэлектр системадаги электр оёлчов асбобларининг тузилишида фойдаланилади.

135-расмда ғалтаги айланадиган гальванометрнинг тузилиши кўрсатилган. Кучли оёлат магнитнинг кутблари оркасиға К темир цилиндр билан ўнга кийдирилган енгилгина М алюминий рамка жойлаштирилган. Бу рамкаға изоляция қилинган ингичка симдан ғалтак оёралган. Рамка иккита ярим укка махкамланган: олдинги ярим ўқ айланган вақтда В шкала бўйлаб юрадиган С стрелка билан боғланган. Ғалтакли рамкани маълум вазиятда иккита Р спираль пружина тутиб туради. Оёлчанадиган ток ғалтакка Р пружиналар ва ярим ўқ орқали берилади. Ғалтакдан ток ўтаётганда ғалтак магнит майдонда бурилади, бунда пружиналар буралади, бу ҳол С стрелка ёрдамида В шкалада ўз аксини топади. Ток қанча кучли бўлса, рамканинг бурилиш бурчаги ҳам шунча катта бўлади.

Бу системадаги гальванометрлар жуда сезгир, жуда аниқ ва шкаласининг бёелимлари ораси бир-бириға тенг бўлади. Ғалтакдан. ўтаётган токнинг йўналиши ўзгарганида рамканинг айланиш йўналиши ҳам ўзгаради, шунинг учун магнит электр асбоблар ўзгарувчан токларни оёлчаш учун ярамайди.

Гальванометрнинг җалтагига катта қаршилик кетма-кет қилиб уланса, бу асбоб ёрдамида кучланишларни олчаш мумкин. Катта қoешимча



136- расм.

қаршилик уланган гальванометр — вольтметрдир.

Гальванометрга шунт уланса, у ҳолда анча кучли тоқларни олчаш учун ишлатиладиган асбоб — амперметр ҳосил бўлади. 136-а расмда амперметрнинг тузилиш схемаси, 136-б расмда эса вольтметрнинг тузилиш схемаси кўрсатилган. Шунт ва қoешимча қаршиликлар асбоблар корпусининг ичида жойлаштирилган бўлади.

60- §. Магнит майдонда тоқли контур

Бир жинсли магнит майдонда 137-расмда кўрсатилган ихтиёрий шаклда тоқ ўтаётган берк контур— сим берилган бўлсин. Магнит майдон индукция вектори контур сиртига параллел. Тоқли контурни чексиз dl қисмчалар—элементларга бўламиз. Ампер қонунига асосан ҳар бир тоқ элементи Idl га

$$dF_1 = B_0 Idl_1 \sin \alpha_1 = B_0 Idh$$

куч таъсир қилади. Бундаги $dh = dl_1 \sin \alpha_1$, α эса $\vec{dl}$ ва $\vec{B}$ орасидаги бурчак. Контурнинг қарама-қарши томондаги Idl_2 тоқ элементига

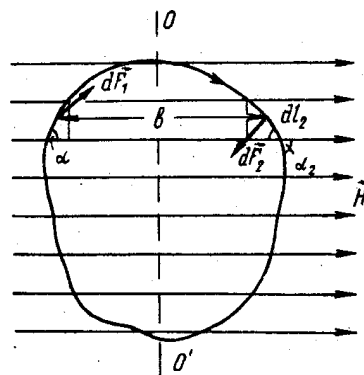
$$dF_2 = B_0 Idl_2 \sin \alpha_2 = B_0 Idh$$

куч таъсир этади.

Чап қoел коидасига мувофиқ dF_1 куч dF_2 кучга қарши томон йўналган бўлиб, улар жуфт куч ҳосил қилар, бу кучнинг моменти

$$dM = b \cdot dF_1 = b \cdot B_0 Idh = B_0 IdS$$

b —бу ерда иккита dl_1 , dl_2 элементлар орасидаги масофа. Бундан ташқари dS — кучланганликнинг иккита қoешни чизиклари dl_1 ва dl_2 элементлар орасидаги юзи, бу ҳосил бўлган ифодани контурнинг ҳамма юзи бўйича интеграллаб, тоқли контурнинг ҳаммасига таъсир этувчи моментни топамиз. У (4.22) ни ўзидир



137- расм.

$$M = \int_S IB dS = BIS = B p_m$$

Бу ифодани вектор кўринишида ёзсак, куч момента индукция вектор momenti билан ток магнит моментининг вектор кўпайтмасига тенг:

$$\vec{M} = [\vec{B} p_m] \quad (4.22a)$$

Бу ерда $p_m = IS$ — берк токнинг магнит momenti. Агар битта контур— серам бўлмай, п серамли соленоид бўлса, соленоид ўқини магнит майдонга параллел ҳолатга келтириш учун магнит майдон томонидан унга таъсир этувчи айлантйрувчи момент

$$M = nBp_m \quad (4.24)$$

бўлади. Агар магнит майдон токли контур сиртига тик йўналган бўлса, айлантйрувчи момент нолга тенг бўлиб, контурга ампер кучлари таъсир этиб, майдон ва ток йўналишига қараб контурни сикади ёки чўзади. Бу момент таъсирида контур OO' ўқ атрофида 90° га бурилади.

Ёзгарувчан ток генератори, ўзгармас ток динамик машиналари, электромоторлар ва кўпчилик электродинамик ўлчов асбоблар магнитнинг токка ёки токнинг магнитга таъсирига асосланган.

61-§. Токли ўтказгичнинг магнит майдонда ҳаракатланишида бажарилган иш

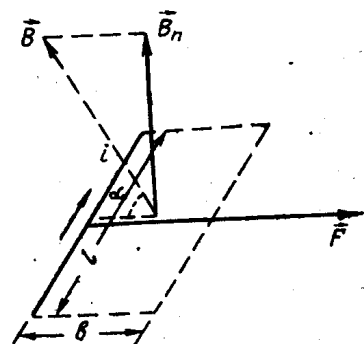
Ёзгармас токнинг берк занжирида зарядларнинг кёчиши учун бир томондан кулон кучи сабаб бўлса, иккинчидан токни доимий бўлиши учун камая борувчи мусбат ва манфий зарядларнинг сёрнини тёлдирувчи ёт кучлар ҳам сабаб бўлади. Бу кучларнинг заряд бирлигига тўғри

келувчи қисми, яъни кучланганликлар $\vec{E}_\kappa$ ва $\vec{E}_{em}$ бўлиб, натижаловчи кучланганлик $\vec{E} = \vec{E}_\kappa + \vec{E}_{em}$. Занжирнинг dl қисмида заряд бирлигининг берк занжир бўйлаб кўчиришда бажарган иши $\oint (\vec{E}_\kappa + \vec{E}_{em}) \cdot d\vec{l}$ бўлар эди.

Магнит индукцияси $\vec{B}$ бўлган муҳитда I токли ўтказгичнинг ҳаракат этишини кўрайлик. Магнит майдонга киритилган узунлиги l бўлган токли ўтказгичга Ампер қонуни бўйича магнит майдон $F_A = IB \sin \alpha$ куч билан таъсир этиб, уни b масофага кўчирса,

$$\Delta A = F_A b = IB b \sin \alpha = IB \Delta S \sin \alpha \quad (4.25)$$

Иш бажарилади. Бу тенгламадаги $bl = \Delta S$ — сётказгичнинг магнит майдонини кесиб сётган юза. Иккинчидан α — $\vec{B}$ билан $\vec{F}$ орасидаги бурчак



138- расм.

бселиб, bl юзага туширилган нормал йсеналишидаги $\vec{B}$ индукциянинг проекцияси (138-расм) $B_n = B \sin \alpha$ ҳисобга олинса, dS юзани кесиб оетган магнит оқими

$$\Delta \Phi = \int_S B_n dS \quad (4.26)$$

га тенг бўлади. СИ бирликлар системада магнит оқимининг бирлиги қилиб «вебер» қабул қилинган. (Бу «вебер» бирликнинг таърифи Фарадейнинг индукция қонунида айтилган, шунингдек магнит индукция бирлиги «тесла» ҳам шу ерда кўрсатилган.)

Юқоридаги тенгламаларда (4.26) ни (4.25) га олиб бориб қёйсак, (4.25) қуйидагича ифодаланади:

$$\Delta A = I \Delta \Phi \quad (4.27)$$

Демак, токли ўтказгич магнит майдонда ҳаракатланганда бажарилган иш ток кучи билан магнит индукция оқимининг ўзгаришига боғлиқ экан.

V БОБ. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

62- §. Электромагнит индукция ҳодисаси. Фарадей ишлари

Даниялик физик Эрстед 1820 йилда токнинг магнит таъсирини аниқлагандан сўнг, инглиз физиги Фарадей бу кашфиёт билан танишгач, шундай хулосага келади: модомики, берк ўтказгич бўйлаб оқаётган ток магнитни ҳаракатга келтирар экан, магнитнинг ҳаракатланиши ҳам берк ўтказгичда ток ҳосил қилиши керак ва бу хулосанинг тўғрилигини Фарадей 1831 йилда кўп тажрибалар асосида тасдиқлайди. У магнит майдонда сим серамли җалтак ва гальванометрдан иборат берк контур илгариланма ҳаракат қилганда ёки бурилганда, шунингдек, кўзҗалмас контур маълум вақт давомида ўзгарувчан магнит майдонда турганида контурларда ток ҳосил бўлишини аниқлади.

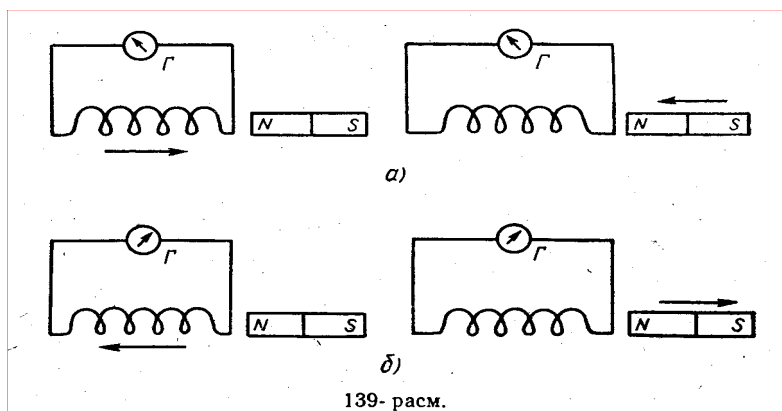
Магнит майдоннинг ўзгариши туфайли берк контурда ҳосил бўлган ток *индукцион ток*, ҳодисанинг ўзи эса *электромагнит индукция ҳодисаси* деб аталади. Индукцион токни ҳосил қилувчи электр юритувчи куч *индукцион электр юритувчи куч (индукция-ЭЮК)* деб аталади.

Фарадейнинг индукцион ток ҳосил бўлишининг шартларини аниқлашга доир тажрибаларни кўриб чиқамиз.

1. Агар магнит контур ичига киритилса ёки контурдан чиқарилса, берк контурда ток индукцияланади, магнит җалтакка яқинлаштирилганда ёки җалтак магнитга яқинлаштирилганда ҳам гальванометр стрелкаси бир томонга оҗади (җалтак ичидаги магнит оқими орта боради), магнитни җалтакдан узоқлаштирилганда ёки җалтак магнитдан узоқлаштирилса (магнит оқими камайиб боради) стрелка бошқа томонга оради, яъни магнит индукция оқимининг ортиши ёки камайиши билан индукцион ток йўналиши олдинги ҳолатдан ўзгаради (139-а, б расм).

Демак, **магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида индукцион ток ҳосил бўлар экан.**

Магнит қанча кучли, унинг ҳаракати қанча тез ва җалтакдаги сим серамлари сони қанча кўп бўлса, индукцион токнинг кучи ҳам шунча катта бўлади. Агар магнитни берк җалтак яқинига ёки ҳатто җалтак ичига жойлаштирсак, магнит кўзгалмаганда индукцион ток ҳосил бўлмайди.

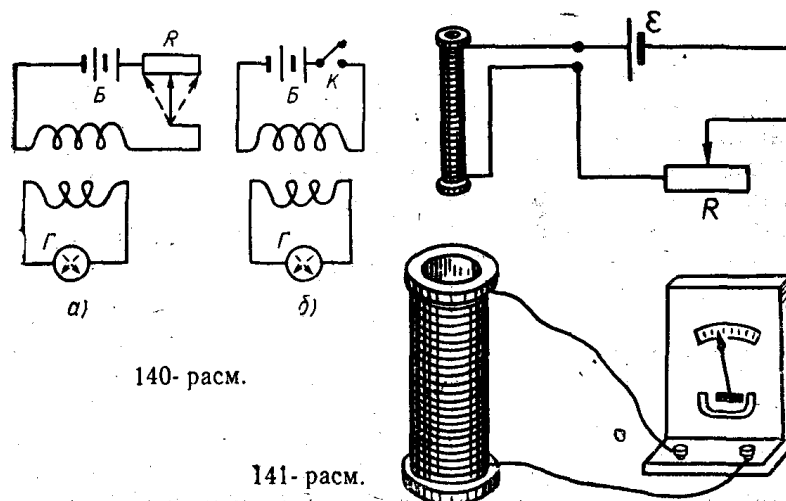


Бундан шундай хулоса чиқадики, *берк контурда индукцион токни ҳосил қилиш учун биргина магнит майдоннинг мавжуд булишигина етарли бўлмай, балки магнит майдон ўзгариши керак.*

2. Икки ғалтакни ёнма-ён қўйиб, иккинчи ғалтакнинг учларини гальванометрга улаб, биринчи ғалтакнинг учларини ток манбаига улайлик. Биринчи ғалтакдаги ток кучини R реостат билан ўзгартириб (140- а расм), ёки калит ёрдамида занжирга улаб-узиб турилса (140- б расм), иккинчи ғалтакда индукцион ток ҳосил бўлганини кўриш мумкин. Бу иккала ҳолда ҳам иккинчи ғалтакни кесиб оғувчи магнит индукция оқими ўзгаради, чунки биринчи ғалтак занжирида ток оғзгаради.

3. Бир ғалтак иккинчи ғалтак ичига жойлашиши, унга яқинлашиши ёки узоқлашиши мумкин (141-расм). Катта диаметрли ғалтакка гальванометр улаб, берк занжир ҳосил қилайлик. Кичик диаметрли ғалтакка ток манбаи, реостат орқали улаб берк занжир ҳосил қилиб, ундаги ток кучини реостат орқали ўзгартирсак ёки ғалтакларни бир-бирига яқинлаштириб ёки узоқлаштирадик, гальванометр, стрелкаси органлигини кўрамик (унинг оғиши юқоридаги тажрибалардаги кузатишга мос келади).

Бу тажрибаларга асосан қуйидаги хулосага келамик:



140- расм.

141- расм.

1. Ғалтакнинг шакли ўзгармаган ҳолда магнит оқимининг ҳар қандай усулда ўзгариши берк занжирдаги гальванометр стрелкасининг оғишига олиб келади. Ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналиши магнит оқими йўналишининг ўзгаришига боғлиқ.

2. Ғалтакдаги сим оғрамлар сони кўп, магнит индукция оқимининг ўзгариши тез бўлса, индукция ҳодисаси кучли бўлади.

3. Агар ғалтак ичида ферромагнит жисм бўлса, эффект кучли бўлади. Бундан индукция ҳодисаси магнит майдон кучланганлигига эмас, балки магнит майдон индукциясига боғлиқ эканлиги келиб чиқади.

4. Агар эффект кузатилаётган контурнинг фақат қаршилигини ўзгартирсак ҳам гальванометр кўрсатиши ўзгаради, яъни қаршилиқ ортса, у кичик қийматни, қаршилиги камайса, катта қийматни кўрсатади.

Демак, ҳодиса ўтказувчанлик токига боғлиқ бўлмасдан, балки электр индукция майдонининг ҳосил бўлишига боғлиқ бўлар экан. Бу кузатишларнинг ҳаммасида ҳам электр майдон кучланганлик векторининг ҳосил бўлиши кузатилаяпти, буларга асосан Фарадей ўзининг қуйидаги қонунини таърифлайди: *кузатилаётган контур I бўйича олинаётган электр майдон кучланганлигининг циркуляцияси шу контурни кесиб ўтувчи магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлиги орқали аниқланиб, бу циркуляция контурда у ҳосил бўлаётган индукцион ЭЮК га тенг:*

$$E_i = \oint_l \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \oint_s \vec{B} d\vec{S} \quad (5.1)$$

Бундан магнит индукция оқимининг бирлиги веберни қуйидагича таърифлаш мумкин: *агар берк контур билан чегараланган юз орқали ўтадиган магнит индукция оқими бир секунд ичида нолгача бир текис камайганда контурда бир вольт индукция ЭЮК ҳосил бўлса, бу магнит индукция оқими бир веберга тенг бўлади.*

$$1 \text{ Вб} = 1 \text{ В} \cdot \text{с}$$

R қаршиликка эга бўлган контурда ҳосил бўлаётган индукцион токнинг оний қиймати

$$i = \frac{E_i}{R}$$

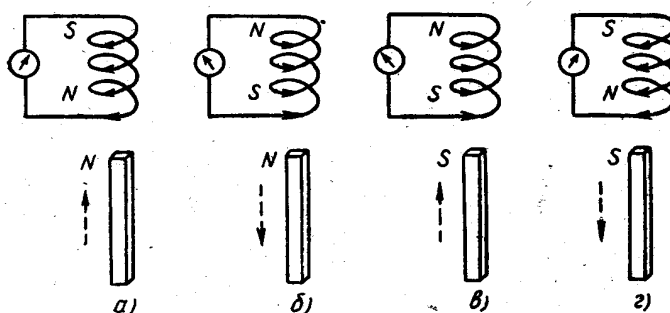
бўлиб, кузатиш давомида контурдан ўтаётган тасла заряд миқдори қуйидагича ифодаланади:

$$q = \int_0^t i dt = - \int_{\Phi_1}^{\Phi_2} \frac{d\Phi}{R} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} = -\frac{\Delta\Phi}{R}$$

Демак, заряд миқдори магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлигига боғлиқ бўлмай, балки магнит майдон индукция оқимининг ўзгаришига боғлиқ бўлар экан.

63- §. Ленцнинг индукция қонуни

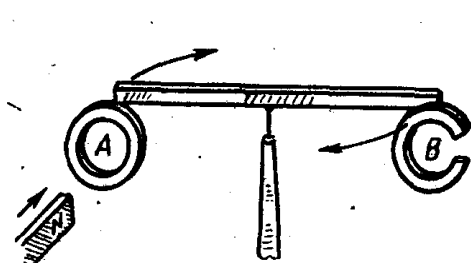
Э.Х. Ленц индукцион токнинг йўналишини аниқлаш учун кўп ўтказган тажрибалари асосида магнит қутбни җалтакка яқинлаштирганда җалтакнинг магнитга яқин учида шу қутб билан бир хил қутб ҳосил бўлишини (142- а, в расмлар), магнитнинг қутбини җалтакдан узоқлаштирганда эса җалтакнинг магнитга яқин учида бошқа исмли (қарама-қарши) қутб ҳосил бўлишини аниқлади (142-б, г расмлар). Бундан



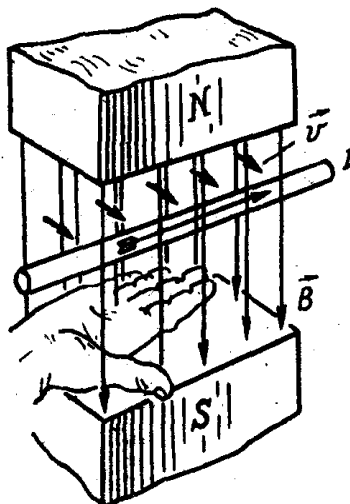
индукцион токнинг магнит майдони уни ҳосил қилувчи магнит майдоннинг ҳаракатига қаршилиқ қилиши кўринади.

Тажрибалар натижаларини умумлаштириб Ленц индукцион ток

йўналишини аниқлади ва унинг шарафига Ленц қонуни деб аталиб,



143- расм.



144- расм.

қуйидагича таърифланади: ҳар доим индукцион токнинг магнит майдон индукцияси токнинг ўзини юзага келтирган магнит майдон индукция оқимининг ўзгаришига қарама-қарши таъсир кўрсатади.

143- расмда Ленц қонунини тасдиқловчи тажрибани намойиш қиладиган асбоб кўрсатилган. Вертикал оёқ атрофида эркин айлана оладиган қилиб ўрнатилган стерженнинг икки учига бири яхлит *A* иккинчисининг учлари туташмаган *B* иккита алюминий ҳалқа ўрнатилган. Яхлит ҳалқага магнит яқинлаштирилганда ёки узоқлаштирилганда ҳалқадаги эркин электронлар ташқи магнит майдон таъсирида тартибли ҳаракатга келиб, берк контурдан ўтаётган ток каби индукцион ток ҳосил бўлади. Бу токнинг магнит майдони уни ҳосил қиладиган магнитнинг майдонига қарши таъсир кўрсатади ва натижада система ҳаракатга келади.

Магнитнинг учлари туташмаган ҳалқага яқинлаштирилганда эса система ҳаракатланмайди, чунки ҳалқадаги эркин электронлар ҳаракатда бўлгани билан, очик контурдан ток ўтмагани каби ток ҳосил бўлмайди.

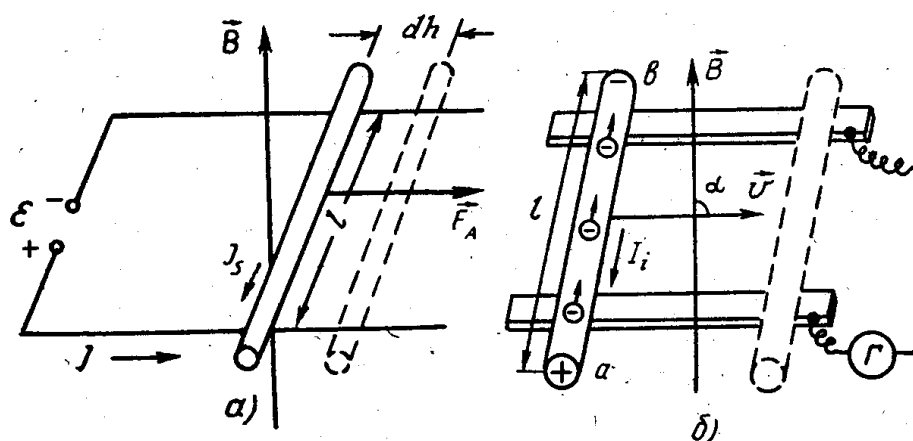
Ўтказгичда ҳосил бўлган индукцион токнинг йўналишини ўнг қўл қоидадан фойдаланиб аниқланади. Агар ўнг қўлимизни магнит майдонда магнит индукция вектори қафтимизга қиладиган қилиб, 90° га қаратилган бош бармоғимиз эса ўтказгичнинг ҳаракат йўналишини кўрсатадиган қилиб тутсак, у ҳолда ёзилган тўртта бармоғимиз индукцион токнинг йўналишини кўрсатади (144-расм).

Ленц қонунининг ифодасини энергиянинг сақланиш қонунидан фойдаланиб келтириб чиқариш ҳам мумкин. Бунинг учун бир жинсли магнит майдонда унга тик равишда l узунликдаги токли ўтказгич ампер кучи таъсирида ҳаракатлансин (145-а расм). Ўтказгичнинг dh масофага силжиши натижасида $A = Id\Phi$ иш бажаради. $d\Phi$ — ўтказгич ҳаракати туфайли кесиб ўтилган индукция оқими ($d\Phi = Bldh$). ўтказгич қаршилиққа

эга бўлганлиги учун Жоуль—Ленц иссиқлиги $I^2 R dt$ ҳосил бўлади. Умумий ҳолда манбанинг dt вақтда бажарган иши учун энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагидан иборат бўлади:

$$E I dt = I^2 R dt + I d\Phi,$$

бундан ток кучини аниқласак,



145- расм.

$$I = \frac{E - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{E + E_i}{R},$$

бу ерда

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt},$$

бўлиб индукцион ЭЮК дир. Бу ифодадаги минус ишора индукцион ЭЮК нинг йўналиши уни ҳосил қилаётган занжирга уланган ЭЮК га қарама-қарши йўналганлигини кўрсатади.

Энди занжирдаги манбани олиб ўрнига гальванометр уласак (145-б расм) ва ўтказгични ампер кучи ҳаракатлантирган йўналишда ташқи куч таъсирида ҳаракатлантирсак, гальванометр занжирда олдинги ток йўналишига қарама-қарши йўналишда индукцион ток ҳосил бўлганлигини кўрсатади. Чунки бу вақтда магнит майдонда ҳаракатланаётган ўтказгич таркибидаги эркин электронларга Лоренц кучи таъсир этиб, берк контур бўйича заряд ҳаракатланиб, занжирда ток ҳосил бўлади.

64- §. Ёзиндукция ҳодисаси. Экстра тоқлар. Индуктивлик

Контурни кесиб ўтадиган магнит оқимининг ўзгариши рўй берадиган барча ҳодисаларда электромагнит индукция ҳодисаси рўй беради.

Кузатилаётган контурдан оетаётган ток кучининг ўзгариши контурда қошимча ток кучи ҳосил қиладиган контурдаги ЭЮК ни ҳосил бўлишига олиб келади. Бу ҳодисага ўзиндукция, ўзиндукцион ЭЮКни ҳосил қиладиган қошимча кучга ўзиндукция экстра тоқи дейилади.

Ёзиндукция ЭЮК и нималарга боғлиқ ва у қандай катталиклар билан ифодаланади? Ихтиёрий нуктада ҳосил бўлувчи магнит индукция вектори ғалтакдан оетаётган ток кучига тўғри пропорционал:

$$\Phi = LI.$$

Бунда L — контурнинг индуктивлиги бўлиб, контурдан бир бирлик ток кучи ўтганда контурда ҳосил бўлувчи магнит индукция оқимиға сон жиҳатдан тенг бўлган катталиқдир.

Ўзиндукция ҳодисасига (5.3) тенгламани татбиқ этсак,

$$E_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (5.4)$$

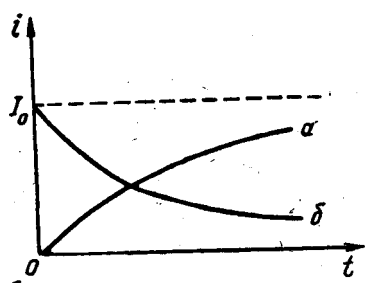
ҳосил бўлади. (5.4) дан кўринадики, ўзиндукция ЭЮК ток кучининг ўзгариш тезлигига тўғри пропорционал бўлар экан. (5.4) дан индуктивлик

$$L = \frac{E_s}{\frac{dI}{dt}} \quad (5.5)$$

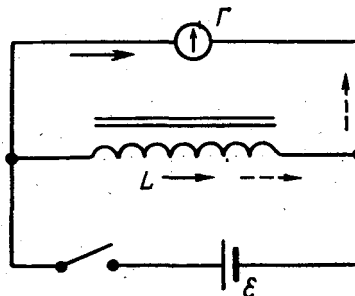
бўлади. Бу ифодадан фойдаланиб, унинг бирлигини аниқласак, *контурдаги ток бир секундда бир амперга ўзгарганда бир вольт ўзиндукция ЭЮК и ҳосил бўлса, бу контурнинг бирлигини бир генри дейилади:*

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ В}}{1 \text{ А/с}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}},$$

Ҳар қандай контурни ток манбаига улаган вақти ток кучи энг катта қийматга эришмайди, бунинг учун маълум вақт ўтади. Бу вақтда контурда уланиш экстратоки ҳосил бўлади (146- расмдаги *a* чизик).



146-расм.



147-расм.

$$i = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \quad (5.5)$$

Бунда I_0 — токнинг эришиши зарур бўлган максимал қиймати, R — занжир қаршилиги, L — индуктивлик.

Калит узилганда эса ток кучи нолга тенг бўлиши учун яна вақт керак. Бу вақтдаги токка *узилиш экстратоки* дейилади (144-расмдаги *б* чизик). У қуйидагича ифодаланади:

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.6)$$

Бунда $\tau = \frac{L}{R}$ — занжирнинг доимий вақти дейилади ва у ток кучини қанча вақтда e марта ўзгаришини кўрсатади. Занжирнинг қаршилиги (R) қанча кичик бўлиб, унинг индуктивлиги (L) қанча катта бўлса, занжирдаги токнинг камаюви шунча секин бўлади. Экстратокларнинг ҳосил бўлишини 147- расмда келтирилган схема асосида тушуниш мумкин. Бунда кўп серамли темир ўзакли җалтакка параллел равишда гальванометр уланган. Занжир ток манбаига уланганда манба ЭЮК йўналишига қарама-қарши йўналишда җалтакда уланиш индукцион ЭЮК ҳосил бўлади. Бу ҳолдаги ток йўналиши расмда туташ стрелка билан кўрсатилган. Занжирни узишда эса җалтакда индукцияланган ЭЮК җалтакдаги токни аввалги йўналишини сақлайди, аммо занжир манбадан узилган бўлгани учун узилиш экстратоки гальванометр орқали пунктир стрелка билан кўрсатилган йўналишда ўтади.

Ғалтак индуктивлигини ҳисоблайлик. Унинг узунлиги l ва умумий сим серамлар сони N та бўлсин. U вақтда узунлик бирлигидаги серамлар сони $n = \frac{N}{l}$ бўлиб, унда ҳосил бўлувчи магнит майдон индукцияси

$$B = \mu\mu_0 In$$

Ўтаётган оқим:

$$\Phi_1 = BS = \mu\mu_0 nIS$$

Туғиниш оқими:

$$\Phi = N\Phi_1 = \mu\mu_0 n^2 ISl$$

Ўзиндукция ЭЮК и эса

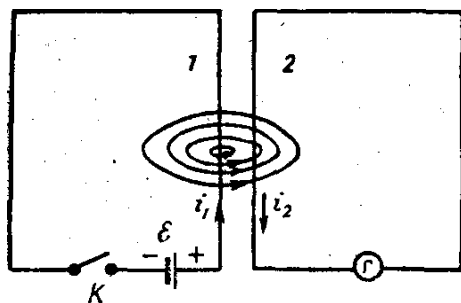
$$E_s = -\frac{d\Phi}{dt} = \mu\mu_0 n^2 Sl \frac{dI}{dt}$$

бўлиб, уни (5.4) билан таққосласак, индуктивлик

$$L = \mu\mu_0 n^2 Sl \quad (5.7)$$

бўлади. Бу ифода бир қатлам серамланган тороид ёки жуда узун соленоид (җалтак) учун серишлидир.

65- §. Ўзаро индукция ҳодисаси



148-расм.

Бир-биридан маълум масофада жойлашган иккита контур олайлик. Уларнинг бирига ток манбаи, иккинчисига эса гальванометр уланган бўлсин (148-расм). Агар биринчи контурдаги калитни уласак, иккинчи контурда индукцион ток ҳосил бўлганлигини гальванометр стрелкасининг оғишидан биламиз. Бунда ҳосил бўлган ЭЮК ток кучи энг катта

қийматига эришгунча орта боради. Фарадей қонунига асосан бу ЭЮК E_2 биринчи контурда ҳосил бўлган магнит индукция оқими Φ_1 нинг ўзгаришига тўғри пропорционал бўлиб, контурни кесиб ўтади. Иккинчидан бу Φ_1 оқим шу биринчи контурдан ўтган ток кучига пропорционал бўлади, яъни

$$E_2 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -M_{12} \frac{di_1}{dt} \quad (5.8)$$

M_{12} - *ўзаро индукция коэффиценти* бўлиб, иккала контурнинг геометриясига боғлиқ. Агар бу контурлардаги манба билан гальванометрнинг сиринларини алмаштирсак, у вақтда биринчи контурда ҳосил бўлувчи индукцион ЭЮК:

$$E_1 = -M_{21} \frac{di_2}{dt} \quad (5.8a)$$

Энди бу контурларни бир-бирига нисбатан чексизликдан r масофагача яқинлаштирайлик. У вақтда контурлар бир-бирининг магнит индукциясига кириши натижасида бажарган ишлари ўзаро тенг бўлади. Биринчи контур майдонига иккинчи контур кирганда бажарган иши $A_{21} = i_1(\Phi_2 - 0)$ ва аксинча биринчи контур иккинчи контур майдонига кирганда бажарилган иш $A_{12} = i_2(\Phi_1 - 0)$ бўлади. У вақтда

$$i_1\Phi_2 = i_2\Phi_1 \quad (5.9)$$

Оқимнинг ток кучига тўғри пропорционал эканлигини ҳисобга олсак,

$$\Phi_1 = M_{21}i_2 \text{ ва } \Phi_2 = M_{12}i_1$$

У вақтда (5.9) қуйидагича ифодаланади:

$$i_1i_2M_{12} = i_2i_1M_{21}$$

бундан

$$M_{12} = M_{21}$$

келиб чиқади. Ҳар доим бу коэффицентлар ўзаро тенг бўлади. (5.8) формулалардан кўринадики, ўзаро индукция коэффиценти ҳам индуктивлик каби генри ҳисобида ўлчанади.

Олинган икки ўтказгичнинг бирида ток кучи бир секундда бир амперга текис ўзгариши натижасида иккинчи ўтказгичда бир вольт ЭЮК индукцияланса, бундай иккита ўтказгичнинг ўзаро индукциясига бир генри дейилади.

66- §. Магнит майдон энергияси ва унинг зичлиги

Агар ўтказгичдан ўзгармас ток ўтиб турса, биламизки индуктивлик катта бўлганда ҳам Жоуль — Ленц қонунига мувофиқ сўтказгичда шу ток кучининг квадратига пропорционал иссиқлик миқдори — ички энергия

$$E_{id} = i^2 R t \quad (5.10)$$

ажралиб туради. Аммо занжир уланиши билан ток кучи аста-секин орта борса, унинг атрофидаги магнит майдон оқими ҳам кўпайиб боради, бу оқим ўзгариши натижасида индукция қонунига мувофиқ ўтаётган ток йўналишига қарама-қарши йўналган индукция токини ҳосил қилади.

Ўтказгичдаги электр майдон энергияси магнит майдон энергиясига айланади. Индуктивлиги L бўлган занжирдан ўтаётган барқарор ток учун Ом қонуни

$$i = \frac{E - L \frac{di}{dt}}{R}$$

Бу ифодани ҳар иккала томонини $iRdt$ га кўпайтирсак,

$$i^2 R dt = i E dt - i L di$$

келиб чиқади. Бу ихтиёрий олинган занжирда *энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди*. Бу ифодадаги $L di$ ўзгармас ток занжиридаги энергиянинг сақланиш қонунидан фарқли бўлиб, индукция ҳодисаси ток билан боғлиқ бўлган магнит индукция оқимини ҳосил қилиш учун элементар бажарилган ишни ифодалайди. Агар t вақт давомида ток кучи нолдан I гача ўзгарса, бу вақтда умумий бажарилган иш

$$A = \int_0^t L i di = L \frac{I^2}{2} \quad (5.11)$$

бўлади. Бу иш токнинг магнит майдонини ҳосил қилишда бажарилган ишдир. Ток уланган вақтда магнит майдон йўқолиб, жамғариб олинган энергия $W=A$ занжирга экстратоклар, учқун, ёй ва бошқа энергия кўринишида қайтарилади. (5.11) формулани кинетик энергия $\frac{mv^2}{2}$

формуласи билан солиштирсак, жисм массаси ролини индуктивлик ойнаётганлигини кўрамиз, демак *индуктивлик электр занжирининг инертлик оловчи бўлиб ҳисобланади*. (5.11) да занжирда ток кучини барқарор бўлиши учун ЭЮК сарфланишида ажралиб чиқадиган Жоуль—Ленц иссиқлиги ҳисобга олинмайди.

Майдонни характерловчи катталиклар орқали магнит майдон энергиясини ифодалайлик. Бунинг учун жуда узун соленоид олайлик. Унинг индуктивлиги (5.7) га асосан

$$L = \mu \mu_0 n^2 S l = \mu \mu_0 n^2 V$$

бунда $V = S l$ соленоид ҳажми ва $H = n l$ ларни ҳисобга олсак (5.11) қуйидаги кўринишни олади:

$$W = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} V \quad (5.12)$$

Олинган соленоиднинг ичидаги магнит майдони бир жинслидир, чунки у жуда узун. Шунинг учун магнит майдон энергияси соленоид ҳажми бўйича текис тақсимланган деб қараш мумкин. У вақтда магнит майдон энергия зичлиги

$$\omega_m = \frac{W}{V} = \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} \quad (5.13)$$

Магнит майдон кучланганлиги билан майдон индукцияси орасидаги боғланишни ($B = \mu\mu_0 H$) эътиборга олсак, (5.12) қуйидаги кўринишларда ифодаланади:

$$\omega_m = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \quad (5.13a)$$

Бу ифодани 18- § да ифодаланган электр майдон энергия зичлиги билан таққосласак, кўриниши ва мазмуни бир хил бўлиб, электр катталиклар орнида магнит катталиклар иштирок этмоқда.

Агар кузатилаётган магнит майдон ўзгарувчан бўлса, магнит майдон энергиясини ҳисоблаш учун (5.12), (5.13) формулаларни ҳажм бўйича интеграллашимиз керак, яъни:

$$W = \int_V \omega dV = \int_V \mu\mu_0 \frac{H^2}{2} dV \quad (5.14)$$

VI БОБ. ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНДА ЗАРЯДЛИ

ЗАРРАЛАР ҲАРАКАТИ

67- §. Лоренц кучи

Ток ўтаётган ўтказгич, токсиз ўтказгичдан, унда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати содир бўлиши билан фарқ қилади. Бунда магнит майдондаги токли ўтказгичга таъсир этувчи куч ҳаракатланувчи алоҳида заряд (электрон) ларга таъсир этувчи кучлардан иборат, бинобарин, таъсир зарядлардан улар оқаётган ўтказгичга берилиши керак, деган хулоса келиб чиқади. Ҳаракатланаётган зарядларга магнит майдон томонидан берилган импульс тўқнашиш пайтида металлнинг кристалл панжараси ионларига ёки электролит молекулаларига узатилади. Бу хулоса бир қатор тажрибалар асосида тасдиқланади. Хусусан, эркин ҳаракатланувчи зрядланган зарралар дастаси магнит майдон таъсирида оғади.

Энди ҳаракатланаётган зарядга магнит майдон томонидан таъсир қилувчи кучнинг ифодасини топайлик. Бунинг учун ампер қонунидан фойдаланамиз. Ток кучи сон жиҳатидан ўтказгич кесимидан вақт бирлиги ичида ўтган заряд микдорига тенг. Агар айрим зарядларнинг катталиги q ,

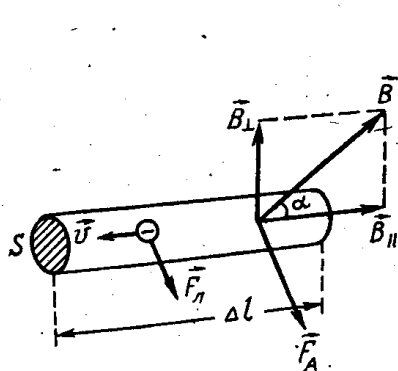
ўтказгичнинг бирлик ҳажмида ҳаракатланувчи зарядлар сони n , уларнинг тартибли ҳаракат тезлиги v ва ўтказгичнинг коендаланг кесими S бўлса, у ҳолда ток кучи $I = qnvS$ га тенг эканлигини кўриб ўтган эдик.

Ток кучининг бу қийматини (3.50) формулага қўйиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

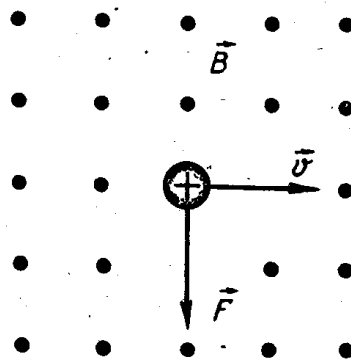
$$F_A = qnv S \Delta l B \sin \alpha$$

бунда Δl — ўтказгичнинг магнит майдондаги қисмининг узунлиги, α — Δl билан $\vec{B}$ индукция вектори орасидаги бурчак (149- расм). ўтказгичнинг Δl узунлигидаги ҳаракатланаётган барча зарядлар сони $N = nS\Delta l$; F_A эса шу зарядларга таъсир этувчи Ампер кучидир. Бундан кўринадики, ҳаракатланаётган ҳар бир зарядга магнит майдони томонидан

$$F_n = \frac{F_A}{N} = qv B \sin \alpha \quad (6.1)$$



149- расм.



150- расм.

куч таъсир этади. Бу куч *Лоренц кучи* деб аталади. Лоренц кучи магнит майдон индукцияси билан тезлик векторларига перпендикуляр бўлиб (150- расм), унинг йўналиши ҳам *чап қўл қоида*сига асосан аниқланади.

Расмда майдон индукция вектори ўқувчиларга қараб йўналган.

Агар *чап қўлимиз* кафтини унга заряд тезлиги v га перпендикуляр бўлган магнит майдон индукциясининг $\vec{B}$ вертикал ташкил этувчисининг чизиқлари кирадиган қилиб тутиб, ёйилган тўрт бармоқни мусбат заряд йўналишида (ёки манфий заряд йўналишига тескари йўналишида) очилса, у ҳолда 90° га керишган бош бармоғимизнинг йўналиши зарядга таъсир этувчи F_n Лоренц кучининг йўналишини кўрсатади (149-расмга қараңг).

Кузатилаётган элементар зарядга магнит майдондан ташқари электр майдон ҳам таъсир этса Лоренц кучи қуйидагича ифодаланади:

$$F_n = qE + qv B = q(E + v B) \quad (6.2)$$

уни вектор кўринишида ёзсак

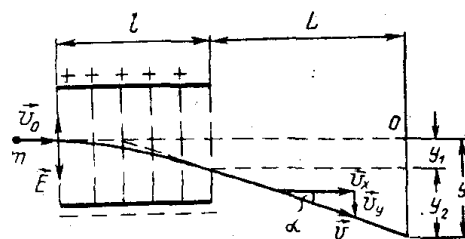
$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (6.2a)$$

Лоренц кучи ҳар доим зарядланган зарранинг йўналишига перпендикуляр йўналгандир, шунинг учун Лоренц кучи зарра устида иш

бажармайди. Демак, зарядланган заррага ўзгармас магнит майдон орқали таъсир этиб, унинг энергиясини ўзгартириши мумкин эмас.

68- §. Электр ва магнит майдонларда зарядли зарралар ҳаракати

1. Зарядли зарра бир жинсли электр майдонда ҳаракатланаётган бўлсин. Электронлар оқими дастасини ҳосил қилиш осон бўлгани учун электронлар ҳаракатини қарайлик. Электрон дастасига ташқи таъсир бўлмаса, қаршисида турган экранининг 0 нуқтасига бориб тушади (151-расм). Энди электрон дастаси қоплам узунлиги l бўлган зарядланган ясси



151-расм.

конденсатор қопламалари орасидан ўтиб экранга келиб тушсин. Бу ҳолатда магнит майдонни нолга тенг деб қараймиз. Кузатиш аниқ бўлиши учун конденсаторнинг устки қопламаси мусбат зарядланган бўлиб, электр майдон кучланганлиги қопламанинг устки қисмидан пастга қараб йўналсин, конденсатор ичидаги ҳосил бўлган электр майдонни бир жинсли деб қараймиз. Конденсатордан экрангача бўлган оралиқ L бўлсин. Конденсаторга электронлар $\vec{v}_0$ бошланғич тезлик билан кириб, унга электр майдон томонидан $e\vec{E}$ куч таъсирида ўз ҳаракат йўналишларини U оёқи бўйича ўзгартиради. Конденсатордан чиққандан кейин олдинги йўналиши билан α бурчак ҳосил қилган ҳолатда $\vec{a}$ тезланиш билан текис тезланувчан ҳаракатланади. Унинг тезланиши:

$$\vec{a} = \frac{e}{m} \vec{E}$$

Конденсатор ичида заряднинг ҳаракатланиш вақти $t = \frac{l}{v_0}$ бўлиб,

$$y_1 = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \left(\frac{l}{v_0} \right)^2 E \quad (6.3)$$

масофага силжиб $v_y = at = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_0} E$ тезликка эга бўлади.

Чизмадан кўринадики, зарра олдинги йўналиши билан

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v_y}{v_0} = \frac{e}{m} \cdot \frac{l}{v_0^2} E$$

бурчак ҳосил қилади. U вақтда конденсатордан чиқиб экранга етиб келгунча (6.4) нисбатан яна қўшимча

$$y_2 = L \operatorname{tg} \alpha = \frac{e l L}{m v_0^2} E \quad (6.5)$$

масофага силжийди. U вақтда 0 нуқтага нисбатан умумий силжиш (6.3) ва (6.5) йиғиндисиغا тенг бўлади:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{el}{mv_0^2} \left(\frac{1}{2}l + L \right) E$$

Бу ифодани (6.4) эътиборга олиб қуйидагича ифодаласак ҳам бўлади:

$$y = tg\alpha \left(\frac{1}{2}l + L \right)$$

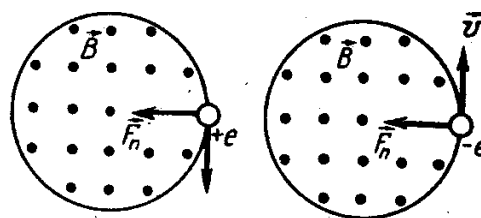
бу ифодадан кўринадикки, майдондан чиққан зарра худди конденсатор марказидан олдинги йўналишига нисбатан (6.4) билан аниқланаётган α бурчак ҳосил қилиб ҳаракатлангандек бўлар экан.

2. Зарядли зарра бир жинсли магнит майдонда ҳаракатлансин.

Бу ҳолатда ташқи электр майдон нолга тенг. Зарядли зарра $\vec{v}$ тезлик билан бир жинсли магнит майдон индукция векторига тик йўналишда кириб келса, унга Лоренц ва марказдан қомма кучлар таъсир этиб, R радиусли айлана бўйича қуйидаги тезланиш билан ҳаракатланади:

$$a_n = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} v B \quad (6.6)$$

Агар тезлик фақат йўналиши бўйича ўзгарса ёки фақат заряднинг ишораси ўзгарса таъсир этувчи кучнинг йўналиши ўзгаради. Агар иккаласи бирдан ўзгарса куч йўналиши ўзгармайди (152-рasm). Механикадан маълумки, марказга интилма тезланиш бурчак тезлик орқали



152-рasm.

$$a_n = \omega^2 R = \omega v \quad (6.6a)$$

кўринишда ифодаланар эди. Бу иккала тенгликнинг ўзаро тенглигидан ва ишорасини ҳисобга олсак,

$$\omega = \frac{e}{m} B \quad (6.7)$$

ҳосил бўлади. Бунга *циклик ёки лармор частотаси* дейилади. (6.6) ва (6.7) тенгликлардан фойдаланиб солиштирма зарядларни ҳисоблашимиз мумкин.

Агар заряд тезлиги магнит майдон йўналиши билан қандайдир бурчак ҳосил қилса, у вақтда унинг ҳаракат траекторияси спиралдан иборат бўлади.

69 §. Холл эффекти ва унинг қўлланиши

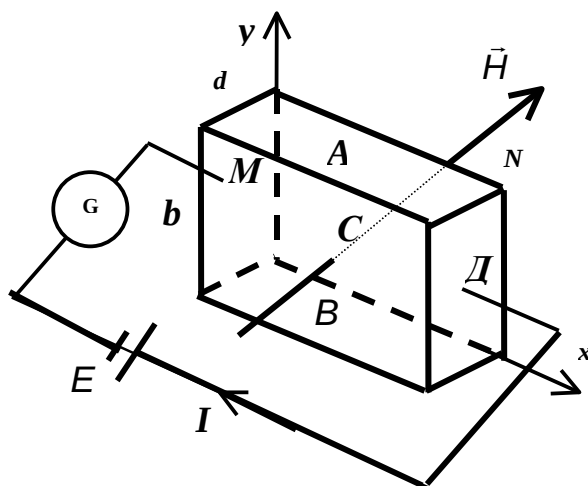
Магнит майдоннинг токли ўтказгичга таъсири (Ампер кучи) ўтказгични ҳаракатлантириши, ориентирланиши ва айлантаниши мумкин. Агар ўтказгични ҳаракатлантира олмайдиган қилиб маҳкам ушлаб турилса, бу куч ўтказгич таркибидаги зарядли заррачаларга таъсир қилади;

Лоренц кучи $f = e\mathbf{v}H$, бунда e -электроннинг заряди, v электроннинг тезлиги, H ташқи магнит майдон.

Лоренц кучи зарядли заррачаларга таъсир қилиб, уларни электр майдон бўйлаб йўналган ҳаракатидан оқдиради. Металл о'tказгичли электронларни чизиқли ҳаракатидан четлатилгани о'tказгич ташқарисидагига нисбатан анча қийин бўлади, чунки электронлар узлуксиз равишда бетартиб ҳаракат қилиб, панжара тугунидаги атомларга урилиб, энергиянинг бир қисмини ёки батамом бериб туради. Ток о'tаётган металлнинг қизиб кетишига ҳам ана шу сабаблидир. Умуман панжара тугунидан электронларнинг кристаллдаги атомларнинг тебраниши туфайли сочилиши (то'лқин табиат), то'кнашиши зарядли заррачанинг электр майдон таъсиридаги о'tган йўсининг мўлжалланганидан кўра ортиб, қаршилиқнинг ортишига сабаб бўлади.

Бу қаршилиқ ташқи магнит майдонга боғлиқ бўлиб, майдон ортиши билан аввал тезроқ, сўнггра секинроқ о'сиб боради. Бинобарин, C ва D йўналишида I ток о'tаётган о'tказувчан пластинкани ташқи магнит майдоннинг H куч чизиқларига тик қилиб жойлаштирсак пластинканинг ток йўналишига тик бўлган эквипотенциал сиртидаги икки A ва B нуқталарида $\varphi_A - \varphi_B$ потенциал фарқ пайдо бўлади. Бу икки нуқтадаги потенциал фарқ магнит майдони йўқ бўлганда ($H=0$ да) $\varphi_A - \varphi_B = 0$ бўлади. Бу ҳодисага Холл эффекти деб аталади.

Бу ҳодисани кузатиш учун юпқа пластинка олиб (153-расм) уни ЭЮК E бўлган о'згармас ток занжирига улаймиз. Занжирдаги ток ва электр майдон йўналишлари бир хил бўлиб, C дан D га қараб йўналган. Пластинкани магнит майдон қутблари орасига куч чизиқларига тик қилиб жойлаштирсак, A ва B нуқталарда потенциал фарқ юзага келади.



153-расм

Вужудга келган $\varphi_A - \varphi_B$ потенциал фарқ ток кучи I ва магнит майдон H га тоеҳри прорапорционал белиб, пластинка қалинлиги d га эса тескари прорапорционалдир

$$\varphi_A - \varphi_B = k \frac{IH}{d} \quad (6.8)$$

магнит майдон беламаганда электронга х-секиннинг манфий йсналишида D дан C га қараб йснелган $eE_x = F$ куч таъсир қилади. Магнит майдон белагач электронга у секиннинг мусбат йсналишида $F_y = e\omega H$ га тенг белаган Лоренц кучи таъсир қилиб, натижавий $\vec{F} = \vec{F}_x + \vec{F}_y$ куч пластинканинг A тарафида манфий зарядлар тоепланиб, B тарафи мусбат зарядланиб қолишига олиб келади. Зарядларнинг A томонида тоепланиши динамик мувозанат роей бергунга қадар, яъни зарядларнинг тоепланиши билан боҳлиқ белаган потенциал фарқ натижасида ҳосил белаган янги электр кучи билан Лоренц кучи тенглашгунга қадар давом этади.

$$e \frac{\varphi_A - \varphi_B}{d} = e\omega H \quad (6.9)$$

Агар ҳар бир ток ташувчи зарядли зарраларнинг зарядини e , сетаказгичнинг кеендаланг кесим юзасидан вақт бирлиги ичида унга тик ҳолда сетаётган зарядларнинг сонини n деб олсак, у ҳолда ток $I = ne$ белади. Маълумки $n = n_0 \bar{v} S$ муносабатда n_0 металлнинг бирлик ҳажмидаги электронлар сони белиб, $\bar{v}$ эса унинг сртача йснелган тезлиги, $S = bd$ пластинка кеендаланг кесим юзи. Шундай қилиб, ток сетаказгич пластинкасида сетаётган ток $I = en_0 \bar{v} S$ га тенг белади. Ток зичлиги

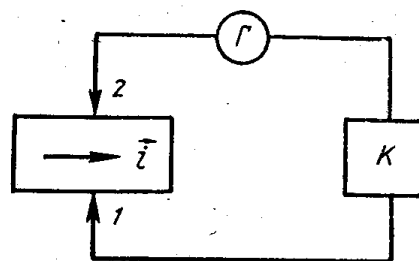
$$i = \frac{I}{S} = en_0 \bar{v} \quad (6.9 \text{ а})$$

га тенг. (6.9 а) дан $\bar{v}$ ни аниқлаб (6.9) га кеёйсак

$$\varphi_A - \varphi_B = \frac{1}{ne} \frac{IH}{d} \quad (6.10)$$

ни ҳосил қиламиз. (6.10) даги $k = \frac{1}{ne}$ га Холл кеэффиценти дейилиб, унинг ишораси заряд ишорасига боҳлиқ. $k > 0$ белиши $\varphi_A - \varphi_B > 0$ эканлигини кеерсатади.

Холл кеэффиценти компенсация методи ёрдамида ўлчанади. Бунинг учун текширилаётган пластинка K компенсатор ва гальванометрдан иборат, 154-расмда кўрсатилгандек берк занжир тузилади. Компенсаторга пластинкада ҳосил белаётган потенциаллар фарқиға тескари ишорали потенциал берилади,



токи гальванометр нолни кўрсатгунча. Бу вақтда компенсатор кўрсатган кучланиш Холл эффектида ҳосил бўлган кучланишга миқдор жиҳатидан тенг бўлади. Кучланишни билган ҳолда (6.9) формуладан фойдаланиб, Холл коэффиценти ҳисобланади. Тажрибада Холл коэффиценти аниқлаш орқали олинган пластинкада заряд ташувчининг ишорасини ва концентрациясини аниқлашимиз мумкин. Агар текширилаётган модда учун солиштирма электр оётказувчанлигини билсак, бу моддалардаги заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳам аниқлашга имкон беради. Чунки бу катталиклар орасидаги боғланиш

$$j = enb \quad (6.10)$$

иборат эди.

Кўпчилик металллар учун (6.10) формула ёрдамида аниқланган заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги $(5,8 - 5,6) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$ оралиғида эканлиги қуйидаги 8- жадвалда келтирилган.

8- ж а д в а л

Металлар	Ag	Na	Be	Си	Аи	Li	Al	Cd	Zn
$b, 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{В}}$	56	48	44	35	30	19	10	7,9	5,8

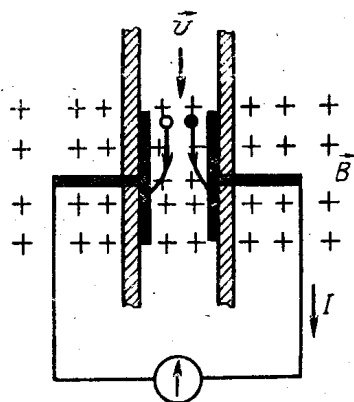
Бундай кичик бўлишининг асосий сабаби, электронлар металлларнинг кристалл панжаралари билан кўп тўқнашади.

Металларда сёрганилгани каби Холл коэффиценти аниқлаш орқали ярим ўтказгичлардан заряд ташувчиларнинг ҳам концентрацияларини ва уларнинг ҳаракатчанликларини аниқлаш мумкин. Бу юқорида Холл эффектини классик назария асосида осонгина ифодаладик. Аммо, бу ҳодиса бунчалик осон бўлмасдан, уни квант физикаси асосида мукаммал қаралади.

70- §. Электромагнит майдонда плазма. Магнитогидродинамик (МГД) генераторнинг ишлаш принципи

Плазма ҳақидаги тушунчалар билан 46-§ да танишиб ўтган эдик. Космосдаги жисмлар турли нурланишлар ва юқори ҳарорат таъсирида кучли ионланган плазма ҳолатида бўладилар. Газ билан плазма орасида

қуйидаги фарқ мавжуддир. Биринчидан, магнит майдон таъсирида плазма жуда тез ҳосил бўлади. Чунки, плазма таркибидаги зарраларга катта миқдордаги Лоренц кучи таъсир этади. Бу нейтрал газларда бўлмайди. Иккинчидан, плазма таркибидаги электронлар билан ионлар Кулон кучи



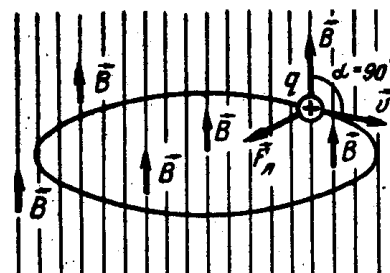
155- расм.

таъсирида ўзаро жуда кучли таъсирлашадилар. Плазма шунинг учун ҳам юқори электр оёказувчанликка эгадир. Плазмани, юқори электр оёказувчанликка эга бўлган магнит майдонидан оқиб ўтувчи туташ суюқ муҳит деб қараб оёрганувчи астрофизиканинг магнитогидродинамика соҳаси очилди. Бу назарияга асосан магнитогидродинамик генератор ясаиб, катта миқдорда электр энергия ҳосил қилинган. Унинг ишлаш принципи қуйидагидан иборат. Плазма магнит майдон индукция векторига тик равишда ионлашган суюқлик каби оқиб ўтади (155-расм). Бунинг ичига иккита пластинка ўрнатилган бўлиб, улар ўзаро ташқи томондан уланган. Плазма таркибидаги ионлар электронлар магнит майдони томонидан ҳосил бўлувчи Лоренц кучи таъсирида плазма оқимидаги мушбат ва манфий зарядли зарралар қарама-қарши томонга ҳаракатланиб пластинкаларга ўз зарядларини бериб, ташқи занжирда электр энергиясини ҳосил қиладилар. Агарда магнит майдон йўналишини ўзгартирсак ёки плазма оқими йўналишини ўзгартирсак ҳам потенциаллар фарқининг ишораси ўзгаради.

71-§. Циклотрон

Циклотрон зарядланган зарралар (электронлар, протонлар, альфа зарралар ва бошқа зарралар) ҳаракатини катта (ёруғлик тезлигига яқин) тезликларгача тезлатиш учун хизмат қилувчи қурилма. Бундай зарралар атом ядроларини ўрганиш, радиоактив изотоплар олиш ва шунга оғашаш мақсадларда фойдаланилади.

Циклотроннинг ишлаш принципини тушуниш учун бир жинсли $\vec{B}$ магнит майдонда q зарядли зарранинг ҳаракатини кўриб чиқамиз. Бу майдоннинг $\vec{B}$ индукция вақтори зарранинг бошланғич v тезлигига перпендикуляр равишда йўналган бўлсин (156-расм).



156-расм.

Магнит майдон томонидан таъсир этувчи Лоренц кучи зарра тезлигининг модулини ўзгартирмайди, чунки Лоренц кучи бу тезликка перпендикуляр йўналган бўлганлиги учун иш бажармайди, шунинг учун зарранинг кинетик энергияси ўзгармайди. Лоренц кучининг катталиги зарранинг тезлигига ва магнит майдоннинг индукциясига боғлиқ (6.1) формулага қаранг). Бу иккала катталик ўзгармас бўлганлиги учун Лоренц кучининг модули ҳам ўзгармайди. Шу сабабли зарра Лоренц кучи таъсирида катталиги жиҳатдан ўзгармас бўлган

$$a_n = \frac{F_L}{m} = \frac{q}{m} v B \quad (6.11)$$

нормал тезланишга эга бўлади, бунда m — зарранинг массаси ўзгармас нормал тезланиш билан бўладиган ҳаракат айлана бўйлаб текис ҳаракатдан иборатдир. У вақтда зарра ҳаракатланаётган айлананинг радиуси нормал тезланиш ифодаси

$$a_n = \frac{v^2}{R}$$

формуладан топилади. Бу ифодага тезланишнинг қийматини (6.11) формуладан келтириб қўйиб ҳосил бўлган тенгламани R га нисбатан ечсак,

$$R = \frac{m}{q} \cdot \frac{v}{B}$$

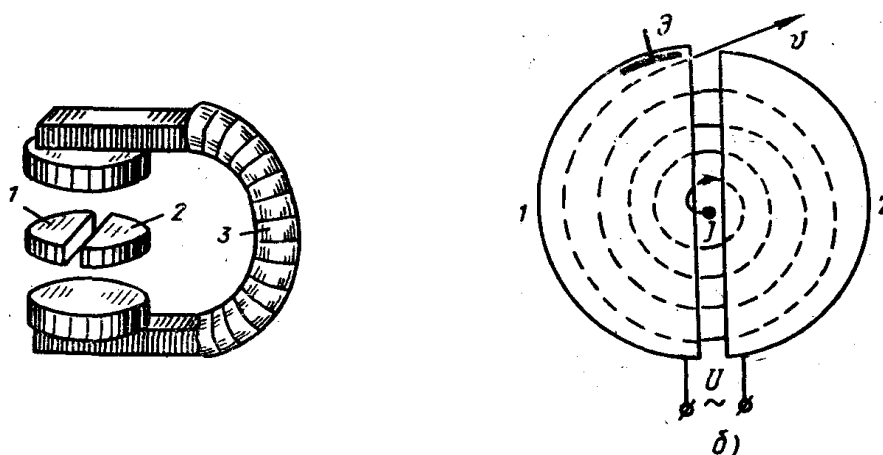
ни оламиз. $\frac{q}{m}$ нисбат **солиштирма заряд** дейилади.

Шундай қилиб, $\vec{v}$ вектор $\vec{B}$ векторга перпендикуляр бўлган ҳолда зарядланган зарра айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Бундай айлананинг радиуси зарранинг тезлигига ва магнит майдон индукциясига боғлиқ бўлади.

Зарранинг бир марта айланиши учун кетган вақтни топайлик. Бунинг учун $2\pi R$ айлана узунлигини зарранинг v тезлигига бўламиз. Натижада қуйидагини оламиз:

$$T = 2\pi \frac{m}{qB} \quad (6.12)$$

Зарранинг айлана бўйлаб айланиш даври унинг тезлигига боғлиқ бўлмай, фақат зарранинг солиштира заряди ва майдоннинг магнит



157-расм.

индукцияси орқали аннкланар экан. Бу ҳол зарядли зарраларни бир қанча цикл давомида унча катта бўлмаган электр майдон билан тезлаштирадиган қурилма — *циклотрон* ясашга имкон беради. Циклотроннинг принципиал схемаси 157-а расмда тасвирланган. Бу асбоб *дуантлар* деб аталувчи иккита унча баланд бўлмаган ярим доира шаклидаги 1 ва 2 металл қутича кўринишидаги электроддан иборат. Ҳавоси ссериб олинган камера ичига ўрнатилган катта электромагнит кутблари орасига дуантлар жойлашган.

Электромагнит ҳосил қилган майдон бир жинсли ва дуантлар текислигига перпендикулярдир. Камеранинг марказида дуантлар орасида зарядли зарралар манбаи ўрнатилган бўлади. Дуантларга юқори частотали ўзгарувчан $U_2 = U \sin \frac{2\pi}{T} t$ кучланиш берилади ва бу кучланиш дуантлар орасидаги бўшлиқда худди шундай частотали ўзгарувчан электр майдонни вужудга келтириб зарраларни тезлаштиради. Тезлаштирилган зарралар ишораси мусбат бўлса, манфий потенциалли дуантнинг ички қисмига учиб киради, бу жойда электр майдон деярли йўқ (чунки дуант—металл қутичанинг сирти эквипотенциал сирт бўлиб, электр майдон фақат дуантлар орасидаги бўшлиқда бўлади). Зарядли зарралар магнит майдон таъсирида айлана бўйлаб ҳаракатланиб, ярим айланани босиб ўтгандан кейин яна дуантлар орасидаги бўшлиққа чиқиб қолади (157-расм). Дуантлар орасидаги кучланишнинг ўзгариш частотаси шундай танланадики, зарра ярим айланасини ўтиб, дуантлар орасидаги бўшлиққа келган вақтда улар орасидаги потенциаллар айирмаси ишорасини

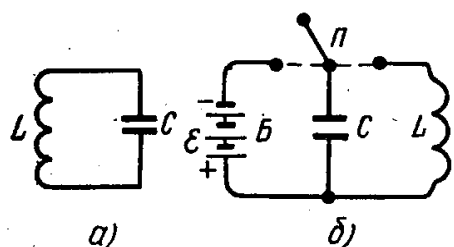
ўзгартиради. У вақтда зарра янгидан тезлатилган бўлади ва биринчи дуантда ҳаракатланганига қараганда каттароқ кинетик энергия билан иккинчи дуантнинг ички қисмига учиб киради. Катта тезликка эга бўлган зарра иккинчи дуантда катта радиусли айлана бўйлаб ҳаракатланади, бироқ унинг ярим айланани ўтиш вақти аслича қолаверади ((6.12)-формулага қаранг). Шунга кўра зарра дуантлар орасига кирган вақтда улар орасидаги кучланиш ўз ишорасини яна ўзгартиради.

Шундай қилиб, агар кучланишнинг ўзгариш частотасини зарранинг (6.12) формула билан аниқланадиган айланиш даврига мослаштирилса, у ҳолда зарра ҳар гал дуантлар орасидан ўтганда qU_0 га тенг бўлган қўшимча энергия порциясини олиб, спиралга яқин эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади (U_0 — генератор ишлаб чиқарган кучланиш амплитудаси). Натижада зарра дуантларнинг четига жуда катта тезликда етиб келади ва ундан Э оқдирувчи электрод таъсирида жуда катта кинетик энергия билан чиқади. Масалан, циклотронда протон 25 МэВ энергиягача тезлатилиши мумкин.

VII БОБ. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР ВА ТЎЛҚИНЛАР

72- §. Эркин электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш

Электр заряди, кучланиш, ток кучи, шунингдек, электр ва магнит майдонларининг даврий равишда (ёки деярли даврий равишда) ўзгариб туриш жараёнига *электромагнит тебранишлар* деб аталади.



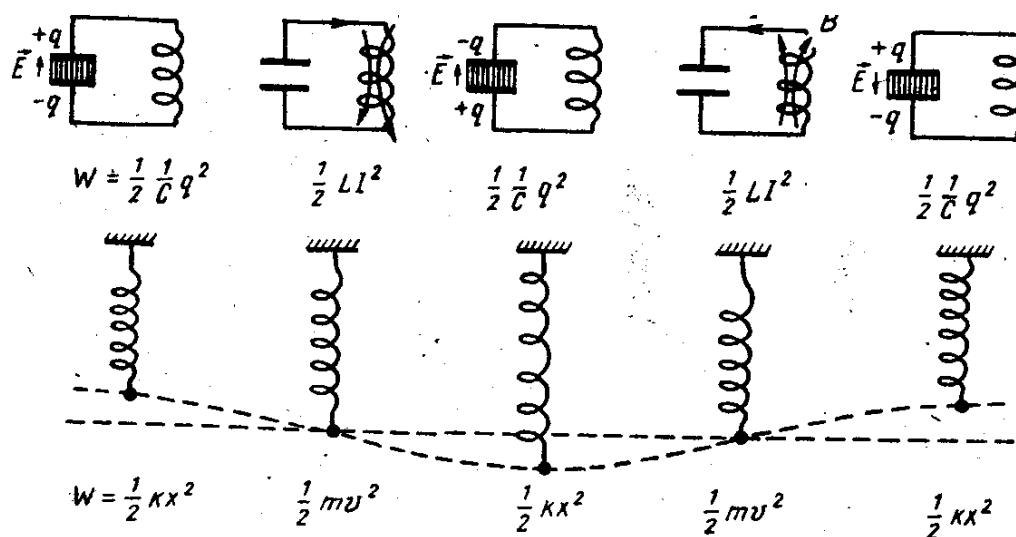
158- расм.

Электромагнит тебранишларни тебраниш контурида ҳосил қилиш мумкин. C конденсатор ва L индуктивлик җалтагидан тузилган электр занжири тебраниш контури деб аталади (158-а расм). Контурнинг актив қаршилиги жуда кичик, яъни деярли нолга тенг деб қаралади.

Контурда электромагнит тебранишларини ҳосил қилиш учун дастлаб конденсаторни зарядлаш керак. Бунинг учун контурни L қайта улагич ёрдамида B батареяга улаймиз (158-а расм).

Сўнгра конденсаторни батареядан ажратсак, унинг қопламаларида маълум миқдорда қарама-қарши ишорали заряд тўпланади.

Контурда қандай қилиб электромагнит тебранишлар юзага келишини яққолроқ тасаввур қилиш учун контурдаги тебранишларни пружинали маятник тебранишлари билан таққослаб борамиз. 159-расмда тебраниш контури ва пружинали маятник тасвирланган. Конденсатор зарядланмаган ва контурда ток бўлмаган вақтда контурнинг электр энергияси ҳам, магнит энергияси ҳам нолга тенг бўлади. Мувозанат вазиятида тинч турган маятникнинг механик (потенциал ва кинетик) энергияси ҳам нолга тенг



159-расм.

эди.

Вақтнинг дастлабки $t_0 = 0$ пайтида конденсаторга q зарядни берамиз. Конденсатор қопламалари орасида электр майдон ҳосил бўлади (159-а расм). Бу вақтда контур конденсаторни зарядлаш учун бажарилган иш билан ўлчанадиган ва конденсаторни электр майдон энергияси $\frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2}{2}$ га тенг энергия запасига эга бўлади. Конденсатор қопламаларига заряд бериш пружинали маятникни ташқи куч таъсирида мувозанат ҳолатидан четга чиқарилиши ва унинг мувозанат ҳолатидан x оғишига мос келади. Бунда пружина $\frac{kx^2}{2}$ га тенг бўлган эластик деформациянинг потенциал энергиясига эга бўлади.

Бундан кейинги пайтда конденсатор җалтак орқали разрядлана бошлайди. Контурда вақт ўтиши билан ортиб боровчи I ток пайдо бўлади, җалтакда эса магнит майдон юзага келади. Конденсатор разрядланган сари унинг электр майдони заифлашади, җалтакнинг магнит майдони эса кучаяди. Вақтнинг $t_1 = \frac{T}{4}$ пайтида конденсатор тўла разрядланади, электр майдон энергияси нолга тенг бўлади, ток энг катта қийматга эришиб, магнит майдон энергияси эса максимал қийматга эга бўлади. Контурнинг бутун электр майдон энергияси җалтакнинг магнит майдон энергиясидан

$\frac{LI^2}{2}$ иборат бўлади (159-б расм). Бу босқич маятникда квазиэластик куч нолга тенг ва маятник энергияси туфайли ҳаракатни давом эттиришга мос келади. Бу вақтда маятникнинг энергияси бутунлай кинетик энергияга айланади ва энергия $\frac{mv^2}{2}$ ифода орқали аниқланади.

Конденсатордаги зарядлар нолга тенг бўлиши билан ток ҳам ноль бўлиши керак эди, аммо ток ноль бўлмайди бу пайтда ток узилгандек воқеа бўлиб индукцион җалтақдаги магнит майдон оқими камая боради. Ленц қондасига асосан ток узилишида шу камайган ток йўналишида электр ток — ўзиндукция токи ҳосил бўлади, шундай қилиб магнит оқими камая боради, унинг энергияси $\frac{LI^2}{2}$ нолга интилади. Бу индукцион ток бўлиши учун манфий заряди ноль бўлиб қолган нейтрал қопламадан яна электронлар чиқиб, ток ҳосил қилишида давом этади, натижада илгари манфий зарядли қопламадан энди электрон чиққани учун мусбат зарядлар ортиқча бўлиб, у мусбат, аввал манфий зарядланган қоплама эса энди мусбат қоплама бўлиб, конденсатор қопламалардаги зарядлар тури алмашинади.

Вақтнинг $t_2 = \frac{T}{2}$ пайтида (159-в расм) конденсатор қопламалари қарама-қарши ишорали заряд билан тўла қайта зарядланади, ток кучи эса нолга тенг бўлади. Натижада, контурнинг магнит майдон энергияси яна конденсаторнинг электр майдон энергиясига айланади. Бироқ бунда электр майдоннинг йўналиши унинг t_0 пайтдаги йўналишига қарама-қарши бўлади. Вақтнинг бу пайтига пружинали маятникнинг тебранишларида унинг потенциал энергияси энг катта бўлган энг пастки вазияти тўғриси келади.

Шундан кейин жараён тескари тартибда такрорланади (159-г, д расм). Оқибат натижада $t_4 = T$ пайтида контур бошланғич ҳолатга қайтади, маятник эса энг юқори вазиятга ўтади ва юқоридаги кўриб оғтилган жараёнлар яна такрорланади.

Шундай қилиб, контурда T даврли электр тебранишлар вужудга келади. Даврнинг биринчи ярми давомида ток бир йўналишда, даврнинг иккинчи ярми давомида эса қарама-қарши йўналишда оқади.

Контурдаги электр тебранишлар вақтида конденсаторда электр майдон энергияси ва индукция җалтақида эса магнит майдон энергияси даврий равишда ўзаро бир-бирига айланиб туради. Бу худди маятникнинг механик тебранишларида маятник потенциал ва кинетик энергияларининг ўзаро бир-бирига айланиши сингари бўлади. Бундай таққослашда маятникнинг потенциал энергияси конденсаторнинг электр майдон энергиясига, маятникнинг кинетик энергияси эса җалтақ магнит майдонининг

энергиясига, маятникнинг ҳаракат тезлигини контурдаги ток кучига сөхшатиш мумкин. Маятник инерцияси ролини җалтакнинг индуктивлиги, маятникка таъсир килувчи ишқаланиш кучи ролини контурнинг актив қаршилиги сөйнайди.

Тебранувчи системанинг ўзида пайдо бўладиган кучлар (квазиэластик кучлар) таъсирида ҳосил бўладиган механик тебранишлар хусусий тебранишлар деб аталар эди. Худди шунга сөхшаш контурда унга бирор энергия запаси берганда ҳосил бўладиган ва контурда вужудга келадиган ток билан тутиб туриладиган электромагнит тебранишлар *хусусий* ёки *эркин электромагнит тебранишлар* деб аталади. Бу вақтда контурнинг актив қаршилигини ноль деб қаралади. Механикада эркин тебранишлар гармоник бўлгани каби эркин электромагнит тебранишда заряд ҳаракатининг вақтга боғлиқлиги гармоник бўлиб, қуйидаги тенглама билан ифодаланади:

$$q = q_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.1)$$

Демак, заряд миқдорининг даврий ўзгариши косинусоидал ёки синусоидал бўлади, чунки бу функциялар ўзаро алмашинувчи функциялардир.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, тебраниш давомида энергия турларининг йиғиндиси доимий бўлади.

Механик сөнмас тебранишда тәелиқ энергия кинетик ва потенциал энергиялар йиғиндисига тенг

$$W = W_k + W_n = \frac{mv^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = \text{const}$$

бўлса, сөнмас электр тебранишда электр ва магнит майдон энергиялар йиғиндисига тенг:

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}$$

бўлади. Айрим пайтларда, масалан, конденсаторда $q = 0$ бўлган вақтда, тәелиқ энергия токнинг магнит майдон энергияси $\frac{LI^2}{2}$ га тенг бўлади. Конденсатордаги заряд максимум бўлганда ($I = 0$ бўлиб, $q = q_0$) тәелиқ энергия $\frac{q^2}{2C}$ бўлади. Тебраниш жараёнида энергиялар ўзаро алмашиниб тебраниш сөнмайди.

(7.1) дан вақт бўйича олинган биринчи ҳосиласи $\dot{q}$ заряднинг ўзгариш (ортиши ёки камайиши) тезлигини бериб, ўтказгичнинг кәендаланг кесим юзи орқали вақт бирлигида ўтган электр миқдорини ифодалайди, бу физик катталиқ *ток кучи* деб юритилади, яъни

$$i = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \quad (7.2)$$

(7.2) тенгламага заряднинг (7.1) орқали қийматини қәейсак,

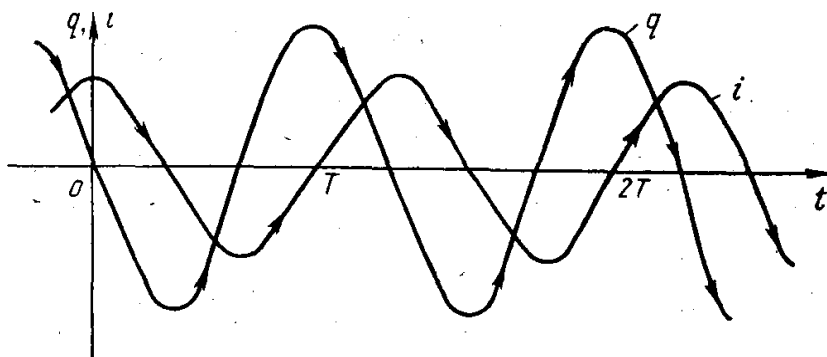
$$i = \frac{d}{dt} q_0 \cos(\omega t - \varphi) = -q_0 \omega \sin(\omega t - \varphi) = I_0 \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.2a)$$

чиқади. Бу ифодадан ёки 160- расмдаги графикдан кўринадики, ҳар иккала катталиқ заряд ва ток кучи ҳам косинусоидани бериб, ток фазаси заряд фазасидан $\frac{\pi}{2}$ га олдинда боради, яъни $t = 0$ бўлса $q = 0$, $i = I_0$ бўлади.

Худди заряд ва ток кучи каби, конденсатор қопламаларидаги кучланиш ҳам гармоник ўзгаради:

$$U = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.2б)$$

Демак (7.1) ва 7.26) дан кўринадики, заряд ва кучланиш бир хил фазада бўлар экан. Бу ҳақда «ўзгарувчан ток» мавзусида кенгроқ тәхталиб ўтаимиз.



160-расм.

73- §. Эркин электромагнит тебранишлар даври ва частотаси

Контурдаги конденсатор қопламаларига берилган ($\pm q$) заряд электр энергиясининг разрядланишидаги магнит майдон энергиясига ва аксинча, айланиб туришига хусусий ёки эркин электромагнит тебранишлар дейилади. Қанча кәп энергия системага берилган бўлса (конденсатор ва ғалтакдан иборат системага) контурдаги тебраниш амплитудалари ҳам шунча катта бўлади.

Конденсатор қопламларидаги заряд ёки контурдаги ток бир марта тәелик тебраниши учун кетган вақт оралиғига электромагнит тебранишлар даври деб аталади. Контурдаги электр тебранишларни квази эластик куч таъсирида ($-kx$) тебранаётган моддий нуқтанинг тебранишларига сәхшатиш мумкин. Юқорида қайд қилганимиздек (77) узлуксиз равишда моддий нуқтанинг $\frac{kx^2}{2}$ потенциал энергияси $\frac{mv^2}{2}$ кинетик энергияга

айланиб туради ва аксинча. $\frac{kx^2}{2}$ ва $\frac{mv^2}{2}$ энергияларни контурдаги тебраниш энергияси билан солиштирсак, $\frac{kx^2}{2}$ контурнинг $\frac{q_0^2}{2C}$ потенциал энергиясига, $\frac{mv^2}{2}$ эса җалтакдаги оёзиндукция $\frac{LI^2}{2}$ магнит майдон энергиясига мос келади (159-расм). Электр ва магнит майдонларнинг оёзаро бир-бирига айланиб туриши гармоник қонун (синусоида ёки косинусоида)га кёра рёй беради.

Вақтнинг дастлабки моменти $t=0$ да қопламалардаги заряд $\pm q$ бўлсин. Калит улангач (158-расм) разрядланиш бошланиб, контурда I ток җалтакда эса

$$E_{инд} = -L \frac{dI}{dt}$$

Оёзиндукция электр юритувчи куч вужудга келади. Кирхгофнинг иккинчи қондасига кёра ихтиёрий берк контурдаги кучланиш тушишларининг йиҗиндиси электр юритувчи кучга тенг. Контурда $R=0$ бўлганлиги сабабли потенциал тушуви фақат конденсатор қопламаларидагина рёй беради холос; бу эса җалтакда вужудга келган оёзиндукция ЭЮК га тенг.

Вақтнинг кейинги пайтларида қопламалардаги потенциал $\frac{q}{C}$ га тенг бўлганлигидан Кирхгофнинг иккинчи қондаси

$$E_{инд} = \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} \quad (7.3)$$

ифодадан иборат бўелади. Бироқ контурдаги ток

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (7.4)$$

га тенг. У ҳолда (7.4) ни яна бир марта дифференциалласак, контурдаги заряднинг оёзгаришини ифодалайдиган вақтга кёра иккинчи тартибли дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{C} q = 0 \quad (7.5)$$

Бу тенглама механикадаги квази куч таъсиридаги m массали моддий нуқтанинг эркин тебраниш тенгламаси:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0 \quad (7.6)$$

кёриниш жиҳатидан оёхшашдир. Шу сабабли (7.5) нинг ечими ҳам шакл жиҳатидан (7.5) нинг ечими билан оёхшаш бўелади. Фақат (7.6) даги m ва k

ларни (7.5) ни L ва $\frac{1}{C}$ лар билан таққослаш мумкин. У ҳолда контурнинг тебраниш частотаси:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{ва} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

га тенг бўлади. $\frac{1}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} = T$ тебраниш даврига тенг бўлиб, инглиз физиги В.Томсон томонидан аниқланган. (7.5) нинг ечими қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$q = a \cos(\omega_0 t - \varphi) = a \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} - \varphi\right)$$

Юқоридаги охириги ифодадан кўриниб турибдики, ток ҳам гармоник қонунга кўра оёзгаради:

$$I = \frac{dq}{dt} = -a\omega_0 \sin(\omega_0 t - \varphi)$$

Оёзгаргани билан фаза жиҳатидан заряддан $\frac{\pi}{2}$ га фарк қилади:

$$I = a\omega_0 \sin\left(\omega_0 t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

q заряд ва I ток ифодасидаги a ва φ лар бошланғич шартлардан аниқланади: $t=0$, $q=q_0$ ва $I=0$ шу сабабли

$$q_0 = a \cos(-\varphi) = a \cos\varphi$$

$$0 = a\omega_0 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = a\omega_0 \sin\varphi$$

Сўенгги системанинг иккинчиси оёринли бўелиши учун $\omega_0 a \neq 0$ бўелганлигидан $\sin\varphi = 0$ нинг 0 га ёки $2\pi k$ га тенг эканлиги келиб чиқади. У ҳолда $\cos\varphi = 1$ ва $q_0 = a$ муносабатлар оёринли бўелади. Шундай қилиб контурдаги заряд ва ток учун бошланғич шартлардан фойдалансак қуйидаги тенгламаларга эга бўеламиз:

$$q = q_0 \cos\frac{t}{\sqrt{LC}}, \quad I = \frac{q_0}{\sqrt{LC}} a \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} - \frac{\pi}{2}\right)$$

74-§. Сўенувчи электр тебраниш

Юқорида сўенмас электр тебранишни тебраниш контуридаги конденсатор зарядининг гармоник ўзгариши мисолида қараб чиқдик. Конденсатордаги электр энергия $q^2/2C$ доимий бўлган ҳолда тебранишнинг сўенмаслигини кўрдик. Энди берк тебраниш контурида

мавжуд бўлган қаршиликлар ҳисобга олинса, конденсаторда рўй берадиган конденсаторнинг зарядсизланишини сержанамиз. Олинган индукцион җалтак симларининг қандай моддадан ясалганига ва геометрик селчамларига қараб уларнинг қаршилиги (R) ҳам мавжуд. Бу қаршилиқдан ток сетишида Жоуль — Ленц қонунига мувофиқ ўтказгичда иссиқлик энергияси ажралиб туради. Тебраниш контурида ҳам конденсаторнинг электр майдон энергияси, ҳам җалтак атрофидаги магнит майдон энергиялари аста-секин камая боради. Қаршиликлар қийматига қараб узок ёки қисқа вақт ичида заряд ва ток кучларининг амплитуда қийматлари ноль бўлиб, тебраниш тсехтайди, яъни ссенади.

Электр занжирида индуктив җалтакли тселиқ занжир учун Ом қонуни қуйидагича ифодаланади:

$$i = \frac{U_c - L \frac{di}{dt}}{R}$$

бундан

$$U_c = iR + L \frac{di}{dt} \quad (7.8)$$

Бу тенгламадаги конденсатор қопламалари орасидаги кучланишни заряд миқдори q ва электр сиғим C орқали $U_c = \frac{q}{C}$ ва i нинг қийматини ҳам заряд миқдори орқали $i = \frac{dq}{dt} = \dot{q}$ ва $\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2} = \ddot{q}$ ларни (7.8) га қсёйсак, у зарядга нисбатан қуйидаги иккинчи тартибли дифференциал тенгламани ҳосил қиламиз:

$$-\frac{q}{C} = L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} \quad (7.8a)$$

ёки бу тенгламанинг ҳамма ҳадини L га бўелиб, йиғинди шаклида ёзсак,

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (7.8b)$$

бселади. Бу ифодадаги $\frac{R}{L} = 2\beta$ ва $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ деб белгилаб, (7.8б) га олиб бориб қсёйсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\begin{aligned} \frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 \frac{1}{LC} q &= 0 \\ \ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q &= 0 \end{aligned}$$

бу ифодадаги $\beta = \frac{R}{2L}$ тебранишнинг ссендириш коэффиценти бўелиб, қаршилиқ қанча кичик, индуктивлик қанча катта бўлса, тебраниш шунча тез ссенади. (7.8a) тенгламанинг ечими унинг характеристик тенгламасининг илдизларига боғлиқ. Характеристик тенглама

$$\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega_0^2 = 0 \quad (7.9)$$

га тенг. Бу тенгламанинг илдизлари $\lambda_{1/2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}$ га тенг бўлади. Бу ерда учта хусусий ҳоллар бўлиши мумкин.

1. $\beta > \omega_0$ бўлганда λ_1 ва λ_2 илдизлар ҳақиқий бўлиб, (7.8a) тенгламанинг ечими $q = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} = C_1 e^{(-\beta+\gamma)t} + C_2 e^{(-\beta-\gamma)t} = e^{-\beta t} (C_1 e^{\gamma t} + C_2 e^{-\gamma t})$ га тенг, бунда $\gamma = \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2}$ дан иборат. Конденсатордаги заряднинг сезгариши аperiодик процесс бўлиб, вақт чексизликка интилганда

$$\lim_{t \rightarrow \infty} q(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} e^{-\beta t} \cdot \lim_{t \rightarrow 0} (C_1 e^{\gamma t} + C_2 e^{-\gamma t}) \rightarrow 0$$

конденсатор қопламаларидаги заряд ва ниҳоят ток ҳам асимптотик равишда 0 га интилади.

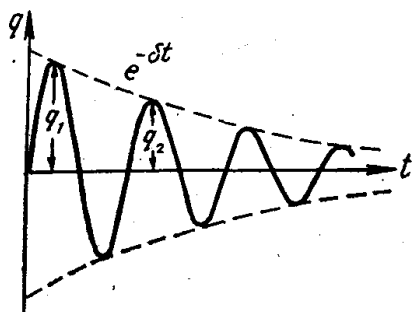
2. $\beta = \omega_0$, бу ҳолда $\lambda_1 = \lambda_2$ бўлиб, иккинчи тартибли дифференциал тенгламанинг ечими қуйидагича бўлади:

$$q = C_1 e^{\lambda t} + t C_2 e^{\lambda t} = e^{-\beta t} (C_1 + t C_2) \quad (7.10)$$

бу тенглама ҳам аperiодик характерда бўлиб $C_1 + t C_2$ ҳаднинг ортишига

қараганда $(t \rightarrow \infty)$ да $\frac{1}{e^{\beta t}}$ тезроқ камаяди,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} q(t) = 0 \text{ бўлади.}$$



161-рasm.

Берк занжирдаги сөнувчи тебраниш $\beta < \omega_0$ бўлганда юз беради: $\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0$ тенглама квазиэластик ва ишқаланиш кучлари таъсирида массаси m бўлган моддий нуқтанинг $m\ddot{x} + \eta \dot{x} + kx = 0$ тенгламасига сөхшаш бўлиб, масса ролини индуктив

катталиқ, ишқаланиш коэффициент ролини занжирининг омик (актив) қаршилиги сөйнайди. Ишқаланиш натижасида механик энергиянинг иссиқликка айлангани каби занжирда R қаршилиқ туфайли электр энергия Жоуль-Ленц иссиқлигига сарф бўлади, натижада занжирдаги электр тебранишлар сөенади.

(7.8a) тенгламанинг ечими $\beta < \omega_0$ бўлганда характеристик тенгламанинг илдизлари орқали ифодаланади:

$$\lambda_{1/2} = -\beta \pm i\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

(7.8a) тенгламанинг умумий ечими

$$q = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} = e^{-\beta t} (C_1 e^{\gamma' t} + C_2 e^{-\gamma' t}) \quad (7.11)$$

га тенг бөелади, бу ерда $\gamma' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$. (7.11) даги $e^{i\gamma' t}$ ва $e^{-i\gamma' t}$ катталикларни Эйлер функцияси ёрдамида ёйиб, ҳадларни группаласак қуйидаги натижани оламиз:

$$q(t) = e^{-\beta t} [C_1 + C_2] \cos \gamma' t + i(C_1 - C_2) \sin \gamma' t \quad (7.12)$$

C_1, C_2 лар сезгармас интеграл коэффициентлари бўлиб, $C_1 + C_2 = a \cos \varphi$, $i(C_1 - C_2) = a \sin \varphi$ деб алмаштирсак, (7.12) тенглама

$$q(t) = a e^{-\beta t} \cos(\gamma' t - \varphi) \quad (7.13)$$

көринишга келади. Бу ифодани ҳосил қилишда $t = 0$, $q_0 = q$ ва $i = \frac{dq}{dt} = 0$

бошланғич шартлар назарга олинди, бунда $\varphi = \arctg \frac{R}{2L\gamma'}$.

(7.13) ни вақт бўйича дифференциаллаб контурдаги токни топамиз:

$$i = \dot{q}(t) = -\beta a e^{-\beta t} \cos(\gamma' t - \varphi) - a e^{-\beta t} \gamma' \sin(\gamma' t - \varphi) \quad (7.14)$$

бунда $a = \frac{q_0}{\gamma' \sqrt{LC}}$ га тенг.

(7.14) ни маълум бўлган тригонометрик формулалардан фойдаланиб ток кучи i учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$i = -\frac{q_0}{\gamma' LC} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \gamma' t = \frac{q_0}{\gamma' LC} e^{-\frac{R}{2L}t} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.14a)$$

Механик тебранишларда бўлгани сингари R қаршилик контурдаги тебранишларни камайтириб, у частотани ҳам камайишга, даврни эса орттиришга олиб келади. Бундан ташқари контурда ток билан q заряд тебранишида фаза силжиши φ сезгаради. $\frac{R}{2L} \ll \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$, ёки

$$R \ll 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.14б)$$

яъни фаза силжиши ва хусусий частота сезгариши деярли кам. Тақрибан:

$$\gamma' = \sqrt{\frac{1}{LC} \left(1 - \frac{R^2 C}{4Z}\right)} \approx \frac{1}{LC} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{R^2 C}{4Z}\right]$$

ёки

$$\gamma' \approx \omega_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{2Z\omega_0} \right)^2 \right] \quad (7.14в)$$

Бу ҳол -расмда тасвирланган. $\frac{R}{2L} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{LC}}$ интилганда частота 0 га давр эса $T = \frac{2\pi}{\gamma'} \rightarrow \infty$ га интилади. Бунда $\varphi \rightarrow \frac{\pi}{2}$ бўлганда $\operatorname{tg} \varphi \rightarrow \infty$ бўлади натижада зарядга ва тоқларнинг фаза фарқлари $-\frac{\pi}{2} + \varphi \rightarrow 0$ га интилади. Ниҳоят $\frac{R}{2L} > \frac{1}{\sqrt{LC}}$ бўлганда частота мавҳум, тебраниш контури апериодик бўлади.

Сенувчи тебранишларни характерловчи физик катталиклардан бири *сенишнинг логарифмик декременти* бўлиб, тебраниш амплитудасини камайиш тезлигини ифодалайди. *Бир-биридан вақт жиҳатдан бир даврга фарқ қилувчи амплитудалар нисбатининг логарифми сенишнинг логарифмик декрементидир:*

$$\lambda = \ln \frac{q_1}{q_2} = \ln \frac{q_0 e^{-\beta t} \cos \omega t}{q_0 e^{-\beta(t+T)} \cos \omega(t+T)} \ln e^{\beta T} = \beta T \quad (7.15)$$

Сенувчи тебранишни характерловчи физик катталиклардан яна бири *тебраниш контурининг асслиги* бўлиб, у логарифмик декрементга тесқари бўлган катталик бўлиб, *контурнинг тәла энергиясини бир даврда йәқотган энергиясига нисбатидир:*

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{2\beta} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = 2\pi \frac{W}{\Delta W} \quad (7.16)$$

Бу кузатилган ҳолда тебраниш контурининг қаршилигини кичик деб оламиз. Агар қаршилик катта бўлса, электромагнит тебраниш бўлмасдан, ток жуда тез нолга тенг бўлади. Бу ҳолга *апериодик тебраниш* дейилади. (Механикада 60- § да қараб сөтилгани каби.)

75- §. Мажбурий электромагнит тебранишлар. Резонанс

Юқорида кәрдикки, ҳар қандай тебраниш системасида маълум микдорда потенциал энергияли тебранувчи катталиқни мувозанат ҳолатдан қўзғатиб озод қўйиб юборилса, у ўз тебраниш даври билан эркин тебранади ва муҳит қаршилик кәрсатмаса, сәенмасдан ҳаракат қи-лиши м

Э

С

р

Г

М

а)

б)

қаршилигини енгилш учун тебранма ҳаракат сми сарф бўлиб, тебраниш сўна бошлайди. ҳаракатни ҳосил қилиш учун унинг даврий и энергиясини тәелдириб ташқаридан энер- ;, бунда тебраниш сәенмайди, системанинг ини ташқи куч бажариб туради. Худди шу

каби, электр тебраниш контурининг параметрлари (сиџим, қаршилиқ ва ўзиндукция) ни ўз вақтида даврий ўзгарувчи энергия билан тўлдириб туриш керак. Шунинг учун C сиџими, L индуктивлик ва R қаршилиқдан иборат электр тебраниш контурига кетма-кет қилиб ўзгарувчан ЭЮК ($E = E_0 \cos \omega t$) (162-расм) уланади. У вақтда контур элементларидаги кучланиш тушувларининг йиџиндиси шу уланган ЭЮК катталигига тенг бўлади:

$$E = L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = E_0 \cos \omega t \quad (7.17)$$

Бу ифодани заряд орқали ифодаласак, (7.8а) қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{E_0}{L} \cos \omega t \quad (7.17)$$

Бу тенглама иккинчи тартибди чизиқли бир жинсли бўлмаган дифференциал тенгламани ифодалайди.

Унинг ечими икки ечимдан иборат:

$$q = q_1 + q_2 \quad (7.18)$$

q_1 -ечим (7.17) нинг сўнг томони 0 га тенг бўлгандаги бир жинсли тенгламанинг ечими билан ва бинобарин ечимнинг амплитуда $q_0 e^{-\beta t}$ қиймати $t \rightarrow \infty$ бўлганлиги сабабли (7.18) нинг хусусий ечимида q_1 ни эътиборга олмаймиз. $\cos \omega t$ ни даража кўрсаткичли функция билан алмаштирсак тенглама осонроқ ёсал билан ечилади: аввал сўзгарувчан манба, қаршилиқ, конденсатор ва индуктив җалтақдан иборат занжир учун ёзилган Кирхгофнинг иккинчи системасини ёзамиз:

$$iR + \varphi = E - L \frac{di}{dt}$$

бундаги E нинг сўрнига $E_0 \sin \omega t$ қийматни қўйиб, $q = C\varphi$ дан, C - конденсаторнинг сиџими бўлиб, ундаги заряд dt вақт ичида dq га сўзгаради десак:

$$\frac{dq}{dt} = C \frac{d\varphi}{dt}, \text{ ёки } \frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{C} i$$

га тенг бўлади. Юқоридаги берк контур учун ёзилган ифодани яна бир марта вақт бўйича дифференциаллаб $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{C} i$ ни тенгламага қўйсак (7.14) сўрнига қуйидаги токка нисбатан иккинчи тартибли бир жинсли бўлмаган чизиқли тенглама ҳосил бўлади:

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = E_0 \omega \cos \omega t$$

Бу тенгламанинг ечимини ток ва Э.Ю.К φ фазага фарқ қилади деб қуйидаги кўринишда излаймиз:

$$i = i_0 e^{i(\omega t + \varphi)}$$

$\cos \omega t$ ни эса $e^{i\omega t}$ кәеринишда оламиз. У ҳолда

$$\frac{d^2 i}{dt^2} = -i_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad \frac{di}{dt} = i_0 \omega e^{i(\omega t + \varphi)}$$

ларни тенгламага қўйиб қуйидагини топамиз:

$$-Li_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \varphi)} + i i_0 R \omega e^{i(\omega t + \varphi)} + \frac{1}{C} i_0 e^{i(\omega t + \varphi)} = E_0 \omega e^{i\omega t}$$

Бу тенгламанинг чап ва оғнг томонларини $e^{i(\omega t + \varphi)}$ га бўлсак қуйидагига эга бўламиз:

$$-Li_0 \omega^2 + i i_0 R \omega + \frac{i_0}{C} = E_0 \omega e^{-i\varphi}$$

$$-Li_0 \omega + i i_0 R + i_0 \frac{1}{\omega C} = E_0 \cos \varphi - i E_0 \sin \varphi$$

юқоридаги тенгламада иккита комплекс сон бир-бирига тенг бўлаётир, булар тенг бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$-i_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = E_0 \cos \varphi$$

$$i_0 R = -E_0 \sin \varphi$$

Бу тенгламаларнинг бирини иккинчисига ҳадлаб бўлиб бошланғич фазани топамиз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\omega L - \frac{1}{\omega C}}$$

(А) ва (В) тенгламаларни ҳадма-ҳад квадратга кўтариб бир-бирига қўшсак

$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}$$

ток кучининг амплитуда қийматига эга бўламиз.

Биз конденсатор қопламасидаги кучланишни аниқласак,

$$U_C = \frac{q_0}{C} \cos(\omega t - \varphi) = U_{0C} \cos(\omega t - \varphi) \quad (7.23)$$

бу ифодадаги

$$U_{0C} = \frac{q_0}{C} = \frac{E_0}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (7.24)$$

конденсатор қопламасидаги кучланишнинг максимал амплитуда қийматидир.

Частотанинг (7.6) муносабатни қаноатлантирадиган қийматида тoелик қаршилиқ энг кичик қийматга эришади, кучланиш ва ток кучининг амплитудаси эса (7.24) ва (7.22) формуладан кўринадик, максимал қийматга эришади:

$$U_{oc} = \frac{E_0}{\omega CR} \quad (7.24a)$$

сиғим ва индуктивликка эга бўлган контурдан кучланиш ва ўзгарувчан токнинг ўтиш ҳодисаси механикадаги резонанс ҳодисасига oхшаб кетади. Ток кучининг амплитуда қиймати частотага боғлиқ ва частотанинг *резонанс частота* деб аталадиган муайян бир ω_p қийматида максимал бўлади. ω_p нинг қиймати (7.20 б) га асосан қуйидагига тенг

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (7.6a)$$

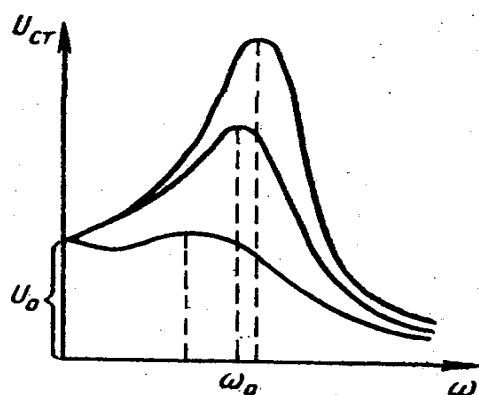
Шундай қилиб, қуйидаги хулосага келамиз. Тебраниш контурида икки хил электромагнитик тебраниш қиймати (7.7) ифодадан аниқланадиган доимий частотали хусусий тебраниш ва частотаси ташқи ЭЮК нинг ўзгариш частотаси ω га тенг бўлган мажбурий тебраниш бўлиши мумкин. Агар тебраниш контурининг хусусий частотаси ω_0 контурдаги таъсир қилаётган ЭЮК нинг ўзгариш частотаси ω дан кескин фарқ қилса ($\omega_0 \gg \omega$ ёки $\omega_0 \ll \omega$), у ҳолда контурдан ўтаётган ток кичик бўлади. Хусусий тебранишлар частотаси ташқи ЭЮК частотасига яқинлашганда токнинг амплитуда қийматининг ортиши кузатилади, ҳар иккала ω_0 ва ω частоталар катталиқ жиҳатдан тенг бўлганда *ток максимал қийматга эришади*.

Хусусий ва мажбурий тебранишлар частотаси тенглашганда ток кучининг ортишига *электр резонанс ҳодисаси* деб аталади. Бироқ шунга айтиш керакки, контурнинг актив қаршилиги нолга яқин, ёки тенг бўлгандагина ω_0 ва ω частоталар тенглашганда резонанс бўлади. Агар тебраниш контурида бирор актив қаршилиқ бўлса, у ҳолда бундай контурнинг хусусий тебранишлар частотаси қуйидаги ифодадан аниқланади:

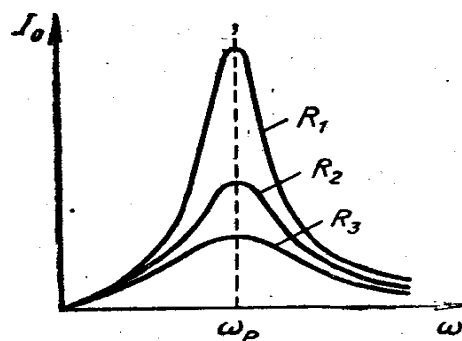
$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (7.25)$$

У ҳолда (7.6a) ва (7.25) формулаларви таққослаб резонанс ҳодисаси контурнинг тебранишлар частотаси ω дан каттароқ ω_p частотада рўй беришини кўрамиз.

164-расмда бир нечта резонанс эгри чизиклари тасвирланган, улар турли актив қаршиликларга эга бўлган контурларга тегишли ($R_1 < R_2 < R_3$) Қаршилик қанча кичик бўлса, эгри чизикнинг максимуми шунча ёткирроқ



163-расм.



164-расм.

бўлади. Демак, хусусий тебранишларнинг сцениши камроқ бўлганда, контурдаги ток кучининг амплитуда қиймати каттароқ ва резонанс эгри чизиғи ёткирроқ бўлар экан. Катта қаршиликларда резонанс эгри чизиғининг ёткирлиги камроқ бўлиши расмдан ксириниб турибди.

Резонанс вақтида ток кучининг сцениши билан бир қаторда сиғим ва индуктив қаршиликлардаги кучланишлар ҳам кескин ортади. Бу кучланишлар катталик жиҳатидан тенглашиб, ташқи кучланишдан бир неча марта ошиб кетади. Ҳақиқатан ҳам резонанс ҳодисаси рўй бераётган вақтда сиғим қаршиликдаги кучланишнинг амплитуда қиймати

$$U_{0C} = I_0 R_C = \frac{I_0}{C\omega_P} = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.26)$$

ифодадан, индуктив қаршиликдаги кучланишнинг амплитуда қиймати эса

$$U_{0L} = I_0 R_L = I_0 \omega_P L = I_0 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (7.27)$$

ифодадан аниқланади. Агар занжирнинг актив қаршилиги R катталик жиҳатидан $\sqrt{\frac{L}{C}}$ ифодадан жуда кичик ($R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}$) бўлса, у ҳолда ташқи қаршиликнинг амплитуда қиймати $U_0 = I_0 Z = I_0 R$ ифодадан аниқланади. Бундан $U_{0C} = U_{0L} \gg U_0$ эканлигини кўрсатиш мумкин. (7.26) ва (7.27) ифодаларни таққослаб резонанс вақтида контурнинг сиғим ва индуктив қаршиликлари ҳам бир-бирига тенг бўлишини кўрамиз.

Контурдаги заряд ва кучланишнинг частоталарга боғлиқлиги (7.19а) (7.24) дан кўринишидан ток резонанси каби кучланиш ва заряд

резонанслари ҳам мавжуддир. Бу икки катталикининг резонанс эгриликлари бир хил (163- расм).

Электр занжиридаги резонанс жуда катта аҳамиятга эга. Масалан, радиоалоқа фақат резонанс ҳодисаси туфайлигина бўлиши мумкин.

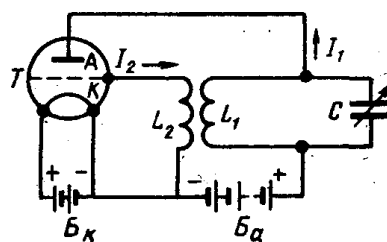
76- §. Лампали генератор ёрдамида электромагнит тебранишларни ҳосил қилиш

Биз ҳозиргача кўриб келган мажбурий электромагнит тебранишлар электр станцияларда генераторлар ҳосил қиладиган ўзгарувчан кучланиш таъсири остида пайдо бўлади. Бундай генераторлар юксак (бир неча герцдан ортиқ) частотали тебранишлар ҳосил қила олмайди. Радиотехникада эса 50—100 кГц дан тортиб то $10^5 - 10^6$ кГц гача бўлган юксак частотали тебранишлар қўлланилади.

1913 йили уч электродли электрон лампа ёрдамида юксак частотали ссөнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилиш усули кашф қилинади. Бу усул билан тебранишларни ҳосил қилишнинг оддий схемаси 165-расмда кўрсатилган ва бундай қурилма *лампали генератор* деб аталади. Лампали генератор ўзгармас ток энергиясини ўзгармас амплитуда ва юксак частотали ўзгарувчан ток энергиясига айлантиради. Лампали генератор қуйидаги қисмлардан иборат: 1) электромагнит тебранишлар ҳосил қилинадиган тебраниш контури;
2) контурда ссөнмас тебранишлар бўлиб туриши учун зарур бўлган энергия манбаи ва 3) ток манбаидан контурга энергия беришни автоматик ростлаб турувчи уч электродли электрон лампа — триод.

Лампали генератор ишлаши учун анод токи ўзгариши натижасида ҳосил бўлувчи ЭЮК билан тебраниш контурида ҳосил бўлувчи тоқларнинг фазадари бир хил бўлиши шарт. Биз кузатаётган схемада индуктив җалтакни анод занжирига (L_1) улаш орқали мослаймиз. Анод занжирида тебраниш контурининг бўлишига *тесқари боғланиш* дейилади.

165- расмда кўрсатилган схема бўйича лампали генераторнинг ишлаш принципини қуйидагича тушунтириш мумкин. Тебраниш контурига триод орқали ўзгармас ток манбаи B_a уланган. Лампанинг тэри ва катоди орасига тебраниш контурининг L_1 җалтаги билан индуктив боғланган L_2 җалтак уланган. Чсёҗлатиш батареяси B_k уланганда лампадан ток ўта бошлайди (лампа «очилади») ва анод занжирида маълум вақт давомида сссувчи I_1 ток пайдо бўлади (165-расмда тоқнинг йўналиши стрелкалар билан кўрсатилган). Бу ток, *биринчидан*, контур конденсаторини



165-расм.

зарядлайди, *иккинчидан* L_1 җалтакда магнит майдони ҳосил қилади. Бу магнит майдоннинг индукция оқими L_2 җалтакни ҳам кесиб ўтади. Бу майдон вақт давомида ортадиган бўлгани учун Ленц қондасига мувофиқ L_2 җалтакда I_1 токка қарама-қарши йўналган I_2 ток индукцияланади. I_2 токи лампанинг тўриги манфий зарядлайди (тоқнинг йўналиши электронлар ҳаракати йўналишига қарама-қарши эканлигидан I_2 токда электронлар тўрга қараб ҳаракатланади, унда тўпланиб, уни манфий зарядлайди), шунинг учун лампа «беркилади».

Шундай қилиб, лампа конденсаторни зарядлайди ва сўнгга анод занжирини узиб қояди, бинобарин, контурни энергия манбаи B_a батареядан узиб қояди.

Конденсатори зарядланган контурда 72-§ да кўриб ўтганимиздек тартибда электромагнит тебранишлар ҳосил бўлаверади. Даврнинг иккинчи чораги давомида ток конденсаторни қайта зарядлайди ва тўхтади. Бу вақтда L_1 җалтакнинг магнит майдони, демак, L_2 , җалтакнинг ҳам магнит майдони заифлашади, шунинг учун электромагнит индукция ҳодисасига мувофиқ L_2 тўр җалтагидаги ток аввалги йўналишида ўтишда давом этади, бинобарин, тўр қўшимча манфий заряд олади ва лампа «берклигича» қолади.

Даврнинг иккинчи ярмида контурда тескари (I_1 га қарама-қарши) йўналишда ток ўтади. I_1 аввал, даврнинг учинчи чорагида кучаяди, сўнгга, даврнинг тўртинчи чорагида сусаяди. Шунинг учун L_2 тўр җалтакда тоқнинг йўналиши ҳам қарама-қарши томонга ўзгаради ва тўрнинг заряди камая бошлайди. Даврнинг охирига келиб бу заряд тамом бўлади, лампа «очилади» ва лампа конденсаторларни зарядлайди. Сўнгга баён қилинган жараён қайтадан бошланади.

Шундай қилиб, *лампа даврий равишда — тебранишларнинг ҳар даври бошида контурга анод батареясида энергия беради. Бунинг натижасида контурда сўнмас электромагнит тебранишлар юзага келади.*

Тебраниш контурида олинadиган юксак частотали тоқлар саноатда кенг қўлланилади. Масалан, юксак частотали тоқлар ёғочни қуритиш, металл буюмлар сиртини чиниктириш ва эритиш печларида ишлатилади. Юксак частотали тоқлар ёрдамида металлларни жуда тез эритиш мумкин, бу ҳол осон бўлганиб кетувчи моддаларнинг қотишмаларини олишда муҳим шарт ҳисобланади.

Ҳозирги вақтда юксак частотали тоқлар медицинада (электродиатермия) муваффақиятли қўлланилмоқда.

VIII БОБ. ЎЗГАРУВЧАН ТОК

77- §. Ўзгарувчан токни ҳосил қилиш

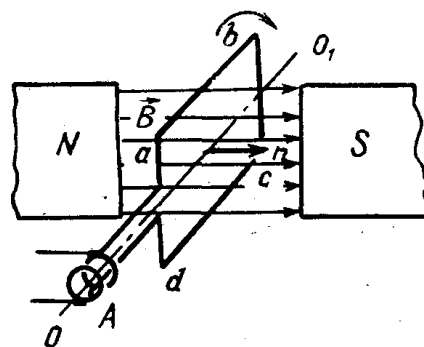
Тўғри туртбурчак шаклидаги рамка кўринишида оёқсиз олиб, унинг магнит майдон индукцияси $\vec{B}$ бўлган бир жинсли магнит майдонга жойлаштирамиз ва уни OO_1 ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан текис айлантiramизда (166- расм), рамканинг юзасини кесиб оёувчи магнит индукция оқими юзага оёказилган нормалга нисбатан ҳам катталиги, ҳам йўналиши жиҳатидан ўзлуксиз ўзгариб боради, яъни

$$\Phi = BS \cos \omega t = BS \cos \alpha \quad (8.1)$$

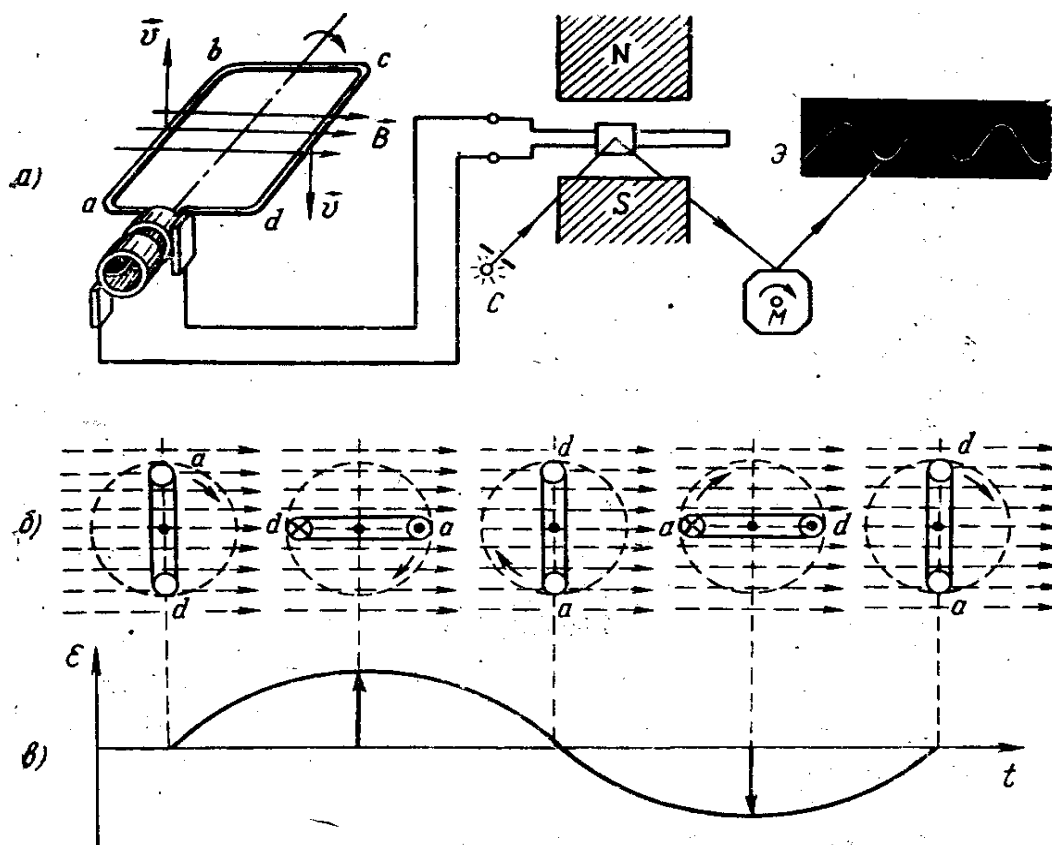
натижада электромагнит индукция қонунига. асосан, рамкада ўзгарувчан индукция ЭЮК вужудга келади:

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t = E_0 \sin \omega t \quad (8.2)$$

Бу ифодада B , S ва ω ўзгармас бўлгани учун $BS\omega = E_0$ бўлиб, индукция ЭЮК нинг амплитуда қийматидир.



166-расм.



167-расм.

ЭЮКнинг ихтиёрий вақтдаги қийматини (8,2) формула бўйича ҳисоблаб топиш мумкин. Шунинг E_i катталиқка ЭЮКнинг ихтиёрий берилган вақтдаги қиймати ёки оний қиймати дейилади.

Рамка учларидаги ҳалқага (166-расм) қаршилигя R бўлган ўтказгич уласак, ундан ток ўта бошлайди. Бу токни Ом қонунидан фойдаланиб, аини вақтда рамкадан оқаётган индукцион токнинг кучини ҳисоблаб топиш мумкин:

$$i = \frac{E_i}{R} = \frac{E_0}{R} \sin \omega t$$

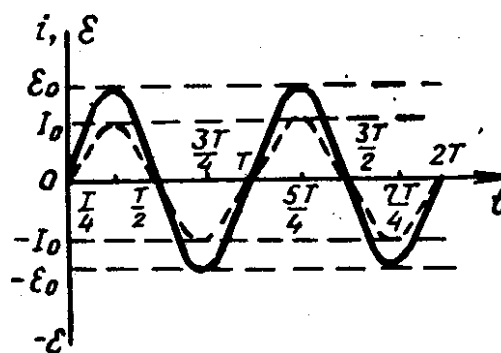
Бу формулада $\frac{E_0}{R}$ катталиқ максимал ток кучига тенг бўлиб, ток кучининг амплитуда қиймати дейилади. Бу катталиқни I_0 билан белгиланиб, ихтиёрий вақтдаги ток кучни, яъни ток кучининг оний қиймати учун қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.3)$$

Агар ҳосил бўлган ток оний қиймати занжир қисмларининг ҳамма нуқталарида деярли бир хил қийматга эга бўлеа, бундай ўзгарувчан тоқларга квазистационар ток дейилади. Биз квазистационар ток қонунларини сержанамиз. (8.3) формуладан кўринадики, рамка бир жинсли магнит майдонда бир текис айланганида, ҳосил бўлган индукцион ток кучи синусоидал қонун бўйича ўзгарар экан. Буни кузатиш мақсадида абсд рамка сержами учларига осциллограф улаймиз (167-а расм). Сержам магнит майдонда юкорида айтганимиздек текис айланма ҳаракат қилганида рамкада ҳосил бўлувчи индукцион ЭЮК ва токнинг графиги синусоида шаклида эканлигини осциллографнинг Э экранида кўрамиз. 167-б, в расмда сержам бир марта тсела айланганда индукцион ЭЮК нинг ҳосил бўлиши кўрсатилган. Унда рамканинг ад томони магнит майдон индукция векторига нисбатан қандай жойлашганлиги (167-б расм) ва индукцион ЭЮК графиги (167-в расм) кўрсатилган.

168-расмда ЭЮК билан ток кучининг вақтга боғланиш графиги кўрсатилган. График синусоидадан иборат. ЭЮК ва индукцион ток кучининг графигидан индукцион ток катталиги жиҳатидан ҳам, йўналиши жиҳатидан ҳам ўзгариши ксириниб турибди.

Катталиги ва йўналиши жиҳатидан ўзгарадиган токка ўзгарувчан ток дейилади. Катталиги ва йўналиш



168-расм.

жиҳатидан синусоида қонунига мувофиқ равишда даврий ўзгарадиган ток синусоидал ўзгарувчан ток дейилади.

Рамканинг магнит майдонда айланишининг ω бурчак тезлигига тенг бўлган катталиқ ўзгарувчан токнинг даврий частотаси деб аталади.

ўзгарувчан ток кучининг бир марта тўла тебраниши учун кетган вақт оралиғи (T) ни ўзгарувчан токнинг даври дейилади. Бир секундда ўзгарувчан ток кучининг тўла тебранишлар сони (ν) га ўзгарувчан токнинг частотаси деб аталади. Бу катталиқлар орасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad (8.4)$$

(8.2) ва (8.3) формулалардаги ωt катталиқни ўзгарувчан токнинг фазаси деб аталади, у вақтнинг ихтиёрий пайтида ўзгарувчан ЭЮК билан ўзгарувчан ток кучининг катталигини аниқлайди.

Умуман олганда, токнинг тебранишлар фазаси ЭЮК нинг ўзгариш фазаси билан тўғри келиши шарт эмас. Шунинг учун умумий ҳолда

$$i = I_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (8.5)$$

кўринишда ёзишимиз ҳам мумкин, бу ерда φ — ток билан ЭЮК нинг тебранишлар фазаси орасидаги фарқ.

78- §. Ток ва кучланишнинг таъсир этувчи қиймати

(8.2) ва (8.3) формулалардан кўринадики, ЭЮК нинг энг катта қийматига. токнинг ҳам энг катта қиймати тўғри келади: бунинг аксина, ЭЮК нолга тенг бўлганда ток ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳолда ЭЮК нинг ўзгаришлари билан токнинг ўзгаришлари бир хил фазада бўлади. дейилади.

Кучланиш ва ток фазалари бир-бирига мос келадиган ўтказгичнинг қаршилигига актив қаршилик дейилади. Актив қаршиликка эга бўлган ўтказгичда ток энергияси бошқа тур энергияга айланади.

Ток ўзгаришининг бир тўла даври ичида ток кучи ҳар хил пайтларда қандай катталиқдаги қийматларга эришмасин, унинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади. Демак, ўзгарувчан токнинг қийматини бу катталиқ билан баҳолаб бўлмайди. ўзгарувчан ток кучини баҳолашда унинг йўналишига боғлиқ бўлмайдиган таъсири, масалан, токнинг иссиқлик таъсири танланади. Дарҳақиқат, агар маълум бир қаршиликка эга бўлган ўтказгичдан I ток оётса, унда ўтказгичда ажралган иссиқлик миқдори ток кучи квадратига пропорционал бўлади, яъни токнинг йўналишига боғлиқ бўлмайди.

Ўтказгичда бирдай вақт ичида ўзгарувчан ток ажрата оладиган миқдорда иссиқлик ажрата олувчи ўзгармас токнинг қийматига тенг бўлган ўзгарувчан токнинг қиймати унинг таъсир этувчи ёки эффектив қиймати деб аталади.

Синусоидал ўзгарувчан ток учун токнинг $I_{\text{эф}}$ эффектив қиймати билан I амплитуда қиймати орасидаги борланишни топиш учун ўзгарувчан ва ўзгармас тоқлар R қаршилиқдан ўтиб вақт бирлигида Жоуль—Ленц қонуни бўйича ажралган иссиқлик миқдорининг тенглигидан фойдаланамиз:

$$Q = I^2 R = I_{\text{эф}}^2 R = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 R dt$$

Бу ифодадан ток кучининг эффектив қийматини топсак

$$I_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T} \int_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t)} \quad (8.6)$$

$\sin^2 \omega t$ ни $\frac{1}{2} [1 - \cos 2\omega t]$ билан алмаштириб интегралнинг сизини ҳисоблаймиз:

$$\int_0^T \sin^2 \omega t d(\omega t) = \frac{\omega T}{2} - \left(\frac{1}{4\omega} \sin^2 \omega t \right)_0^T$$

қавсдаги ифода нолга тенг, у вақтда ифодани (8.6) га олиб бориб қёйсак,

$$I_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{I_0^2}{\omega T} \cdot \frac{\omega T}{2}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad (8.7)$$

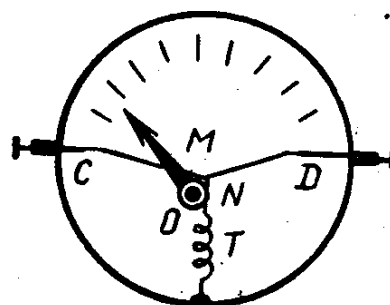
Шундай қилиб, синусоидал ток учун ток кучининг эффектив қиймати амплитуда қийматидан $\sqrt{2}$ марта кичикдир.

Худди шунингдек ЭЮК ва кучланишнинг эффектив қиймати ҳам амплитуда қийматидан $\sqrt{2}$ марта кичик бўлади;

$$E_{\text{эф}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}, \quad U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad (8.7a)$$

Ўзгарувчан ток занжирларида токни ва кучланишни селчаш учун кўрсатишлари токнинг йўналишига боғлиқ бўлмаган асбоблар ишлатилади. Бундай асбобларни иссиқлик ўлчов асбоблари деб аталади.

Иссиқлик ўлчов асбобларининг асосий қисми CD сим толасидан иборат бўлиб, унинг ўртасига иккинчи MN ип уланган. Бу ип О блок орқали Т пружина билан тортилиб туради (169-расм). Блокка стрелка ўрнатилган. Ўлчанадиган ток



169-расм.

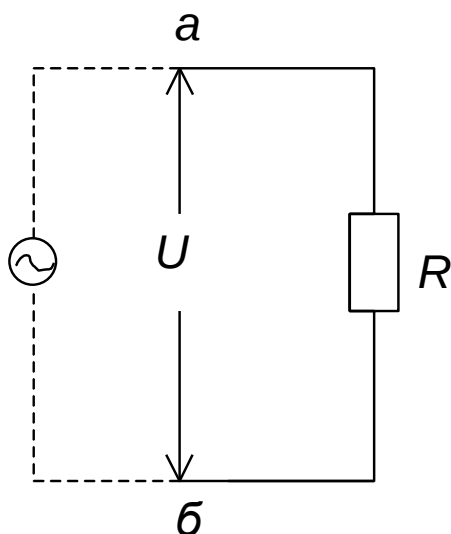
С ва D клеммаларга берилиб, CD толадан сэтказилади. Ажраладиган иссиқлик таъсирида CD сим қизийди ва бу кизиш туфайли узаяди. CD сим узайганда MN ипни Т пружина кўпроқ тортади, натижада блокка ўрнатилган стрелка бурилади. CD симдан ўтувчи токнинг кучи қанча катта бўлса, сим шунча кўпроқ узаяди ва стрелка шунча кўпроқ оғади. Шундай қилиб шкалани тегишлича даражалаб олгач, асбобдан ўтаётган ток кучини селчаш мумкин. Бу асбобга кетма-кет қоғошимча қаршилиқ улаб вольтметр сифатида ишлатиш мумкин.

79- §. Ёзгарувчан ток занжирида қаршилиқ

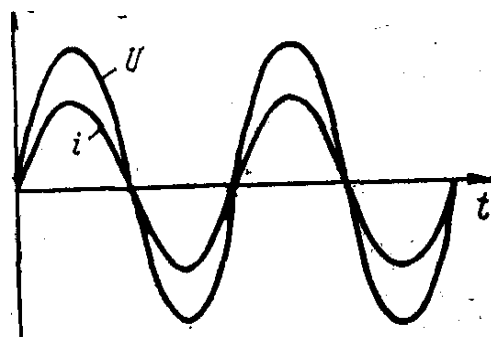
Индуктивлик ва сиёими жуда кичик, ҳисобга олмаса ҳам бўладиган занжирга ўзгарувчан ток генераторидан

$$i = I_0 \sin \omega t$$

ток берилганда занжирда қандай ҳодиса бўлишини қараб чиқайлик. Бунинг учун 170-расмда келтирилган занжирдан фойдаланайлик. 77- § да кўрганимиздек, ЭЮК билан ток кучи бирдек фазада, у вақтда занжирнинг аб қисмидаги занжир қаршилиги R бўлганда кучланишнинг Тушуви



170-расм.



171-расм.

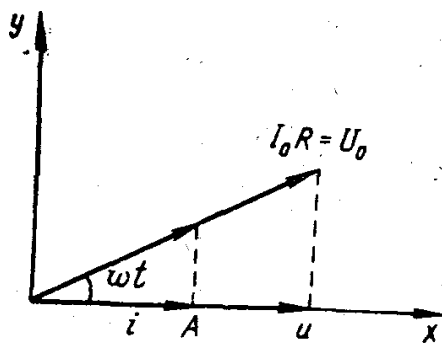
$$U = iR = I_0 R \sin \omega t = U_0 \sin \omega t \quad (8.8)$$

бўлади. Бу ифодадаги $U_0 = I_0 R$ — кучланишнинг амплитуда қийматидир. Қаршилиқдаги ток кучи ва кучланиш тебранвшни график равишда ифодаласак 171-расмдагидек кўринишга эга бўлади ($R > 1$ бўлганда). Бу графикдан кўринадики, кучланиш қай вақтда максимал қийматга эга бўлса, ток кучи ҳам шу вақтда максимал қийматга эга, ва аксинча, кучланиш нолга тенг бўлган вақтда ток кучи ҳам нолга тенгдир. Механикада тебранма ҳаракатларни вектор диаграммаларда ифодаланимиздек, электрда ҳам вектор диаграммалардан фойдаланамиз. Бунинг учун

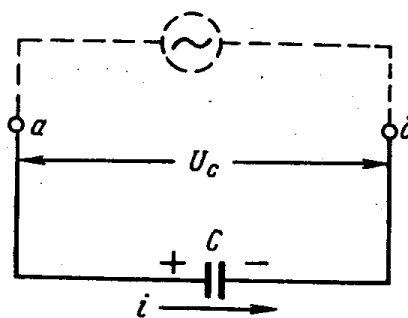
токлар ҕеки тушунчасини киритамиз. Токнинг тебраниши шу токлар ўки йўналиши бҕейича мос тушадиган қилиб танлаб олинади. Юқоридаги кузатаётган ҳолатимизда токлар ўки йўналишида фазалар фарқи бир хил бўлган кучланиш йўналган бўлади. Унинг амплитуда қиймати $U_0 = I_0 R$. 172-расмда ифодаланган вектор диаграммалир.

80- §. Ёзгарувчан ток занжирида сиҳим

Қаршилиги ва индуктивлиги деярли нолга тенг бўлган ўзгарувчан ток занжирига конденсатор уланган бўлсин (173-расм). У вақтда сиҳими C бўлган конденсатор қопламалари орасида зарядларнинг кўчиши рўй бериб, занжирдан ток ўта бошлайди. Бошланишида конденсатор қопламасининг биридан заряд (электрон) кетиши билан бу қоплама мусбат потенциалга, иккинчи зарядни қабул қилаётган қоплама эса манфий потенциалга эга бўлиб, конденсаторнинг умумий потенциали уларнинг йиғиндисига тенг бўлиб максимал қийматга эга бўлади, бу вақтда занжирдан ўтаётган ток нолга тенг бўлади. Конденсатор қопламаларидаги кучланиш нолга тенг



172- расм.



173- расм.

бўлганда эса, ток кучи максимал қийматга эга бўлади. Чунки, уланган ўзгарувчан ток манбаи бераётган ток

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.9)$$

окиб ўтаётган заряд эса

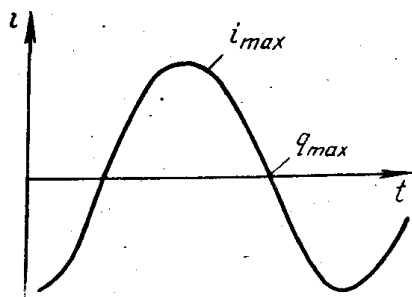
$$q = \int i dt = I_0 \int \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega t \quad (8.10)$$

га тенг. Конденсатор қопламаларидаги кучланиш

$$U = \frac{q}{C} = \frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = \frac{I_0}{\omega C} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (8.11)$$

бўлади.

(8.3) билан (8.10) ни таққосласак, контурдаги кучланишнинг



174-расм.

тебраниши ток кучининг тебранишидан $\frac{\pi}{2}$ фазага орқада қолар экан. Демак, ток кучининг амплитуда қиймати кучланишнинг амплитуда қийматидан $\frac{T}{4}$ давр олдин ҳосил бўлади. Чунки, ток маълум вақтгача бир йўналишда борганда

конденсатордаги заряд миқдори ҳам ортиб боради. Ток кучи максимумдан ўтиб камая борганда ҳам заряд орта бориб, максимумга етганда ток кучи нолга тенг бўлади (174-расм).

(8.11) дан конденсатор қопламасидаги кучланишнинг максимал (амплитуда) қийматини аниқласак,

$$U_0 = \frac{I_0}{\omega C} \quad (8.11a)$$

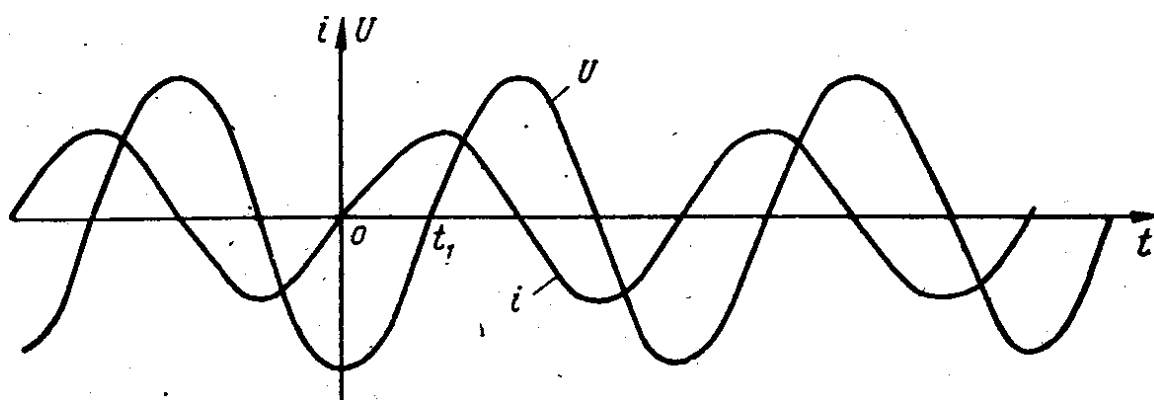
Бу ифодани занжирнинг бир қисми учун Ом қонуни билан солиштирсак, $\frac{1}{\omega C}$ қаршилик ролини ойнай экан. Шунинг учун бу ифодани

$$R_C = \frac{1}{\omega C} \quad (8.12)$$

сиёҳим қаршилик дейилади.

(8.11) дан кўринадики, конденсатор қопламаларидаги заряд сиёҳимга тўғри пропорционал бўлгани учун, сиёҳим канча катта бўлса, занжир бўйлаб кўчувчи заряд ҳам шунча кўп бўлади. Частота канча катта бўлса, конденсатор шунча тез зарядланади ва разрядланади. Демак, занжир бўйлаб вақт бирлигида шунча кўп заряд ўтади. Шунинг учун частота ва сирим канча катта бўлса, сиёҳим қаршилик шунча кичик бўлиб, ток кўп ўтади.

(8.9) ва (8.11) ни график равишда ифодаласак, 175-расмдаги график



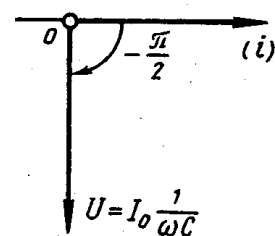
175-расм.

ҳосил бўлади.

Олинган катталикларни вектор кўринишда ифодаласак, кучланиш вектори ток ўқи билан мос келмасдан, у билан 176- расмда кўрсатилгандек

$-\frac{\pi}{2}$ бурчак ҳосил қилади.

(8.12) га СИ системасида даврий частота ва сиёҳим бирликларини қўйсак, қаршилик бирлиги Ом келиб чиқади. Конденсатордан ўтаётган ток иссиқликка айланмаётганлиги учун сиёҳим қаршилигига реактивлик қаршилик. дейилади.

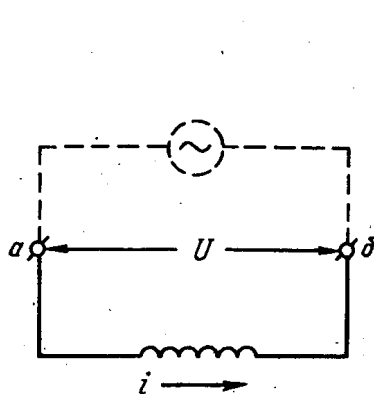


176- расм.

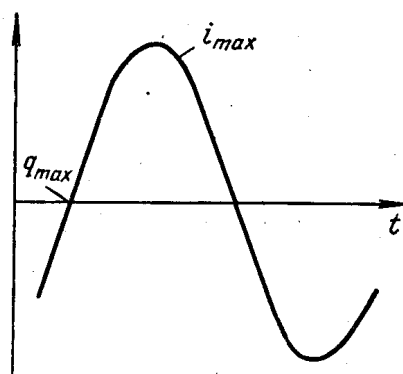
(5.11) га СИ системасида даврий частота ва сиҳим бирликларини қўйсак, қаршилиқ бирлиги Ом келиб чиқади. Конденсатордан ўтаётган ток иссиқликка айланмаётганлиги учун сиҳим қаршилигига реактив қаршилиқ дейилади.

81- §. Ёзгарувчан ток занжирида индуктивлик

Ёзгарувчан ток занжирига фақат индуктивлиги L бўлган ғалтак уланган бўлсин (177-расм). У вақтда бу занжирдан ўтаётган ток синусоидал бўлиб, қуйидагича ифодалангандир.



177- расм.



178- расм.

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.3)$$

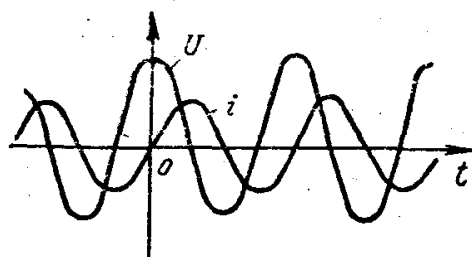
Индуктив ғалтакдан бундай ўзгарувчан ток ўтишида ўзиндукция ЭЮКи ҳосил бўлади. У қуйидагича ифодаланади:

$$E_i = -L \frac{di}{dt}$$

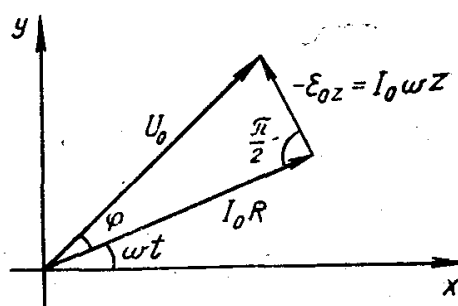
У вақтда ғалтак уланган қисмдаги потенциалнинг тушуви ҳам шу ЭЮК га микдор жиҳатидан тенг бўлади. Агарда ток йўналиши расмда кўрсатилгандек бўлса, яъни

$$U = -E_i = L \frac{di}{dt} \quad (8.13)$$

(8.13) га (8.3) ифодани келтириб қўйсак, ғалтакдаги кучланишнинг тебраниш ифодаси келиб чиқади:



179-расм.



180-расм.

$$U_L = L \frac{di}{dt} = I_0 L \omega \cos \omega t = I_0 L \omega \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (8.13a)$$

(8.13") билан (8.3) ифодаларни таққосласак, занжирда ток кучининг тебранишидан индуктивликда кучланишнинг тебраниши $\frac{\pi}{2}$ фазага олдинда боради. Чунки косинус ҳосиласи косинус нолга тенг бўлганда энг катта қийматга эга бўлади, аммо косинус максимумга эга бўлишидан чорак давр олдин унинг ҳосиласи максимум қийматга эга бўлади (178-расм). Занжирнинг омик қаршилиги ($R \rightarrow 0$) ҳисобга олинмагани учун занжир учларига берилган кучланиш индуктивликда ҳосил бўлган ЭЮК нинг тескари ишораси билан олинган қийматига тенг бўлиб, бу токнинг ўзгариш тезлиги $\left(\frac{di}{dt} \right)$ га боғлиқ. Шунинг учун токнинг нол қийматдан ўтишида ЭЮК максимал қийматга эга бўлади.

(8.13a) ифодадан максимал қиймати $U_0 = I_0 L \omega$ ни Ом қонуни билан таққосласак, $L \omega$ ифода қаршилик ролини ойнайди. Шунинг учун унга индуктив қаршилик дейилади;

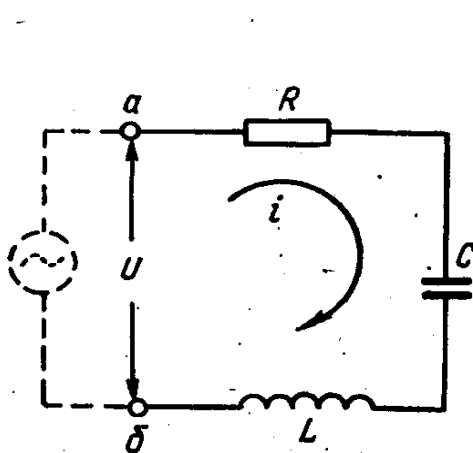
$$R_L = \omega L \quad (8.14)$$

(8.14) дан кўринадики, қаршилик индуктивликка, даврий частотага тўғри пропорционал бўлар экан. Бу ифодага индуктивлик ва частота СИ даги бирлигини қўйсак, қаршилик бирлиги Ом келиб чиқади. Аммо бу қаршилик ҳам сиғим қаршилиги каби реактивдир, яъни ток оетиши натижасида ғалтакда Жоуль — Лени, иссиқлиги ажралиб чиқмайди.

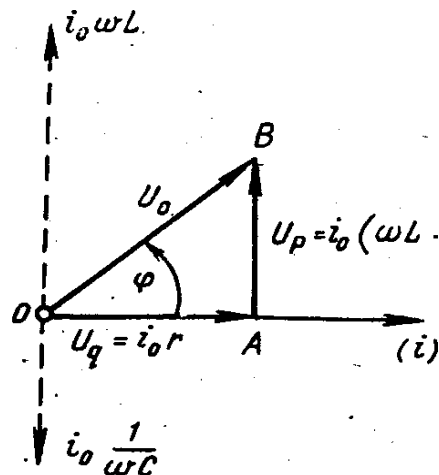
(8.3) ва (8.13°) ни график равишда ифодаласак, уларнинг силжишлари 179-расмда аниқ кўриниб турибди. Олинган катталикларни вектор диаграммасини чизсак, унда ток ўқиға нисбатан индуктивликда кучланиш тушувининг амплитуда қиймати $\frac{\pi}{2}$ га олдинлиги 180-расмда кўринади. Индуктив қаршиликни орттириш учун бир-биридан ажратиш учун лакланган симдан иборат темир ўзак киритилади. Бундай ғалтакка дроссель дейилади.

82- §. Ёзгарувчан ток учун Ом қонуни

Умумий ҳолда берилган ўзгарувчан ток занжирида сиғими C бўлган конденсатор, индуктивлиги L бўлган ғалтак ва R қаршиликдан иборат занжирга кетма-кет равишда ўзгарувчан ток манбаи 181-расмда кўрсатилгандек уланган бўлсин. Бу занжирдан ўтаётган ток юқорида кўрганимиздек синусоидал бўлсин:



181- расм.



182- расм.

$$i = I_0 \sin \omega t \quad (8.3)$$

Занжирдаги умумий кучланишнинг қиймати уланган кат-таликлардаги кучланишнинг йиғиндисига тенг. Аммо улар ҳам олдинги параграфларда кўрганимиздек фазалари билан фарқ қилган ҳолда синусоидал ўзгарадилар.

$$U = U_R + U_C + U_L = iR + i(R_C + R_L) = U_a + U_p$$

Бу кучланишларни ток ўқиға нисбатан вектор -диаграммасини чизсак, 182-расмдаги кўринишдаги учбурчак ҳосил бўлади. Диаграммада бу катталикларнинг амплитуда қийматлари ифодаланган. Бу ифодадаги U_a — R актив қаршиликдаги кучланишнинг тебраниши бўлиб, ток ўқининг йўналишида унинг амплитудаси $I_0 R$ дан иборат: $U_p = U_C + U_L$ — бу занжирда иссиқлик ажралмайдиган қисми бўлиб, реактив қаршиликларда кучланишнинг тебранишини ифодалайди. Улар ўзаро қарама-қарши йўналишда бўлиб, натижавий ток ўқиға тик йўналган, унинг амплитудаси $I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$ дан иборат. 182- расмда ифодаланган вектор диаграммадан фойдаланиб, ток ўқи билан натижавий кучланиш орасидаги бурчак — силжиш фазасини ва бу занжир учун Ом қонунини ёзамиз. Учбурчак АОВ тўғри бурчакли учбурчак бўлиб ундан фаза силжишини аниқласак,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{AB}{OA} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (8.15)$$

Пифагор теоремасига асосан кучланиш амплитудаси

$$U_0 = \sqrt{OA^2 + AB^2} = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \quad (8.16)$$

(8.16) дан ток кучининг амплитуда қийматини топсак,

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U_0}{Z} \quad (8.17)$$

хосил бўлади. Бу ўзгарувчан ток занжири учун Ом қонунини ифодалайди. (8.17) даги

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R_a^2 + R_p^2} \quad (8.18)$$

занжирнинг тўсала қаршилиги дейилади. Бунда

$$R_p = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (8.19)$$

реактив қаршиликдир. Бу ёзилган ифодаларда ўзгарувчан ток генератори ҳисобга олинмасдан фақат занжир қисмларига уланган қаршилик, конденсатор ва индуктивлик ҳисобга олинган. Агар генераторнинг ЭЮКи ни ҳисобга олсак, (8.15) ўзгармайди, аммо (8.17) нинг кўриниши ўзгаради:

$$I = \frac{E_0}{Z} \quad (8.17a)$$

Демак, кучланиш амплитудаси сёрнида ЭЮКнинг амплитуда қиймати иштирок этади.

83-§. Ўзгарувчан ток занжирида резонанс ҳодисаси

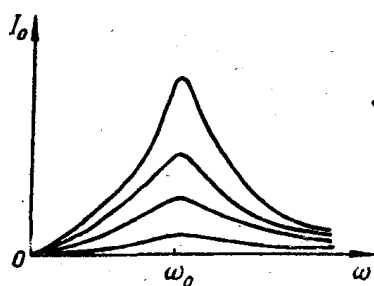
Актив қаршилик (R), конденсатор (C) ва индуктив ҳалтак (L) кетма-кет уланган занжирга ЭЮКи

$$E = E_0 \sin \omega t$$

бўлган ўзгарувчан ток манбаи уланганда занжирдан ўтувчи ток ҳам синусоида қонунига (165-е расм) бўйсунди:

$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

Бу ифодадаги ток кучининг амплитуда қиймати (8.17a) бошланғич фазаси эса (8.15) орқали ифодаланади. (8.15) ва (8.17a) ифодалардаги доиравий частотани ўзгартирсак, бу формулалар ифодалаган токнинг амплитуда қийматини, занжирнинг тўсала қаршилигини ва бошланғич фазасини ҳам ўзгаришига олиб келади.



183-расм.

Ток кучи амплитудаси доиравий частота камайиши билан камайиб боради. Агарда частота нолга ($\omega=0$) тенг бўлса, сиёим қаршилик чексиз ($R_c = \frac{1}{\omega C} \rightarrow \infty$) та тенг бўелади. Натижада ток кучи амплитудаси нолга тенг бўелади. Бу вақтда ток доимий токдан ($\omega=0$) иборат бўлиб, у конденсатордан ўтмайди. Агарда доиравий частотанинг ортиб

боришини кузатсак, реактив қаршилик, (8.19) формуладан кўринадики, олдин камайиб боради, натижада тўла қаршилик ҳам камайиб, ток кучи амплитудаси ортиб боради. Шундай ҳолатгача частотани ўзгартирайликки, занжирдаги сиғим ва индуктив қаршиликлар ўзаро тенг бўлиб қолсин. Бу вақтда доиравий частота $\omega^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ бўлиб, реактив қаршилик, (8.19) дан нолга тенг ва занжирнинг қаршилиги фақат омик (актив) қаршиликка тенг бўлиб, занжирнинг қаршилиги энг кичик қийматга эга бўлади. Бу ҳолда ЭЮК билан ток кучи орасидаги фаза силжиши нол ($\varphi=0$) га тенг бўлади. Бу вақтда ток кучининг амплитуда қиймати максимумга етади. Бу ҳодисага кучланиш резонанси дейилади. Доиравий частота орта бораверса ($\omega > \omega_0$), реактив қаршиликнинг квадрати ортиб бориб, занжир қаршилигини орттиради. Натижада ток кучининг амплитуда қиймати асимптотик равишда нолга интилиб боради. Демак, бу ҳолда ток кучининг амплитуда қиймати доиравий частотага боғлиқ ҳолда ўзгарар экан. Бўларнинг ўзаро боғланиш эгрилигига резонанс эгрилиги дейилади. Бу эгрилик максимуми ташқи қаршилик ортиши билан камайиб бориши 183- расмда келтирилган. Бу ҳолда сиғим, индуктивлик ўзгармасдир.

84- §. Ёзгарувчан токнинг иши, қуввати ва унинг фойдали иш коэффиценти

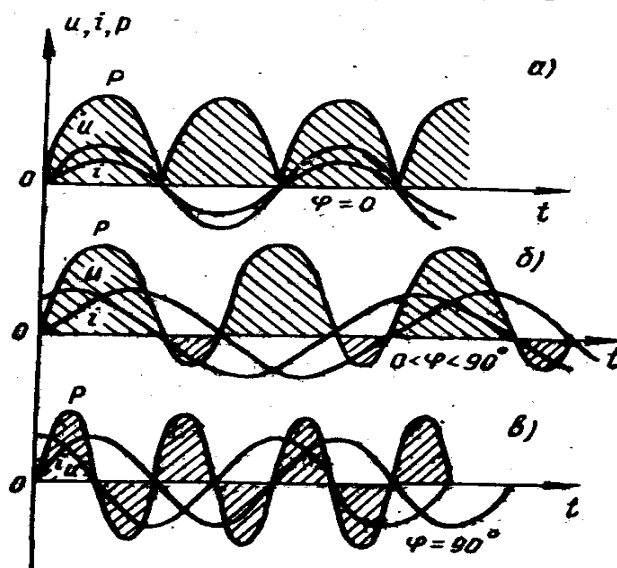
Ёзгарувчан токнинг иши ва қувватини ҳисоблашни оддий, яъни занжирда фақат актив қаршилик мавжуд бўлган ҳолда фойдаланайлик. Чунки бу вақтда кучланиш ва ток кучи бир хил фазада бўладилар:

$$u = U_0 \sin \omega t \text{ ва } i = I_0 \sin \omega t$$

Жуда кичик вақт ичида ўзгарувчан токни деярли ўзгармас ток деб қараб, унинг оний қувватини ҳисобласак,

$$P_t = iu = I_0 U_0 \sin^2 \omega t \quad (8.20)$$

Қувватнинг бу оний қийматининг вақт бўйича ўзгариш графиги 184- а



расмда ифодаланган. Бу расмда кучланиш, ток кучи ва қувватнинг оний қийматлари ифодаланган бўлиб, уларнинг қийматлари ҳар хил, кучланиш ва ток кучи манфий қийматга эга бўлганда ҳам оний қувват мусбат қийматга эгадир.

Аммо биз учун қувватнинг оний қиймати эмас, балки бир неча даврни ўз ичига олган вақтдаги қувватнинг оғртача қиймати керакдир. Бунинг учун шу кузатилаётган вақтда бажарилган ишдан. фойдаланамиз. У вақтда бажарилган иш (5.20) ни ҳисобга олсак, қуйидагича ифодаланади:

$$dA = P_t dt = I_0 U_0 \sin^2(\omega t) dt \quad (8.21)$$

Бир даврда бажарилган иш қуйидаги кўринишни олади:

$$A_T = \int_0^T dA = I_0 U_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt \quad (8.22)$$

Бу ифодада

$$\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{T}{2}$$

эканлигини ҳисобга олсак, (8.22) қуйидагича ифодаланади:

$$A_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 T \quad (8.22a)$$

Бир даврдаги ўртача қувват эса

$$P = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{2} I_0 U_0 = \frac{U_0^2}{2R} \quad (8.23)$$

Ток кучи ва кучланишнинг эффектив қийматларини ўрнига қўйсак, қувват

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} = \frac{U_{\text{эф}}^2}{R} \quad (8.23a)$$

ҳосил бўлади. Бу ўзгармас ток қувватининг ифодасига сўхшайди.

Ўзгарувчан ток занжирини умумий ҳолда олиб, яъни занжирда актив ва реактив қаршиликлар мавжуд бўлганда бажариладиган иш ва қувватни аниқлайлик. Бу ҳолда кучланишлар ва ток кучи орасида фазалар фарқлари мавжуд бўлади. ўзгарувчан ток ўтишида аввал ток кучи 0 дан то максимум I_0 гача орта бориб, ҳар бир қисқа вақтлар dt давомида, кучланиш ва токнинг шу онлардаги қийматига қараб, ўтказгичда ажралган энергия бажарадиган элементар иши

$$dA = i u dt \quad (8.24)$$

бўлиб, $dt_1, dt_2, \dots$ онларда бажарилган ишлар $dA_1, dA_2, \dots$ миқдор жиҳатидан ҳар хил бўлади. Занжирдаги кучланиш ва ток кучининг оний қийматлари

$$u = U_0 \sin \omega t$$

$$i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

бўлиб, dt вақт давомида бажарилган иш (8.24) га асосан

$$dA = I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt \quad (8.24a)$$

оний қувват эса

$$P_t = I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t$$

Биз ҳозирча бир давр (T) давомида ўзгарувчан токнинг бажарган ишини ва ўртача қувватини топайлик. Бу даврда бажарилган ишни аниқласак,

$$A = \int_0^T I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt = I_0 U_0 \left[\cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t + \sin \varphi \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t \right] = \frac{I_0 U_0 T}{2} \cos \varphi + \frac{I_0 U_0 T}{2} \cos(\omega t - \varphi)$$

ҳосил бўлади. Иккинчи қошилувчи ҳаднинг бир даврдаги ўртача қиймати нолга тенг. У вақтда бажарилган иш

$$A_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 T \cos \varphi \quad (8.25)$$

бўлади. Бир даврдаги ўзгарувчан токнинг қуввати

$$P_T = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi \quad (8.26)$$

Фаза силжиши $\varphi = 0$ бўлса, ток билан кучланиш бир моментда 0 ёки максимум бўлиб, исталган онларда уларнинг кўпайтмаси, яъни қувват вақт ўқининг юқори — уст томонида мусбат қийматга эга бўлади (184-а расм).

Бирор пайтда $0 < \varphi < 90^\circ$ бўлса, ток кучи манфий кучланиш эса мусбат бўлиб, бу онга тўғри келган қувват манфий бўлиб, бу қувват вақт ўқидан паст томонга йўналган, яъни манфий томонда ҳам бўлади (184-б расм), бу ҳолда манба қувватининг манфий қисми фойдали иш бажармайди. Бундан кўринадики, оний қувватнинг тебраниши, ишорасининг ўзгариши билан борар экан. Бу вақтда энергиянинг маълум қисми генератор билан ташқи занжир орасида тебранади. Шунинг учун ўртача қувватнинг қиймати камаяди. Агар фаза силжиши 90° бўлса (184-е расм), ҳар бир ярим давр ичида вақт ўзгариши билан чорак давр давомида бир гал ток кучи кучланишдан 90° га силжиса, уларнинг фаза йўналиши бир томон бўлиб, қувват мусбат, иккинчи 90° га силжишда ток кучи билан кучланишнинг йўналишлари қарама-қарши бўлгани учун (уларнинг кўпайтмаси қувват) манфий бўлади ва вақт ўқининг пастига ўрнашади. Бу вақтда занжирда чорак давр давомида индукцион җалтакда ҳосил бўлган магнит майдон энергияси $\frac{LI^2}{2}$ ни җалтак ўзига олса, ундан кейинги чорак давр давомида шу энергиянинг ўзини ток манбаига қайтариб юборади. Бу манзара ҳар

ярим давр ичида такрорлана бериб фойдали қувват $P = I_0 U_0 \cos 90^\circ = 0$ бўлади. Бундай токка ваттсиз ток дейилади.

Шундай қилиб, ўзгарувчан ток манбаига уланган системалар оладиган фойдали қуввати фаза силжишига боғлиқ ҳолда нолдан максимумгача бўлиши мумкин.

Амалда, электротехникада учрайдиган ўзгарувчан ток занжиридаги қувватдан тўлиқ фойдаланиш учун фаза силжишига боғлиқ $\cos \varphi$ қийматини бирга тенглаш учун курашадилар, амалда бу $\cos \varphi$ ўзгарувчан токнинг фойдали қувват коэффиценти деб юритилади.

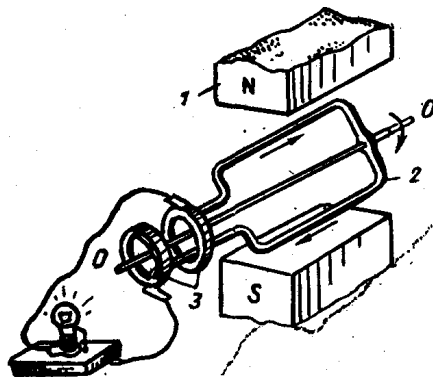
Ток кучи ва кучланишнинг эффектив қийматлари орқали (8.26) ни ифодаласак, қувват қуйидаги формула билан аниқланади:

$$P = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} \cos \varphi \quad (8.26a)$$

Индуктив ва сиғим қаршиликларда ток кучи билан кучланиш орасидаги фаза силжиши $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ га тенг эди. Демак, (8.26a) формулага асосан, занжирнинг индуктив ва сиғими қаршиликларидан ток ўтиб туришига қарамасдан, уларда энергия умуман ажралиб чикмайди, сарфланувчи қувват нолга тенг бўлади, чунки конденсаторда электр майдон ҳосил қилишга даврий равишда сарф бўладиган (конденсатор зарядланишида) энергия, бу майдон йўқолишида (конденсаторнинг разрядланишида) шундай даврийлик билан занжирга қайтади. Худди шунингдек, ўзиндукция ғалтагининг магнит майдонини ҳосил қилишга (токнинг ўсиш вақтида) даврий равишда сарфланадиган энергия ҳам бу майдоннинг йўқолишида (токнинг камайиш вақтида) шу миқдорда ва шундай даврийлик билан занжирга қайтарйлади. Фақат актив қаршилик бўлгандагина электр энергия оётказгичнинг ички энергиясига айланади, натижада оётказгич қизийди.

85- §. Ёзгарувчан ток генератори

Бирор турдаги (иссиқлик, механик, ёруғлик ва ҳоказо) энергияни электр энергиясига айлантирувчи қурилмалар генераторлар деб аталади. Масалан, электростатик машиналар, термобатарейалар, гальваник элементлар, фотоэлементлар ва шу кабилар генераторлар жумласига киради.



185-расм.

Ҳозирги вақтда электр энергиясини ишлаб чиқаришда индукцион генераторлар энг муҳим роль ойнайди. Бу генераторларнинг ишлаши электромагнит индукция ҳодисасига асосланган. Индукцион генераторларнинг жуда кўп турлари мавжуд. Лекин генераторларнинг ҳаммасида, уларнинг ишлаши учун жуда зарур бўлган бир хил умумий қисмлари бор. Улар қуйидагилар:

1. Магнит майдонни ҳосил қилувчи электромагнит ёки доимий магнит. Бу қисми индуктор деб аталади.

2. Якорь деб аталадиган қисми. Бу қисм ЭЮК индукцияланадиган чулҳамдан иборат.

3. Коллектор деб аталадиган қисми, қўзғалмас четкаларга тегиб турадиган ҳалқалар.

Булардан ташқари генераторнинг қўзғалмас қисми статор, айланувчан қисми ротор деб аталади.

185- расмда ўзгарувчан ток берадиган энг содда генераторнинг тузилиш схемаси кўрсатилган.

Схемада кўриниб турганидек, индуктор (доимий магнит—1) магнит майдонни ҳосил қилади. Ток якорь (рамка —2) да вужудга келади. Ток ташки занжирга коллектор (ҳалқалар ва четкалар —3) ёрдамида ўтади. Четкалар билан ҳалқалар орасида сирпанувчи контакт бор, бу контакт четкаларга уланган қўзғалмас ўтказгичларнинг айланувчи якорга доимо тегиб туришини таъминлайди. Якорь чулҳамларининг учлари бир-биридан изоляцияланган ҳалқаларга уланган. Бу генераторда индуктор — статор, якорь — ротор вазифасини ўтайди.

Рамка доимий магнит майдонида жойлаштирилганда рамка юзасидан ўтувчи магнит оқими

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t = \Phi_0 \cos \omega t$$

$\vec{B}$ — магнит майдон индукцияси, S — рамка юзи, α — рамка юзига оётказилган нормал билан магнит индукция вектори орасидаги бурчак. Энди рамкани ω бурчак тезлик билан текис айланма ҳаракатга келтирганимизда, рамкада индукцион ЭЮК ҳосил бўлади:

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin \omega t = E_0 \sin \omega t \quad (8.27)$$

Агар рамка битта сѐрамдан эмас, балки N та сѐрамдан иборат бўлса, индукция ЭЮКнинг амплитудаси ҳам N марта катта бўлади. Чунки, бунда N та сѐрамни кетма-кет уланган N та рамка деб қараш мумкин, уларнинг ҳар бирида амплитудаси E_0 бўлган ЭЮК индукцияланади, натижавий ЭЮК нинг амплитудаси эса E_0 дан N марта катта бўлади. Шунинг учун амалда кучланишни орттириш учун рамкага кўплаб сѐрамлар сѐралади. Сѐрамлари айланувчи ва магнит системаси кўзғалмас бўлган бундай ўзгарувчан ток генератори жуда кам учрайди. Бўнга сабаб бундай системадаги генераторларнинг нуксонли бўлишидир. Гап шундаки, сирпанувчи контактлар ёрдамида генератордан олинadиган юқори кучланишларни олиб кетиш амалда мумкин эмас, чунки сирпанувчи контактларда кучли учқун ҳосил бўлади. Буни бартараф қилиш учун кўпчилик ўзгарувчан ЭЮК индукцияланадиган якорни кўзғалмас (статор) қилинади, уларда индуктор (ротор) айланади.

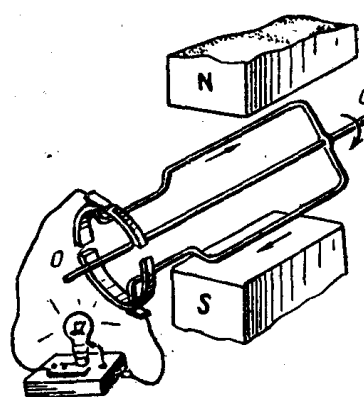
Умуман олганда, генератор ҳосил қилаётган ЭЮКнинг катталиги статор чулғамларининг селчамлари ва хилига, ротор магнит майдонининг катталигига ҳамда унинг айланиш тезлигига боғлиқ бўлади.

86- §. Ёзгармас ток генератори

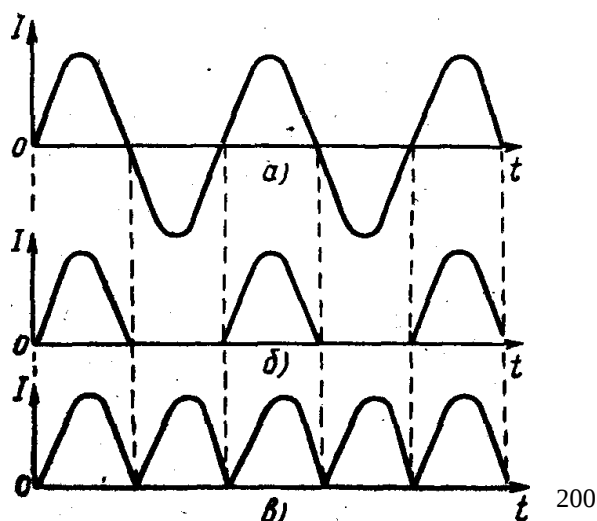
Техникада ва турмушда асосан ўзгарувчан ток қўлланилади. Лекин кўп ҳолларда ўзгармас ток ҳам керак, бўлади. Масалан, саноатда, электрокимё соҳасида, электр транспортда ва алоқада.

Ёзгармас ток кўпинча токни тўғрилагичлар деб аталadиган махсус қурилмалар ёрдамида ҳосил қилинади. Ҳар қандай тўғрилагичнинг ишлаши фақат маълум бир йўналишда ток ўтказадиган занжир қисмлари ҳосил қилиш мумкинлигига асосланган. Икки электродли лампалар (диодлар) шундай хусусиятга эга.

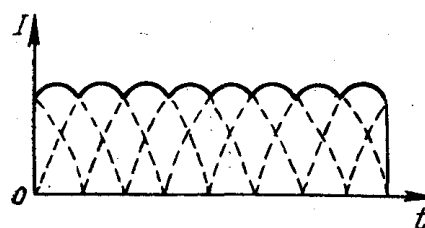
Ёзгармас токни махсус генераторда ҳам ҳосил қилиш мумкин. Бунинг учун ўзгарувчан ток генераторидаги ҳалқаларни ярим ҳалқалар



186-расм.



187- расм.

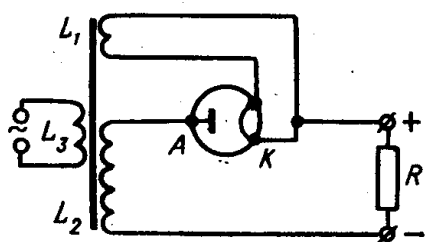


188-расм

билан алмаштириш керак. Бу ярим ҳалқаларга рамка чулҳамининг учлари маҳкамланади (186-расм). Ярим ҳалқалар оёққа маҳкамланган бўлиб, серамлар билан биргаликда айланади ва бунда кўзҳалмас ҳоёткаларга тегиб ўтади. Серамдаги ток ўз йўналишини ўзгартирганда ярим ҳалқалар ҳоёткаларини ўзгартиради. Шунинг учун ташқи занжирда пайдо бўлган ток ҳамма вақт бир хил йўналишда бўлади, бироқк унинг катталиги вақт ўтиши билан ўзгаради. Бундай токни пульсацияланувчи ток деб аталади. 187- расмда ўзгарувчан (а), тўҳриланган (б) ва пульсацияланувчи (в) токнинг графиклари кўрсатилган. Пульсацияланувчи токда ток кучининг катта ўзгаришларини бартараф қилиш учун якорь чулҳамлари кўп ғалтаклар (секциялардан тузилади, улар бир-бирига маълум бурчак остида қия қилиб жойлаштирилади ва бу секциялар ўзаро кетма-кет уланади. Бундай уланганда ташқи занжирда ток кучи нолгача пасайиб камайиб кетмайди. Секциялар сони кўп бўлганда токнинг ўзгаришлари ҳам унча кўп бўлмайди (188-расм). Одатда якорда 100 га яқин секция бўлади. Бундай коллектордаги ярим ҳалқалар сөрнига бир-биридан изоляцияланган пластиналар сөрнатилади. Коллектор пластиналарининг сони секциялар сонига тенг бўлади. Коллекторнинг ҳар бир пластинасига бир секциянинг охири ва бундан кейинги секциянинг учи уланади. Бу ҳолда пульсацияланувчи ток эмас, балки деярли ўзгармас ток олинади.

87- §. Ёзгарувчан токни тўҳрилаш

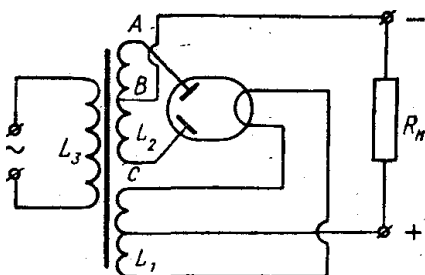
Биз 50- параграфда икки электродли электрон лампа — диоднинг ишлаш принципи билан танишиб чиққан эдик. Шу сабабли диоддан ўзгарувчан ток тўҳрилагич сифатида фойдаланиш мумкин. Ёзгарувчан токни тўҳрилашда ишлатиладиган икки электродли лампалар кенотронлар деб аталади. 189-расмда ўзгарувчан токни кенотрон ёрдамида тўҳрилашнинг принципиал схемаси берилган.



189- расм.

L_3 ғалтакда ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилади, демак, L_1 ва L_2 ғалтакларда ўзгарувчан ЭЮК индукцияланади ва занжирда ўзгарувчан ток вужудга келади. L_1 ғалтак катодни ҳоёлантириш токи билан таъминлайди. L_2 ғалтак эса анодга ўзгарувчан кучланиш беради. Анодда катодга нисбатан мусбат

потенциал бўлганида шу ярим даврда лампа ва R қаршилик орқали ток ўтади. Анод манфий потенциалга эга бўлганда лампа берк бўлади, лампа ва R қаршилик орқали ток ўтмайди. Шундай қилиб, қаршилиги K бўлган ўтказгичдан тўҳрилагичга кучланишнинг ҳар бир мусбат



190-расм.

ярим даври давомидагина ток ўтади (187-а, б расм). Расмда вақт ўтиши билан ток кучининг тўҳрилангунга қадар (а) ва тўҳрилангандан кейин (б) ўзгариш графиклари келтирилган. Бу ток пульсацияланувчи, катталиқ жиҳатдан ўзгарувчидир. 187- б расмдан ўзгарувчан токни тўҳрилаш учун фақат битта ярим давригина фойдаланилаётгани кўриниб турибди. ўзгарувчан токнинг иккала ярим даврдан фойдаланиш учун битта ярим даврли тўҳрилагич ўрнига иккита ярим даврли тўҳрилагич қўлланилади. Иккита ярим даврли тўҳрилагич схема бўйича тўҳрилашда иккита кенотрондан ёки икки анодли кенотрондан фойдаланилади. 190-расмда икки анодли кенотрондан тўҳрилагич сифатида фойдаланишнинг принципиал схемаси берилган. L_2 җалтакнинг А ва В нуқталари орасидаги кучланиш В ва С нуқталари орасидаги кучланишга тенг бўладиган қилиб тенг икки қисмга бўлинган.

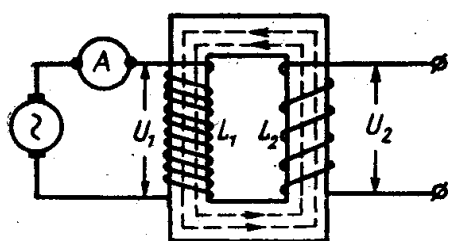
Җалтакнинг А ва С учлари кенотроннинг икки анодига уланган. А нуқтада мусбат потенциал бўлганда С нуқтада манфий потенциал бўлади. Бу ярим даврда анод занжирида ток А нуқтага уланган юқориғи анод орқали ўтади, иккинчи ярим даврда А ва С нуқталардаги потенциалнинг ишоралари алмашинади ва бу ярим даврда анод занжирида ток С нуқтага уланган пастки анод орқали ўтади. Тўла давр давомида ўзгарувчан токнинг иккала ярим даврларида анод занжирида ток бўлади.

Иккита ярим даврли тўҳрилагичдаги пульсацияланувчи токнинг графиги 187- в расмда кўрсатилган. Бу ток махсус филтрлар ёрдамида фақат йўналиш жиҳатидан эмас, балки катталиғи жиҳатидан ҳам ўзгармас токка келтирилади (188- расмга қ.).

88- §. Трансформатор

Кўпгина электр аппаратларини ва асбобларини ишлатишда турли кучланишдан фойдаланишга тўҳри келади. Ҳатто айти бир электр аппаратининг ўзида токнинг турли кучланишлари керак бўлиб қолади. Масалан, радиоприёмникда лампани қўйилантириш учун бир неча вольтгина, унинг кучайтиргичининг ишлаши учун эса бяр неча юз вольт кучланиш керак бўлади. Ваҳоланки, кўпинча ихтиёримизда муайян кучланишли биттагина тармоқ бўлади. Шу сабабли ўзгарувчан токни ўзгартиришга тўҳри келади. Айти бир частотаниннг ўзида ўзгарувчан ток кучланиши билан ток кучини бир вақтда ўзгартириш сезгарувчан токни трансформациялаш дейилади.

Сезгарувчан токни трансформациялайдиган асбоб трансформатор дейилади. Трансформаторнинг ишлаши электромагнит индукция ҳодисасига асосланган.



Трансформатор бир-биридан изоляцияланган пўлат пластиналардан ясалган берк ўзак ва унга кийдирилган

икки җалтакдан иборат бўлиб, җалтаклар бир-бири билан туташмайди (191-расм).

Ўзак берк рамка шаклида бўлиб, махсус поелатнинг алоҳида пластинкаларидан йиҗилади, поелатнинг бу нави қайта магнитланишда кам қизийди. ўзгарувчан ток занжири уланадиган L_1 җалтак бирламчи чулҳам, электр энергияси истеъмолчилари уланадиган L_2 җалтак эса, иккиламчи чулҳам дейилади. Бирламчи чулҳамдан ўтаётган ўзгарувчан ток Трансформаторнинг ўзагида ўзгарувчан магнит оқими ҳосил қилади, бу оқим иккиламчи чулҳамда ўзгарувчан индукция ЭЮК ни вужудга келтиради.

Агар бирламчи чулҳамни серамлар сони N_1 кам, иккиламчи чулҳамни серамлар сони N_2 кўп қилиб олинса, иккиламчи чулҳамда кучланиш юксалади. Бу трансформатор юксалтирувчи трансформатор бўлади.

Агар бирламчи чулҳамнинг серамлар сони кўп, иккиламчи чулҳам серамлар сони кам қилиб олинса (191-расмдагидек), иккиламчи чулҳамда кучланиш пасаяди. Бу трансформатор пасайтирувчи трансформатор бўлади.

Трансформаторнинг иккала чулҳамини айна бир магнит оқими кесиб ўтади, шунинг учун серамнинг қайси чулҳамга тегишли бўлишига қарамай, ҳар бир серамда бирдай ЭЮК вужудга келади:

$$E_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt} = N_1 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$E_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = N_2 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Шундай қилиб, чулҳамларда вужудга келадиган ЭЮК ларнинг нисбати чулҳамлардаги серамлар сони нисбатига тенг бўлади:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2}$$

бу ерда E_1 — бирламчи ва E_2 — иккиламчи чулҳамлардаги ЭЮК бўлади.

Бирламчи чулҳамга қўйилган U_1 кучланиш билан E_1 ЭЮК йиҗиндиси бирламчи чулҳамдаги потенциалнинг тушишига тенг бўлиши керак:

$$U_1 + E_2 = I_1 R_1$$

бу ерда R_1 — чулҳамнинг актив қаршилиги, I_1 — чулҳамдаги ток кучи. Одатда чулҳамнинг актив қаршилиги жуда кичик бўлади, шунинг учун $I_1 R_1$ ҳадни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Шу сабабли

$$U_1 = |E_1| = N_1 \omega \Phi_0 \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Трансформаторнинг иккиламчи чулҳами очик бўлганда (бунда $I_2 = 0$ бўлади), унинг учларидаги кучланиш қуйидагига тенг:

$$U_2 = E_2$$

Булардан фойдаланиб, қуйидаги муносабатни ёзиш мумкин:

$$K = \frac{U_1}{U_2} = \frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (8.28)$$

яъни Трансформаторнинг бирламчи сёрами учларидаги кучланишнинг иккиламчи сёрами учларидаги кучланишга нисбати бирламчи җалтак сёрамлар сонининг иккиламчи җалтак сёрамлари сонига нисбатидек бўлар экан.

К катталиқ трансформация коэффиценти деб аталади. Агар $K > 1$ бўлса, трансформатор пасайтирувчи $U_1 > U_2$, $K < 1$ бўлса, юксалтирувчи $U_1 < U_2$ трансформатор бўлади.

Трансформаторнинг иккиламчи чулҗамига истеъмолчи уланса, энергия бирламчи занжирдан иккиламчи занжирга узлуксиз равишда ўтиб туради. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан, иккиламчи занжирдаги токнинг қуввати бирламчи занжирдаги токнинг қувватига тенг бўлиши керак, яъни

$$I_1 U_1 = I_2 U_2 \text{ ёки } P_1 = P_2$$

бундан

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} \quad (8.29)$$

келиб чиқади. Демак, трансформатор ёрдамида кучланиш неча марта орттирилса, ток кучи шунча марта камаяди ёки аксинча. (8.28) ва (8.29) муносабатларга асосланиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1} \quad (8.30)$$

Бу формуладан кўринадики, трансформаторнинг бирламчи ва иккиламчи җалтакларидаги нагрузка токлари, шу җалтаклардаги сёрамлар сонига тескари пропорционал бўлади. Чулҗамларда ва ўзақда иссиқлик ажралиб чиқиши туфайли ва энергиянинг бошқа хил исрофлари мавжуд бўлиши туфайли (8.29) муносабат тахминан бажарилади.

Қуйидаги

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{I_2 U_2}{I_1 U_1} \quad (8.31)$$

муносабат трансформаторнинг ФИК ни билдиради. Ҳозирги замон кудратли трансформаторларида бу коэффицент 94—99 фоизга етади.

89- §. Электр энергиясини олисга узатиш

Электр энергиясини бошқа хил энергиялардан афзаллиги шундаки, уни олис жойларга жуда қисқа вақтда узатиш мумкин.

Электр энергияси олис жойларга узатилганда узатиш линияларида энергия сезиларли миқдорда исроф бўлади, чунки ток узатиш ўтказгичлари орқали ўтганда уларни қиздиради. Жоуль — Ленц қонунига

мувофиқ, օтказгич симларини қиздириш учун сарф бօеладиган энергия миқдори

$$Q = I^2 R t$$

формула билан аниқланади, бу ерда R օтказгич қаршилиги. Электр энергиясини узатиш фойдалироқ бўлиши учун ўтказгичларни қиздиришга кетадиган иссиқлик энергияни мумкин қадар камайитириш керак. Жоуль-Ленц қонуни бу масалани ҳал қилишнинг икки йўлини кўрсатиб беради:

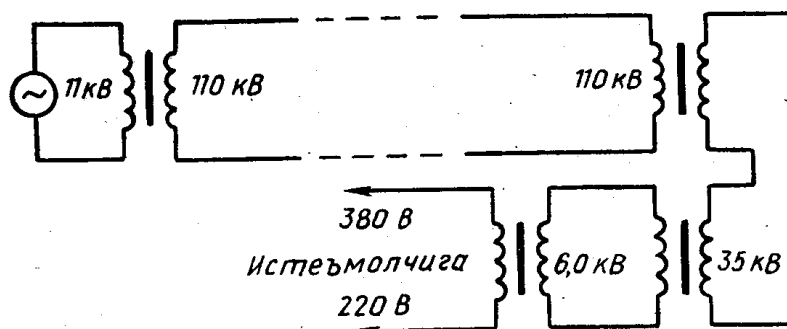
1) Энергия օтказгич симларининг қаршилигини камайитириш керак. Бунинг учун йօғон симлар ишлатиш керак. Лекин турмушда буни амалга ошириб бўлмайди, чунки ўтказгичнинг қаршилигини неча марта камайитрилса, унинг массаси шунча марта ортади. Қиммат турадиган рангли металлларни бунчалик кўп сарфлашга йўл қўйиб бўлмайди. Бундан ташқари, оғир симларни баланд минораларга օрнатиш билан бoғлик бўлган ва бошқа кийинчиликлар ҳам туғилади,

2) Узатиш ўтказгичларидаги ток кучини камайитириш керак. Аммо ток қувватини сақлаш учун ток кучини фақат кучланишни ошириш йўли билангина камайитириш мумкин.

Электр энергияси ўзатиш ўтказгичлари орасидаги кучланиш қанча юқори бўлса, у шунчали фойдали бўлади, чунки $P = IU$ қувват формуласидан кўринишича, ток кучи шунча камаяди ва ўтказгичлардаги исроф ток кучи катталигининг квадратиға пропорционал равишда камаяди.

88- параграфда кўрганимиздек, трансформатор ёрдамида ўзгарувчан токнинг узатиладиган қувватини ўзгартирмаган ҳолда унинг кучланишини ўзгартириш мумкин. Шу сабабли, ҳозирги замон шароитида электр энергиясини олисга узатишни трансформаторсиз амалга ошириш мумкин эмас.

Электр энергиясини олисга узатиш схемасини қуйидагича тасаввур қилиш мумкин (192- расм). Электр станциясига юксалтирувчи



192-расм.

трансформатор ўрнатилади. Юқори кучланишли ток энергияси истеъмолчига узатилади. Истеъмолчи олдига пасайтирувчи трансформаторлар ўрнатилади. Шундай қилиб, истеъмолчи электр

энергиядан ҳаёт учун хавфсиз ва изоляциянинг махсус усуллари талаб этмайдиган нормал кучланишдан фойдаланади.

90-§. Электромагнит тўлқинлар ва электромагнит майдон

Ўтган асрнинг 60-йилларида Максвелл электр ва магнит ҳодисаларининг ягона назариясини яратди. Бу назарияни электромагнит майдон назарияси деб аталади. Максвелл назариясининг асосида электр ва магнит майдонларининг ўзаро узвий боғланишда эканлигини ифодаловчи иккита муҳим Ҳоя ётади:

1. Вақт давомида ўзгарувчи ҳар қандай магнит майдон электр майдонни юзага келтиради;

2. Вақт давомида ўзгарувчи ҳар қандай электр майдон эса магнит майдонни юзага келтиради.

Биринчи Ҳоянинг тўғрилигини электромагнит индукцияси ҳодисаси тасдиқлайди.

Бизга маълумки, электромагнит индукция ҳодисасига биноан индукцион ток вақт ўтиши билан ўзгарадиган магнит майдондаги кўзғалмас контур ёки вақт ўтиши билан ўзгармайдиган магнит майдонда ҳаракатланувчи контурда ҳосил бўлади, яъни индукцион ЭЮК

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_w dS = \int \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (9.1)$$

бўлиб, иккинчидан майдон кучланганлик векторининг циркуляциясига тенг эди:

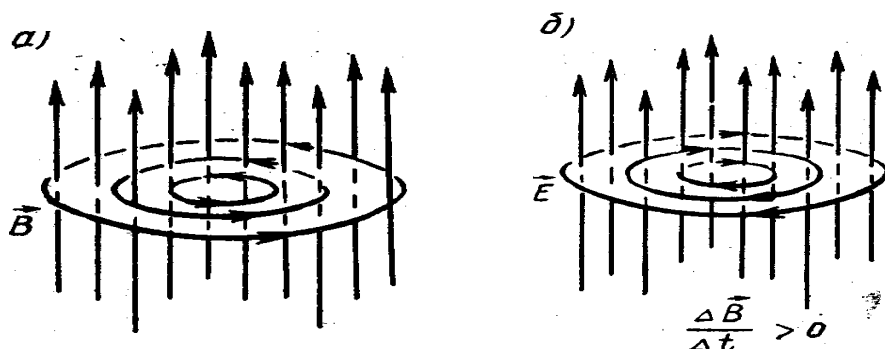
$$E_i = \oint_l E_l dl. \quad (9.1a)$$

(9.1) формуладаги $\vec{B}$ вақтга ҳам, координатага ҳам боғлиқ. Бу иккала ифода ҳам индукцион ЭЮК ни ифодалогани учун ўнг томонлари ҳам тенг:

$$\oint E_l dl = \int \left(\frac{dB}{dt} \right) dS. \quad (9.2)$$

(9.2) Максвелл электромагнит назариясининг асосий тенгламаларидан биридир. Бундан, магнит майдонининг ўзгариши билан контурда электр зарядларига таъсир қилувчи ташқи кучларни юзага келиши кўринади. Бу ташқи кучлар контурда рўй бериши мумкин бўлган кимёвий иссиқлик жараёнлари ҳам, ва Лоренц кучлари ҳам бўлиши мумкин эмас. Демак, индукцион ток контурида ҳосил бўлувчи электр майдони туфайли юзага келади, ҳамда кўзғалмас ўтказгичдаги электр зарядларни тартибли ҳаракатга келтирувчи электр майдонни бевосита ўзгарувчи магнит майдон яратади, деб айта оламиз. Бироқ бу электр майдон биз шу вақтгача тилга олиб келган электростатик майдондан фарқ қилади. Электростатик май-

донни электр зарядлари ҳосил қилади, бу майдон потенциал ҳарактердаги майдон бўлиб, унинг кучланганлик чизиклари заряддан бошланиб зарядда тугар эди. Магнит майдон ўзгарганда юзага келадиган электр майдон эса магнит майдоннинг индукция чизикларига ўхшаш берк чизиклардир. (193-а ва б расмлар) Бу майдон уярмавий электр майдон деб аталади. Демак, электр майдон потенциал ва уярмавий кўринишда ҳосил бўлар экан.



193-расм.

Максвеллнинг иккинчи ҳояси, яъни электр майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгариши, магнит майдонни юзага келтириши лозимлиги ҳақидаги фикри ҳам жуда самарали чиқди.

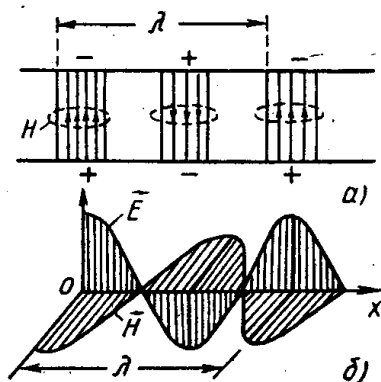
Буни электромагнит тўлқинларнинг очилиши, электр майдоннинг вақт ўтиши билан ўзгариши магнит майдонни юзага келтиришни тасдиқловчи асосий факторлардан биридир.

Уларнинг ҳаракат тенгламаси қуйидагича

$$E = E_0 \sin \omega t \text{ ва } H = H_0 \sin \omega t.$$

Бу майдон маълум йўналишда тарқалаётган бўлгани учун у ўз тарқалиш йўналишида яна муҳитнинг навбатдаги нуқтасини ҳам гармоник тебантиради. Унинг ҳаракати 0 нуқтага нисбатан $\tau = \frac{x}{v}$ вақтга кечикади.

Бу нуқтанинг ҳаракат тенгламаси



194- расм.

$$E = E_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right) = E_0 \sin (\omega t - kx) \quad (9.3)$$

Худди шу каби

$$H = H_0 \sin (\omega t - kx) \quad (9.3a)$$

Бу (9.3), (9.3a) тенгламалар ясси тўлқин тенгламаларидир. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ -тўлқин сони.

Даврий равишда ўзгарадиган электромагнит майдоннинг фазода тарқалиш жараёнига электромагнит тўлқин дейилади.

Электромагнит тўлқинда электр ва магнит майдонларнинг оний тақсимланиши 194-расмда ифодаланган. Булардан кўринадики, электр ва магнит майдонларнинг юқоридаги вақт бўйича ўзгариш қонуниятлари бир хил экан, демак, улар бир хил фазададир.

Шундай қилиб, Максвелл электр ва магнит майдонлар бир-бирига чамбарчас боғланганлигини назарий йўл билан асослаб берди. Электр майдон кучланганлигининг ўзгариш тезлиги $\frac{dE}{dt}$ қанча катта бўлса, бу

электр майдонга боғлиқ равишда вужудга келадиган магнит майдон ҳам шунча кучли бўлади. Худди шунингдек, магнит майдон индукцияси векторининг ўзгариш тезлиги қанча $\frac{dB}{dt}$ катта бўлса, магнит майдон билан

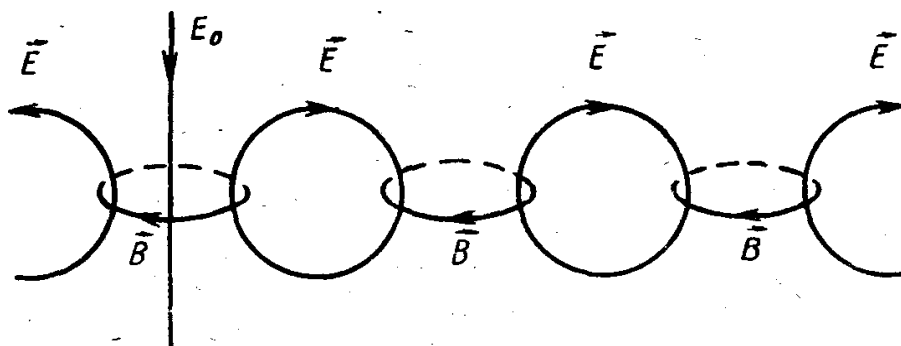
боғлиқ равишда ҳосил бўлган электр майдон ҳам шунча кучли бўлади. Демак, ўзарувчан магнит майдон билан тўлган фазо айна вақтда ўзгарувчан электр майдон билан ҳам тўлган бўлади, деган хулоса чиқади.

Электр майдон билан магнит майдон ўртасидаги ўзаро боғланиш кашф қилингандан кейин бу майдонлар бир-биридан ҳоли, бир-биридан мустақил мавжуд бўла олмаслиги аён бўлиб қолди.

Ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилинар экан, айна бир пайтда фазода ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлмай иложи йўқ ва аксинча, ўзгарувчан магнит майдонсиз ўзгарувчан электр майдон мавжуд бўла олмайди. Бу иккала ўзгарувчан майдон ҳаммаша бир-бири билан боғланган бўлиб, улар биргаликда электромагнит майдонни ташкил қилади.

Электромагнит майдон уярма характерга эга: вужудга келтираётган майдоннинг куч чизиқлари вужудга келадиган майдоннинг куч чизиқлари билан концентрик ўраб олинган. Натижада ўзаро «ўралган» электр ва магнит майдонлар системаси ҳосил бўлади (195- расм).

1. Демак, электр майдоннинг кучланганлиги электромагнит нурланиш

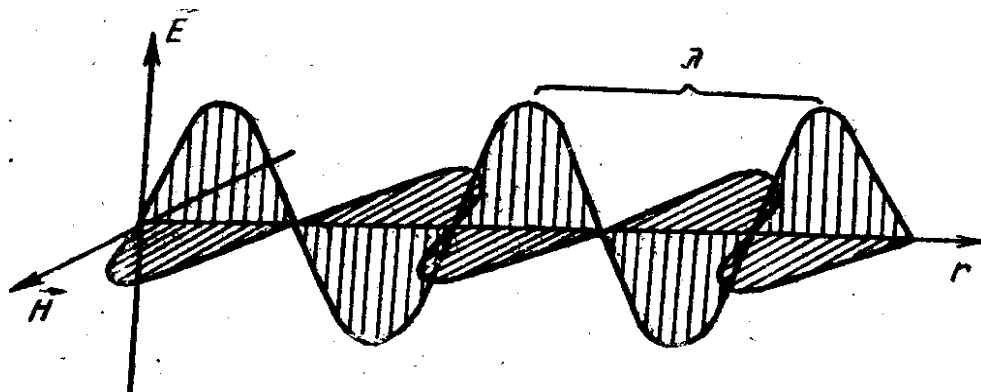


195-расм.

йўналишига перпендикуляр тебранади.

2. Магнит майдоннинг кучланганлиги электромагнит нурланиш йўналишига ва электр майдоннинг кучланганлигига перпендикуляр тебранади.

Шундай қилиб, $\vec{E}$, $\vec{H}$ ва электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш йўналиши ўзаро перпендикулярдир.



196-расм.

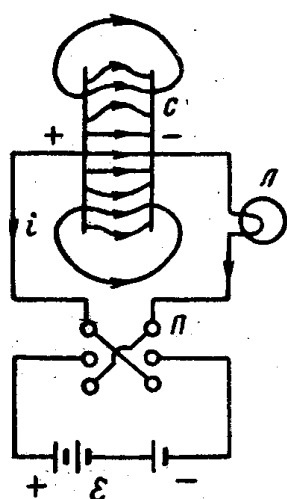
3. Электр ва магнит майдон кучланганликлари бир хил фазада тарқалади, яъни фазонинг мазкур нуқтасида бу майдон кучланганликлари бир вақтда ортади, бир вақтда камаяди, хатто нолга ҳам тенг бўлиб қолади.

Шундай қилиб, электромагнит майдон фаза жиҳатидан мос келган икки тўлқиндан иборат кендаланг электромагнит тўлқин — электр (яъни электр майдон кучланганлиги тўлқинлари) ва магнит (магнит майдон кучланганлиги тўлқинлари) тўлқинлари кўринишида тарқалади (196-расм).

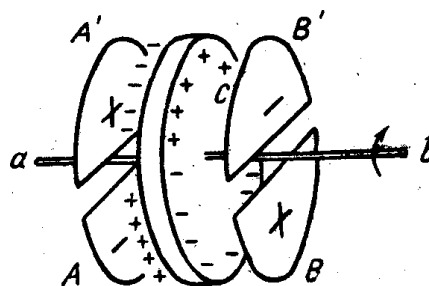
91-§. Силжиш токи

Ўзгармас ток занжирида ток бўлиши учун занжир берк ва унинг ҳамма нуқтасида электр ўтказувчанлик бўлиши керак. Ўзгарувчан тоқлар учун бу шарт бажарилиши шарт эмас. Электромагнит индукция ҳодисасини қараганимизда магнит майдон фазода ўзгариши билан уюрмали электр майдон ҳосил бўлишини кўрган эдик. Максвелл электр ва магнит майдонлар орасида ўзаро тескари боғланиш, яъни электр майдон камайиши билан Магнит майдон ва аксинча, ҳосил бўлади деган фикрни айтади. Юқорида кўрганимиздек, уюрмали электр майдон ҳосил бўлиши билан диэлектрик ёки вакуумда мавжуд бўлган конденсаторлар орқали ток ўтади. Бу токни Максвелл силжиш токи деб атаган.

Силжиш токининг ҳосил бўлиш механизмини А.А.Эйхенвальд ўтказган қуйидаги тажриба асосида тушунтириш мумкин. У диэлектрикдан ясалган С дискни унинг марказидан ўнга тик равишда ўтказилган а в ўқ атрофида, 197-расмда кўрсатилгандек қарама-қарши



197-рasm.

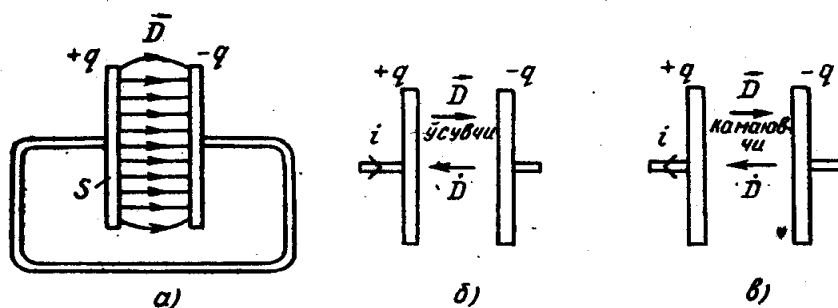


198-рasm.

ишорали зарядлар билан зарядланган A , A' , B , B' ярим дисклар орасида айланма ҳаракат қилади. У вақтда A' ва B' ярим дисклар орасида электр майдон ўнгдан чапга йўналган бўлади. Расмда кўрсатилган йўналишда a в ўқ атрофида C диск айлантирилганда дискнинг a в ўқдан ўтишида C дискнинг юқори қисмини чап томони манфий, ўнг томони мусбат, ўқдан пастки томондаги дискнинг ўнг томони мусбат ва чап томони манфий заряд билан зарядланиб a в ўқ текислигидан ўтишда C дискдаги манфий зарядлар ўнгдан чапга, мусбат зарядлар эса чапдан ўнгга ҳаракатланиб, диэлектрик молекулаларидаги зарядлар силжишини ҳосил қилади, бу эса ўз навбатида чапдан ўнгга оқувчи силжиш токини ҳосил қилади.

Эйхенвальд силжиш токи ҳам магнит майдон ҳосил қилишини тажрибада аниқлаган.

Силжиш токи ўзгарувчан ток занжиридаги конденсаторда ҳам ҳосил бўлади. Бунинг учун қуйидаги 198-рasmда кўрсатилган схеманинг ишлаш принципи билан танишиб чиқайлик. Занжирда манба (E), қайта улагич (Π), занжирда ток бор-йўқ эканлигини кузатиш лампочкаси (L) ва конденсатор (C) мавжуд. Биринчи навбатда занжирга доимий ток манбаини қанча вақт улаб қўйсак ҳам лампочка ёнмайди. Чунки, конденсатор бўлганлиги учун занжир берк эмас. Иккинчи навбатда қайта улагич ёрдамида ток йўналишини ўзгартириб турамиз. Бу вақтда занжирда ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар ҳосил бўлади. Қайта улагични улаганимизда



199- рasm.

ўтказгичлардан қисқа вақт ток ўтиб, конденсатор зарядланади ва қопламалар орасида электр майдон индукция вектори мавжуд бўлади (199-а расм). Конденсатор зарядланиб бўлгандан сўнг қайта улагични иккинчи томонга уласак, конденсатор қайта зарядланиб ўтказгич орқали яна қисқа муддат олдингига тескари йўналишда ток ўтади. Қайта улагични ҳар сафар улаганимизда ўтказгичда импульс ҳосил бўлиб, қисқа муддатда лампочка ёнади. Занжирни ўзгарувчан ток манбаига уласак, лампочканинг ёниб-ўчиши сезилмай қолади. Демак, ўзгармас ток ўтмаган занжирдан ўзгарувчан ток ўтаяпти. Чунки, контурни ҳар бир узилишида конденсатор қопламалари орасида вақт бўйича ўзгарувчи электр майдон ёки силжиш токи ҳосил бўлади. Шундай қилиб, металл симдаги ўтказувчанлик токи диэлектрикдаги силжиш токи билан уланиб кетади. Конденсатор қопламалари яқинида ўтказувчанлик ток зичлиги

$$j = \frac{I}{S} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (9.4)$$

бўлади. $\sigma = \frac{q}{S}$ — заряднинг сирт зичлиги.

Силжиш токи чизиқлари ҳам ўтказувчанлик токи муҳитлари каби бўлиши учун силжиш токининг зичлиги $j = \sigma$ бўлиши керак. Ҳақиқатда диэлектрикдаги $D = \epsilon_0 E = \sigma$, ундан $D = \sigma$ ни (9.4) билан таққосласак,

$$j_c = D \quad (9.5)$$

199-а расмдан кўринадики, ўтказувчанлик ва силжиш токи зичлиги векторларининг йўналиши электр майдон индукция вектори билан мос тушади. 199-б расмдан кўринадики, заряд ишоралари ва ўтказувчанлик токи ва унинг зичлик векторлари чапдан ўнгга йўналган. Демак, индукция векторининг ортиши ва унинг йўналиши ҳам ўтказувчанлик токи зичлиги  вектори билан мос тушади. 199-в расмдан кўринадики, ток йўналишининг ўзгариши билан индукция вектори миқдор жиҳатидан камаяди. Шундай қилиб, $\vec{D}$ вектор ўтказувчанлик ток зичлиги йўналишида ўнгдан чапга қараб йўналган. Бунга асосан (9.5) ни вектор тарзида ёзишимиз мумкин:

$$\vec{j}_c = \vec{D} \quad (9.6)$$

Силжиш токи ўзгарувчан бўлганлиги учун у ўз атрофида магнит майдон ҳосил қилади. Занжирдан ўтаётган умумий токнинг зичлиги силжиш ва ўтказувчанлик токи зичликларининг йиғиндисига тенг:

$$\vec{j} = \vec{j}_y + \vec{j}_c = \vec{j}_y + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (9.7)$$

(9.7) дан токни яхши ўтказувчи (металлар) моддаларда ва кичик частотада силжиш токи зичлигининг вектори ҳисобга олинмасдан, ўтказувчанлик токи зичлиги вектори катта бўлиб, умумий ток зичлигини

ўтказувчанлик токи зичлигидан иборат деб қараш мумкин. Электрни ёмон ўтказувчи муҳитда ва юқори частотада силжиш токи асосий ролни ўйнайди.

Булардан кўринадики, силжиш токи мавжуд бўлиши учун ўзгарувчан электр майдон ҳосил бўлиши керак, силжиш токи бўлса, ўзгарувчан магнит майдон ҳосил бўлади. Демак, ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар ҳар доим узвий равишда бир-бирларини ҳосил қилади. Булар фазода тарқалиб электромагнит тўлқинни ҳосил қилади.

92- §. Максвелл тенгламалари

Силжиш токининг очилиши электр ва магнит ҳодисаларини ифодалашнинг ягона назариясининг Максвелл томонидан яратилишига имкон беради ва бу асосда электромагнит ҳодисаларни ифодаловчи тенгламалар системасини ифодалади.

1. Фарадейнинг электромагнит индукция қонуни: вақт бўйича ўзгарувчи магнит майдон ўз атрофида уюрмали электр майдонни ҳосил қилади:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{B} d\vec{S}. \quad (9.8)$$

2. Ихтиёрий ёпиқ сиртдан ўтувчи магнит оқими ҳар доим нолга тенг:

$$\oint_s \vec{B} d\vec{S} = 0. \quad (9.9)$$

Бундан кўринадики, магнит майдон индукция вектори уюрмали характердадир (яъни магнит заряд мавжуд эмас). (9.8) ва (9.9) Максвелл тенгламаларининг биринчи жуфти интеграл ифодасидир.

3. Тўла ток қонунининг умумлашгани (Ампер — Максвелл қонуни): ихтиёрий контур бўйича олинган магнит майдон кучланганлик айланиши (циркуляцияси) шу контур билан чегараланган ихтиёрий юзани кесиб ўтувчи тўла токка (силжиш ва ўтказувчанлик токлари) тенг:

$$\oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_s \left(\vec{j}_y + \vec{j}_c \right) d\vec{S} = \int_s \left(\vec{j}_y + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}. \quad (9.8)$$

Иккинчидан, бу ифода ток элементи тушунчасидан фойдаланиб, магнит майдон кучланганлигини ҳисобловчи Био-Савар-Лаплас қонунидир. (9.10) тенглама ўтказувчанлик ва силжиш токларининг ўзаро ҳамда улар ҳосил қиладиган магнит майдон билан боғланишини ифодалайди.

4. Остроградский — Гаусс теоремаси: Ихтиёрий берк сиртдан ўтувчи электр майдон индукция векторининг оқими шу сирт ичида мавжуд бўлган электр зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$\int_S \vec{D} d\vec{S} = \sum_{k=1}^n q_k = \int_S \rho dV, \quad (9.11)$$

бунда $\rho = \frac{q}{V}$ — заряднинг ҳажмий зичлиги.

(9.11) дан кўринадики, сиртдан ташқаридаги зарядлар оқимга таъсир этмайди. Электр майдон индукция вектор чизиғи заряддан бошланиб зарядда тамом бўлиши мумкинлигини ифодалайди. (9.10) ва (9.11) Максвелл тенгламаларининг иккинчи жуфти интеграл ифодасидир. Муҳитнинг хоссаси ёки электр майдон ва магнит майдон кучланганликларининг сакраб ўзгаришига сабаб бўлган сиртларда узилиш мавжуд бўлганда Максвелл тенгламаларини интеграл кўринишидан фойдаланилади.

Кўп ҳолларда фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги электромагнит майдонни ифодалаш учун (9.8)—(9.11) Максвелл тенгламаларини дифференциал кўринишидан фойдаланилади:

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (9.12)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (9.13)$$

Бу Максвелл тенгламаларини биринчи жуфти дифференциал кўриниши. (9.12) дан айтишимиз мумкинки, ўзгарувчан магнит майдон ўзини ўраб турувчи муҳитда эмас, ҳатто вакуумда ҳам уюрмалли электр майдонни ҳосил қилади. Бу ўз навбатида диэлектрик ёки вакуумда силжиш токини ҳосил қилади. Силжиш токи эса ўзгарувчан магнит майдонни ҳосил қилади ва шу каби такрорланаверади. Бу биринчи жуфт Максвелл тенгламаларининг физик мазмунидир.

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \vec{D}, \quad (9.14)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho, \quad (9.15)$$

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{ва} \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}.$$

Бу Максвелл тенгламаларининг иккинчи жуфтининг дифференциал кўриниши.

Максвелл тенгламаларидан кўринадики, электр майдоннинг манбаи электр зарядлари ёки вақт бўйича ўзгарувчи магнит майдон. Магнит майдонни эса ҳаракатдаги электр зарядлари (электр токи) ёки вақт бўйича ўзгарувчи электр майдон ҳосил қилади.

93- §. Эркин фазодаги электромагнит майдон учун тўлқин тенгламаси

Юқоридаги параграфларда кўрдикки, ўзгарувчан электр майдон магнит майдонни ва аксинча, ўзгарувчан магнит майдон электр майдонни

ҳосил қилиб, ўзгарувчан майдонларнинг ҳосил бўлишидан электромагнит майдон ҳосил бўлади ва унинг тарқалиши натижасида электромагнит тўлқин содир бўлади. Энди Максвелл тенгламалар системасидан фойдаланиб тўлқин ҳаракат тенгламасини келтириб чиқарайлик.

Максвелл тенгламасини бир жинсли нейтрал ($\rho=0$) ток ўтказмайдиган ($j=0$) муҳит учун ёзайлик:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, & \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{B} &= \mu\mu_0 \operatorname{div} \vec{H}, & \operatorname{div} \vec{D} &= \epsilon\epsilon_0 \operatorname{div} \vec{E}.\end{aligned}\quad (9.16)$$

Бу ифодаларнинг бошқа кўриниши

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j}_y + \vec{D}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= \rho, \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0.\end{aligned}\quad (9.17)$$

эканлиги билан таққосласак,

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0.\end{aligned}\quad (9.18)$$

Бу ифодалардаги rot белгиси дифференциалаш координаталар бўйича бўлишини ифодалайди. У вақтда

$$\operatorname{rot} \left(\operatorname{rot} \vec{E} \right) = -\mu\mu_0 \operatorname{rot} \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right)$$

бўлиб, $\operatorname{rot} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\operatorname{rot} \vec{H} \right)$ билан солиштирсак ва (9.18в) ни ҳисобга олсак,

$$\operatorname{rot} \left(\operatorname{rot} \vec{E} \right) = -\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (9.19)$$

Худди шу каби

$$\operatorname{rot} \left(\operatorname{rot} \vec{H} \right) = -\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (9.20)$$

ҳосил бўлади.

Аммо rot ва grad ларнинг ўзаро қуйидагича боғланишини ҳисобга олсак,

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \Delta \vec{E}$$

ҳосил бўлади. Бу ифодада орттирма эмас, балки координаталар бўйича олинган иккинчи тартибли хусусий дифференциал

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

(9.18г) ва (9.19) ни назарда тутсак, бу ҳосил бўлган ифода

$$\Delta E = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E}{dt^2}$$

Шундай қилиб, (9.19) ва (9.20) тенгламалар координата шаклда $\vec{E}$ вектор учун (9.19) тенглама қуйидаги шаклда ёзилади:

$$(9.22) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - \frac{u^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} - \frac{u^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} - \frac{u^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} \right) = 0 \end{cases}$$

худди шунингдек, $\vec{H}$ вектор учун (9.20) тенглама қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$(9.23) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2} - \frac{u^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \left(\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} - \frac{u^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} - \frac{u^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} \left(\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) = 0 \end{cases}$$

умумий ҳолда (9.19) ва (9.20) тенгламаларнинг ечимлари қуйидагича бўлади:

$$\begin{aligned} E &= E_1 \left\{ t - \frac{(r, n)}{u} \right\} + E_2 \left\{ t + \frac{(r, n)}{u} \right\} \\ H &= H_1 \left\{ t - \frac{(r, n)}{u} \right\} + H_2 \left\{ t + \frac{(r, n)}{u} \right\} \end{aligned}$$

Ясси тўлқин бўлганда $\vec{E}$ векторнинг йўналишини z оғи бўйлаб, $\vec{H}$ векторнинг йўналишини y оғи бўйлаб йўналган деб танлаб олсак тўлқин тарқалиш йўналиши $\vec{n}$ ни x оғи бўйлаб олиш қулай бўлади. У ҳолда $\cos \alpha = 1, \cos \beta = \cos \gamma = 0$ бўлганлиги учун $(r, n) = x$. Бундан

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

$$H = H_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

E_0 ва H_0 лар $\vec{E}$ вектор ва $\vec{H}$ векторларнинг амплитуда қийматларидир.

(9.22) ёки (9.23) тенгламалардаги $\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2}$ ва $\frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2}$ ларнинг олдидаги коэффициентларни u^2 билан белгиласак, тўлқинларнинг тарқалиш тезлигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}},$$

бу ерда c - $\epsilon = 1$, $\mu = 1$ бўлгандаги электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тарқалиш тезлигидир $\left(c = 3 \cdot 10^8 \frac{M}{c} \right)$.

94-§. Электромагнит тўлқин энергияси.

Умов - Пойнтинг вектори. Электромагнит тўлқинларнинг босими

Электромагнит майдоннинг мавжудлиги, электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги ва электр ҳамда магнит майдон кучланганликларининг фазода тарқалишидан ҳосил бўлишини юқорида кўриб олдик. Электр ва магнит майдон кучланганликларининг тарқалиш тенгламаси

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right),$$

$$\vec{H} = \vec{h}_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{u} \right)$$

ва тўлқин тенгламаси

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$

бўлиб тарқалиш тезлиги (9.24) дан иборат эди. Бу тенгламалардан фойдалансак,

$$E_0 \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu \mu_0} \quad (9.25)$$

ифода ҳосил бўлади.

Электр ва магнит майдонлари мавжуд бўлганда бу майдонларнинг ҳажмий энергия зичликларини (18, 66-§ ларда) келтириб чиқарган эдик, яъни

$$\omega_{\epsilon} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} \quad \text{ва} \quad \omega_{\mu} = \mu \mu_0 \frac{H^2}{2} \quad (9.26)$$

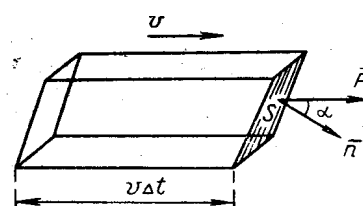
Электромагнит тўлқиннинг энергия зичлиги эса бу энергияларнинг йиғиндисидан иборатдир

$$\omega = \omega_{\epsilon} + \omega_{\mu} = \frac{1}{2} (\epsilon \epsilon_0 E^2 + \mu \mu_0 H^2) \quad (9.27)$$

(9.24) ва (9.25) ни эътиборга олсак, (9.27) қуйидаги кўринишни олади:

$$\omega = \frac{1}{u} EH \quad (9.27a)$$

Электромагнит тўлқин майдони ўзи билан бирга энергия олиб ўтади. Бунинг учун Δt вақтда ΔS юзадан олиб ўтилган энергияни ҳисоблайлик. Электромагнит тўлқин асос юзи ΔS га тенг бўлган параллелепипед қирраларига параллел равишда $\vec{u}$ тезлик билан ҳаракатланаётган параллелепипед узунлиги $l = u \Delta t$ бўлсин. У вақтда энергия ўтаётган параллелепипед ҳажми (200-расм).



200-расм.

$$\Delta V = \Delta S u \Delta t \cos \alpha,$$

α — ΔS юзага ўтказилган нормаль билан тезлик орасидаги бурчак. Олиб ўтилади энергия:

$$\Delta W = \omega \Delta V = \omega \Delta S u \Delta t \cos \alpha \quad (9.28)$$

(9.27 а) ни ўрнига қўйсак, бу ифода қуйидаги кўринишга келади

$$\Delta W = \frac{1}{u} EH \Delta S u \Delta t \cos \alpha = EH \Delta S \Delta t \cos \alpha \quad (9.28a)$$

Бу Δt вақтда ўтаётган энергиядир. Вақт бирлигидаги энергияни ҳисобласак,

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\Delta W}{\Delta t} = EH \Delta S \cos \alpha. \quad (9.29)$$

Юза бирлигидан унга тик равишда вақт бирлигида ўтувчи энергияга электромагнит тўлқин энергиясининг оқими зичлиги дейилади:

$$\vec{p} = [\vec{E} \vec{H}] = \omega \vec{u}. \quad (9.30)$$

Бу учала катталиқ, электр майдон кучланганлик вектори, магнит майдон кучланганлик вектори ва энергия оқими ўзаро перпендикуляр жойлашгандир. Чунки энергия оқими тезлик йўналишида йўналган бўлади. (9.30) Умов-Пойнтинг вектори дейилади.

(9.30) эътиборга олсак, (9.29) қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = p_n \Delta S. \quad (9.29a)$$

p_n —энергия оқими зичлигининг нормаль бўйича ташкил этувчиси.

Тарқалаётган электромагнит тўлқиннинг интенсивлигини аниқлаш учун ясси электромагнит тўлқинни ташкил этувчи электр майдон кучланганлиги ва магнит майдон кучланганликларининг оний қийматлари.

$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{u} \right) \text{ ва } H = H_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{u} \right)$$

дан фойдаланамиз. У вақтда Умов-Пойнтинг вектори модулининг оний қиймати қуйидагича ифодаланади:

$$p = E_0 H_0 \sin^2 \omega \left(t - \frac{r}{u} \right). \quad (9.31)$$

Амалда энергиянинг оний қиймати эмас, балки бир даврдаги ўртача қийматидан фойдаланилади. Бир даврда $\sin^2 \omega \left(t - \frac{r}{u} \right) = \frac{1}{2}$ ва (9.25) ни ҳисобга олсак, вакуум учун энергия оқимининг зичлигининг ўртача қиймати электромагнит тўлқиннинг интенсивлигини ифодалаб, (9.31) қуйидаги кўринишни олади:

$$I = \langle P \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} H_0^2. \quad (9.32)$$

Демак, электромагнит тўлқиннинг интенсивлиги ихтиёрий нуқтада олинган электромагнит тўлқинни ихтиёрий ташкил этувчиларининг (E_0, H_0) квадратига тўғри пропорционал бўлар экан.

Бу фикрларни доимий ток орқали олиб ўтиладиган энергияларга ҳам татбиқ этишимиз мумкин. Маълумки, Ом қонунининг дифференциал ифодаси $E = j\rho$, бунда ρ —солиштира қаршилиқ, j - ток зичлиги. Радиуси R бўлган цилиндр сиртида винтнинг ўнг қонуни бўйича йўналган магнит

майдон кучланганлиги $H = \frac{I}{2\pi R}$. У вақтда Умов-Пойнтинг вектори радиус бўйича цилиндр ичига қараб йўналган бўлади ва юқоридагиларни ҳисобга олсак, қуйидагича ифодаланади:

$$P = EH = j\rho \frac{I}{2\pi R} = \frac{1}{2}\rho R j^2, \text{ бунда } j = \frac{I}{\pi R^2}.$$

Вақт бирлигида узунлиги l бўлган цилиндр ён сиртларидан кираётган энергия $W = pS = p2\pi Rl = \rho j^2 \pi R^2 l = QV$, бундаги $Q = \rho j^2$ — хажм бирлигидан ажралаётган Жоуль-Ленц иссиқлигидир. Демак, ўтказгичнинг ён сирти орқали электромагнит энергия кирар экан.

Электромагнит тўлқинларнинг босими. Максвелл тенгламаларидан фойдаланиб, бирор ясси сиртга тик тушаётган электромагнит тўлқинларнинг босимини ҳисоблаш мумкин. Жисм сиртида B тўлқиннинг магнит майдони, $\vec{E}$ электр майдони ва $\vec{I}$ ток зичлиги бўлсин дейлик. У холда жисмнинг хажм бирлигига таъсир қилаётган $\vec{f}$ куч қуйидагига тенг

$$\vec{f} = iB = i\mu\mu_0 H$$

бўлганлигидан сиртга бўсалаётган босим маълумки

$$P = \int_0^\infty \vec{f} dx$$

га тенг бўлади.

Бу ерда $\vec{f}$ f нинг бирор вақт оралиғида олинган оғртача қийматидир. Хусусий холда ясси тўлқинлар учун Максвелл тенгламалари

$$\frac{\partial D}{\partial t} + i = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial t}$$

кўринишга келади.

Тенгламаларнинг биринчисини $\mu\mu_0 H$ га, иккинчисини $\varepsilon\varepsilon_0 E$ га кўспайтириб ва уларни қўшиб, қуйидаги муносабатларни ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial}{\partial t}(DB) + f = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0 E^2 + \frac{1}{2}\mu\mu_0 H^2\right),$$

бу ерда тенгликнинг сўнг томонидаги катта қавс ичидаги ифодалар электромагнит тўлқиннинг кўриляётган нуқтадаги энергия зичлиги ω ни билдиради.

Ҳосил қилинган ифодаларни вақт бўйича оғртачалаймиз. D ва B лар вақт ва координатага боғлиқ синусоида кўринишида (ёки косинусоида)ги даврий функциялардир. Шу сабабли $DB \sim \sin^2(\omega t - kx)$,

$\frac{\partial}{\partial t}(DB)$ эса $\sim \sin(\omega t - kx) \cos(\omega t - kx)$ кўспайтмага пропорционал

бөлиб, бир давр давомида төрт марта ишорасини өзгартиради. У ҳолда

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0 \text{ бөлиб } f$$

$$\vec{f} = -\frac{d}{dt} \oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

га тенг бўлади. Бу ифодани $P = \int_0^\infty \vec{f} dx$ га қўйиб интегралласак

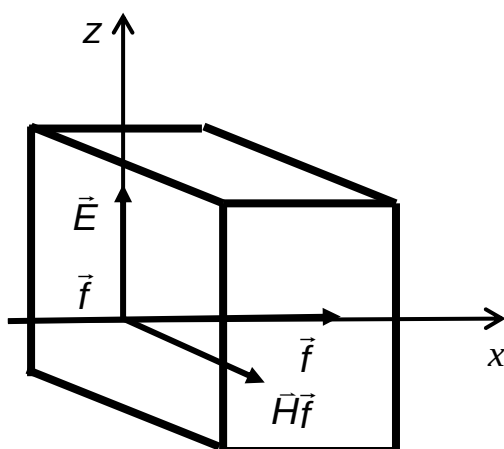
$$P = -\int_0^\infty \frac{d\omega}{dx} dx = \omega(0) - \omega(\infty),$$

бу ерда $\omega(0)$ электромагнит тўлқиннинг жисм сиртида тўлиқ энергия зичлигидир, $\omega(\infty)$ эса нолга тенг бўлади.

Агар жисм сирти тўлқинни қисман қайтараётган бўлса, босим $P = (1 + k)\omega(0)$ (қайтариш коэффициенти) га тенг бўлади. Ҳамма тўлқинни сирт қайтарса ($k=1$) $P = 2\omega(0)$.

Электромагнит тўлқин босимини интенсивлик I орқали ҳам ифодалаш мумкин:

$$P = \frac{I}{c} (1 + k)$$



201-расм. Электромагнит тўлқинларнинг пайло бўлиши

Ниҳоят, агар электромагнит тўлқин жисм сиртига нормалга нисбатан α бурчак остида

тушаётган бўлса, босим:

$$P = \frac{I \cos \alpha}{c} (1 + k),$$

бу ерда c - ёруғлик тезлиги.

Мутлоқ қайтарувчи жисмлар учун Қуёш нурлари сиртга нормал тушиб, унинг интенсивлиги $10^3 \frac{Bm}{M^2}$ га тенг. Қуёш нурларининг сиртга

босими $P = \frac{2I}{c} = 10^{-5} \frac{H}{M^2}$.

Диполнинг электромагнит майдони. Диполнинг нурланиши. Дипол моментларининг йўналиши электромагнит майдон тарқалаётган сферик сиртнинг оёқи учун қабул қилинса, сфера устига сэтказилган барча

параллеллар ва меридианларга $\vec{H}$ ва $\vec{E}$ векторлар уринма бўйлаб йўналган бўлади. Магнит майдон ва электр майдон кучланганликлари диполь оқининг давомидаги ихтиёрий нуқталарда нолга тенг, экватор текислигида эса каттадир. Диполь нурланиши ва энергия оқимининг сочилиши ҳам шу тариқа бўй беради. Лекин диполь нурланиши учун заряд бирор аниқ тезланиш билан ҳаракат қилиши зарур:

$$q \frac{d\phi}{dt} = q \frac{d^2 x}{dt^2} = p.$$

Вакуумда электр ва магнит майдонлар сон қиймати жиҳатидан сазаро тенг бўлиб, координата бошидан ҳисобланган масофага тескари пропорционалдир:

$$E = B = \frac{p}{c^2 r} \sin \theta$$

Юқоридаги ифодада p дипол тебранишлари A нуқтага $t' = t - \frac{r}{c}$ вақтдан кейин кеч етиб келишини билдиради.

$d\Omega$ фазовий бурчак остида кўриладиган элементар магнит тўлқинларининг энергиясини ҳисоблайлик. $\vec{H}$ ва $\vec{E}$ ларнинг сазаро тиклигидан $S = \frac{c}{4\pi} EH = \frac{p^2}{4\pi c^3} \cdot \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta$. $d\sigma$ сиртдан нурланаётган энергия:

$$dW = S d\sigma = \frac{p^2}{4\pi c^3} \sin^2 \theta d\Omega$$

га тенг. 202-расмдан $d\Omega = \sin \theta d\theta d\alpha$ тенг бўлиб, $dW = \frac{p^2}{4\pi c^3} \sin^3 \theta d\theta d\alpha$ га тенгдир. Электромагнит майдон энергияси СИ система бирликларида (вакуум учун) $W = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p_0^2 \omega^4}{c^3}$.

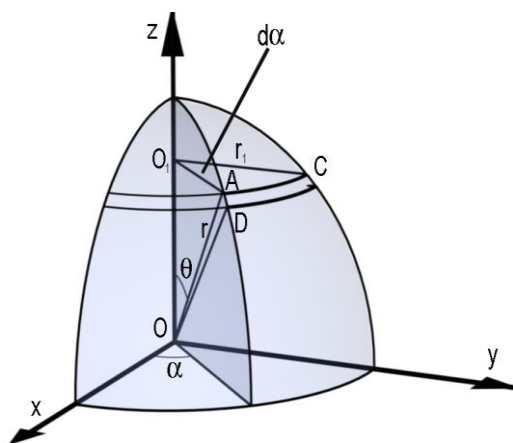
$d\theta$ нуқтада θ ни ноль билан π ва α ни нолдан 2π оралиқда интегралласак $W = \frac{2}{3c^3} p^2$. Дипол моменти гармоник қонунга кўра сазгарса, яъни $p = p_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$ бўлса, у ҳолда

$$\begin{aligned} \dot{p} &= p_0 \omega \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \\ \ddot{p} &= -p_0 \omega^2 \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \end{aligned}$$

га тенг бўлиб, W ни вақт бўйича оғртачалаб $\sin^2 \omega \left(t - \frac{r}{c} \right)$ нинг оғртачаси $\frac{1}{2}$ га тенглигини назарда тутсак, диполнинг ҳамма йўналишлар бўйича олинган оғртача тўелиқ энергиясини ҳосил қиламиз:

$$\bar{W} = \frac{p_0^2 \omega^4}{3c^3}$$

Электромагнит майдон материянинг бир кўринишидир. Демак, дипол (Герц диполи) атрофга узлуксиз равишда ҳамма йўналишда материяни электромагнит кўринишда сочиб туради. Бу майдон ўзи билан барча нурланаётган майдон энергияси ва ҳаракат миқдорини олиб ўтади.



Электромагнит тўлғинлар энергиясини аниқлашга доир.

Сферанинг радиуси $r = c \left(t - t' \right)$ қонун бўйича ортади. Шундай қилиб, фазаси сезгармас сиртлар концентрик сфералардан иборат бўлиб, радиация майдони (магнит майдони $H \sim \frac{1}{r}$ га пропорционал бўлган майдон) ҳамма томонга c тезлик билан сферик тўелқинлар тарқатади. $E = \frac{p^2}{c^3 r}$ ифода зарядларнинг ёруғлик тезлигидан анча кичик $v \ll c$ (коррелятивистик) ҳол учун оғринлидир.

Электромагнит майдон импульси ва массаси.

Сиртнинг юза бирлигига таъсир этаётган электромагнит тўелқинларнинг босими унинг механик импульси ҳам бўлади деган ҳулосага олиб келади. Жисм сиртига таъсир этаётган куч динамиканинг иккинчи қонунига кўра вақт бирлиги ичида жисмга берилаётган импульснинг ўзгаришига тенг.

Агарда g ҳажм бирлигидаги майдоннинг импульс (ҳаракат миқдори) зичлиги бўлса, у ҳолда жисм олаётган импульс

$$gSc = uS$$

га тенг, бунда u -электромагнит майдоннинг энергия зичлиги. Бундан

$g = \frac{u}{c}$ га тенг бўлиб, электромагнит майдоннинг тўелиқ импульси зичлигидан ҳажм бўйича олинган интегралига тенг

$$\int_{\tau} \frac{U}{c} d\tau = G_m$$

Олинган бу натижалар динамика қонунларини электромагнит ҳодисаларга ҳам умумлаштириш имконини беради. Бу қонунлар ҳаракатланаётган жисмлар импульси $\vec{G}_j$ дан ташқари электромагнит майдон импульси ҳам мавжуд эканлигини кўрсатади. Шундай қилиб,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{G}}{dt}$$

муносабат фақат жисмларнинг ҳаракат миқдори $\vec{G}_j$ га тегишли бўлмай, балки тўлиқ импульс $\vec{G}$ га ҳам тегишлидир.

$$\vec{G} = \vec{G}_j + \vec{G}_m$$

Агар жисмлар системаси фақат ички кучлар таъсирида бўлиб, яқкаланган бўлса, унинг тўлиқ импульси ўзгармай қолаверади. Энди механик ва электромагнит ҳодисаларни ҳам ўз ичига оладиган импульснинг сақланиш қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{G} = \vec{G}_j + \vec{G}_m = \text{const}$$

Бундан агар дастлаб тинч турган жисм бирор йўналишда электромагнит тоёқинлар нурласа, у ҳолда бу жисм нурланишига тесқари йўналган $\vec{G}_j = -\vec{G}_m$ импульс олади. Бу импульс электромагнит тоёқин олиб кетган импульсга тенг бўлади. Ҳаракат миқдори жисм массасини унинг тезлигига кўпайтмасига тенг бўлиб, унинг массаси импульсни тезликка бўлинганига тенгдир.

Электромагнит майдоннинг импульси чекли c тезлик билан ҳаракатлангани учун уни ҳам фақат ҳаракатдагина массага эга деб хулоса қилиш мумкин.

Фараз қилайлик, d электромагнит майдоннинг ҳажм бирлигидаги массаси бўлсин. У ҳолда $g = cd$ ҳажм бирлигининг импульсидир. Ёки

$$cd = \frac{U}{c} \text{ эканлигини эътиборга олсак } U = c^2 d \text{ ифодани ҳосил қиламиз.}$$

Агар юқоридаги ифоданинг ҳар икки томони элементар фазовий ҳажм $d\tau$ га кўпайтирсак $U d\tau = dW$ энергия ўзгаришини масса ўзгариши эканлигини кўриш қийин эмас:

$$dW = dm c^2$$

У ҳолда чекли ҳажм τ даги тўлиқ электромагнит энергия $W = \int_{\tau} dm c^2 = mc^2$ га тенг бўлади, бунда m -майдоннинг массаси. c нинг

жуда катта бўлганлигидан энергиянинг анча катта ўзгаришига жуда кичик масса ўзгариши мос келади. Лекин ядро ва термоядро реакцияларида массанинг ўзгаришини албатта эътиборга олиш зарур. Атом ядроларининг парчаланиши ва бошқа ядроларга айланишида жуда

миллион электрон вольт тартибида энергия ажралади, бундай ҳолларда масса ўзгаришини ҳисобга олмаслик мумкин эмас. Масалан: ${}_3\text{Li}^7 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^4$ реакцияларда масса ўзгариши $\Delta m = 0,018632$ атом масса бирлигига $\Delta W = \Delta mc^2 = 17,33 \text{ МэВ}$ энергия, ${}_9\text{F}^{19} + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_8\text{O}^{16} + {}_2\text{He}^4$ реакцияда эса масса ўзгариши $\Delta m = 0,08713 \text{ а.м.б.}$ га мос $8,11 \text{ МэВ}$ энергия ажралади.

Ҳаракатланаётган зарранинг электромагнит массаси

Ҳаракатланаётган зарядли зарра атрофида фақат электр майдон $\vec{E}$ эмас, балки магнит майдон $\vec{H}$ ни ҳам, электромагнит майдонни ҳам ҳосил қилади. Шу сабабли ҳаракатланаётган зарядли зарранинг тезлик импульси ҳам, массаси ҳам заряд бўлмаганлигидан катта бўлади. Бу каби электромагнит майдон билан боғлиқ бўлган масса электромагнит масса дейилади.

Электромагнит масса зарядланган жисмнинг ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлиб, тезлик ортиши билан у ҳам ортади. Масалан: агар жисмнинг тезлиги v га ортса энергияси мос равишда dW га массаси dm га ортади:

$$dW = dm c^2$$

Динамиканинг массанинг тезликка боғланишини эътиборга олувчи ҳаракат тенгламасини ёзсак у куйидагича бўлади:

$$\frac{d(mv)}{dt} = F$$

ёки $mdv + vdm = Fdt$ энергия ўзгариши $dW = Fdx = Fvdt$ га тенг. импульс ўзгариши энергия ўзгаришини тезликка нисбати билан аниқланади:

$$mdv + vdm = \frac{dW}{v} = \frac{c^2 dm}{v}$$

Бу тенгламани $\frac{dm}{m} = \frac{1}{2} \frac{d\left(\frac{v^2}{c^2}\right)}{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ кўринишда ёзиб интегралласак,

куйидагини ҳосил қиламиз: $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

Шундай қилиб, зарранинг жуда катта тезликларда ҳаракатларида $\left(\frac{v}{c} \sim 1\right)$ электромагнит масса тезлик ортиши билан ортади. Шунинг учун тез

электронлар билан оғказилган тажриба натижаларига мос келади: $\frac{v^2}{c^2} = x$,

$$\frac{dm}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dx}{1-x}, \quad \ln m = -\frac{1}{2} \ln(1-x) + C, \quad x=0, C = \ln m_0. \quad \text{У холда}$$

$$\ln \frac{m}{m_0} = \ln(1-x)^{-\frac{1}{2}}, \quad \text{ёки} \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}.$$

95- §. Электромагнит тўлқинлар шкаласи

Электромагнит тўлқинларнинг частоталари ва тўлқин узунликлари диапазони жуда кенг. Турли частотали тўлқинлар хоссалари жиҳатидан ҳам, ҳосил қилиш усуллари жиҳатидан фарқлидирлар. Г.Грец ўз тажрибаларида турфун электрмагнит тўлқин ҳосил қилиш орқали тўлқин узунлиги бир неча ўн метрдан 0,6 м гача бўлган тўлқинларни, П.Н. Лебедев $6 \cdot 10^{-3}$ м гача, А. А. Глаголева—Аркадьевалар 10^{-4} м гача бўлган электрмагнит тўлқинларни ҳосил қилганлар. Шу жиҳатдан электрмагнит тўлқинларни бир неча турларга бўлиш зарурияти туғилган. Электрмагнит тўлқинларнинг бундай бўлиниши қуйидаги 9-жадвалда келтирилган бўлиб, электрмагнит тўлқинлар шкаласи дейилади.

9-жадвал

Тартиб номери	Турларининг номи	Тўлқин узунлиги (м)	Тўлқин частотаси (Гц)	Нурлар манбаи
1	2	3	4	5
1	Паст частотали тўлқинлар	$>10^4$	$<3 \cdot 10^4$	ўзгарувчан ток генератори
2	Радиотўлқинлар	$10^4 \div 10^{-1}$	$3 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^{10}$	Тебраниш контури ва Герц вибратори
3	Ультрарадио- тўлқинлар	$10^{-1} \div 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{12}$	Ялпи тарқатгич
4	Инфрақизил нурлар	$10^{-4} \div 7,7 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{12} \div 4 \cdot 10^{14}$	Лампалар

5	Ёруғлик нурлари	$7,7 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{14} \div 7,5 \cdot 10^1$	Лампалар
6	Ультрабинафша нурлар	$4 \cdot 10^{-7} + 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{14} + 3 \cdot 10^1$	Лампалар
7 .	Рентген нурлари	$10^{-8} \div 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{19}$	Рентген найи
8	Гамма нурлари	$< 10^{-11}$	$> 3 \cdot 10^{19}$	Радиоактив емирилиш

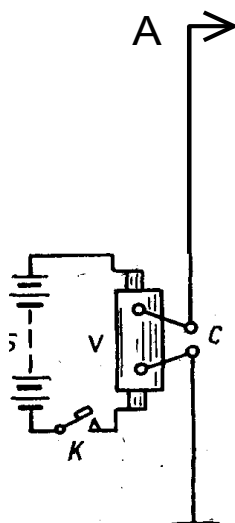
Жадвалда кўрсатилган тўлқинларнинг чегараси частоталари ва тўлқин узунликлари маълум даражада шартлидир. Электромагнит тўлқинларнинг қошни турлари орасида кескин чегара бўлмайди, уларнинг частота интерваллари бир-бирига ўтиб кетади.

96- §. Электромагнит тўлқинларни қайд этиш. А. С. Попов томонидан радионинг кашф этилиши

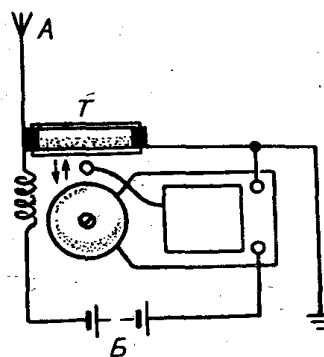
Антеннадан тарқаладиган электромагнит тўлқинлар ҳамма томонга бир хил тарқалади. Агар электромагнит тўлқинлар ўз йўлида ўтказгичларга учраса, у ҳолда тўлқинлар бу ўтказгичларда тез ўзгарувчан ток ҳосил қилади. Бу тоқларнинг частотаси уларни вужудга келтирган электромагнит майдоннинг ўзгариш частотаси билан бир хил бўлади. Бунда электромагнит майдон энергиясининг бир қисми ўтказгичларда вужудга келган юқори частотали индукцион тоқларнинг энергиясига айланади. Электромагнит тўлқинлар таъсирида юқори частотали ўзгарувчан тоқлар уйғотадиган ўтказгичлар қабул қилувчи антенналар деб аталади.

Қабул қилувчи антенналардан фойдаланиб, электромагнит тўлқинлар устида қилинган тажрибалар асосида атоқли рус физиги А.С.Попов 1895 йил 7 майда дунёда биринчи бўлиб радиони кашф қилди. У металл қуқунларининг юқсак частотали электр тебранишлар таъсирида бир-бирига ёпишиши ва бу билан ўзларининг электр ўтказувчанлигини ошириш хусусиятидан фойдаланиб, биринчи электромагнит тўлқинларни сезувчи қабул қилгич яратди.

А.С.Попов ўз тажрибасида электромагнит тўлқинларни тарқатқич сифатида Ерга уланган антеннадан фойдаланди. Бундай тарқатқичнинг схемаси 201-расмда тасвирланган. Схемада Б батареядан таъминланувчи V — Румкорф ғалтаги бўлиб, батарея қуқланишини ўзгарувчан юқори қуқланишга айлантириб берувчи қуқайтиргичдир.



202-расм.



202-расм.

Агар К калит уланса, С учлар оралиғида тебраниш жараёиидан иборат бўлган учкун ҳосил бўлади, бунинг натижасида А антенна электромагнит тўлқинлар тарқата бошлайди. Бу тўлқинлар қабул қилувчи станциядаги А антеннага етиб боргач (202-расм), қабул қилгичнинг Ерга уланган антеннадан ва Т когеррердан иборат занжирида электромагнит тебранишларни ҳосил қилади. А.С.Попов электромагнит тўлқинларни бевосита сезувчи индикатор сифатида когеррердан фойдаланган. Когеррер Попов радиосининг энг асосий қисми бўлиб ҳисобланади.

Когеррер ичи металл кукунлар солинган икки электродли шиша найдан иборат. Унинг ишлаши электр разрядларининг металл кукунига кўрсатадиган таъсирига асосланган. Одатдаги шароитда металл қириндилари бир-бирига жипс ёпишиб турмайди, шу сабабли когеррернинг электр қаршилиги жуда катта бўлади. Бундай когеррердан юқори частотали ток ўтказилса, қириндилар орасида жуда майда учкунлар ҳосил бўлади, бу учкунлар қириндиларни бир-бирига жипслаб қўяди. Натижада когеррернинг электр қаршилиги кескин камаяди. Асбоб силкитилса, металл қириндилари бир-биридан ажралади ва когеррернинг катта қаршилиги яна тикланади. Попов когеррерни силкитиб турувчи механизм сифатида электр қўнғироғидан фойдаланади. Электр қўнғироғининг занжири электромагнит тўлқин келган пайтда когеррер орқали уланади. Тўлқин қабул қилинганидан кейин қўнғироқ дарҳол тўхтабди, чунки унинг тўқмоғи қўнғироқ косасига эмас, балки когеррерга ҳам урилади. Шундан кейин қабул қилгич яна янги тўлқинни қабул қилишга тайёр бўлади.

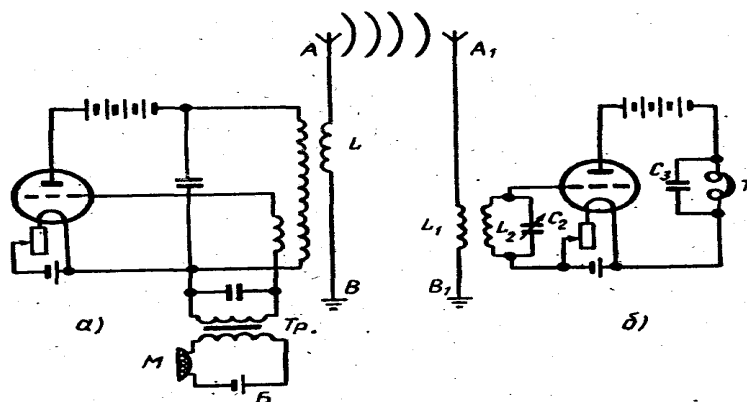
Шундай қилиб, Попов қабул қилгичида электромагнит тўлқинларнинг ёяда кичик энергияси когеррер воситасида қайд қилувчи аппарат — электр қўнғироғига энергия берувчи манба — электр батареясини бошқариш учун фойдаланилади.

Ҳозирги радио қабул қилгичларда маҳаллий энергия манбаини бошқариш учун когеррер ўрнида электрон лампа ёки транзистор ишлатилади.

97- §. Ҳозирги замон радиоалоқасининг принциплари

Ҳозирги замон узатиш ва қабул қилиш радиоаппаратураларининг схемаси жуда турли-туман ва мураккабдир. Радиоалоқа принципларини ўрганишда биз радиоузаткич ва радиоқабулқилгичнинг энг содда схемаларини куриш билан чекланамиз.

Бизга маълумки, барча товуш тебранишлари паст частотали тебранишлардир. Чунки вақт бирлиги ичида узатиладиган электромагнит тўлқин энергияси частотанинг тўртинчи даражасига пропорционалдир. Шу сабабли паст частотали (товуш частотали) электромагнит тўлқинлар деярли тарқалмайди. Юксак частотали, масалан, лампали генераторда генерацияланадиган тўлқинлар яхши тарқалади. Юксак частотали тебранишларни товуш тебранишларига ёки бирор бошқа сигналларнинг тебранишларига мос ўзгартириш жараёнини модуляция деб аталади.

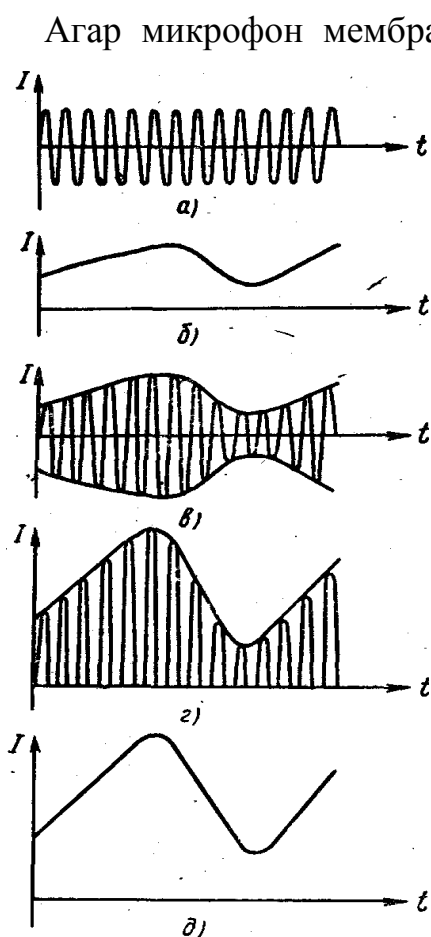


203-расм.

Масалан, юксак частотали тебранишлар амплитудасини товуш тебранишлари билан ўзгартириш амплитуда модуляцияси дейилади, бунда модуляцияланган тебранишларнинг юксак частотаси элтувчи частота деб аталади.

Модуляцияланган юксак частотали тебранишлардан махсус усул билан қабул қилгичда яна паст частотали тебранишлар ҳосил қилинади. Сигнални ўзгартиришнинг бундай жараёни демодуляция ёки детекторлаш деб аталади. Тебранишларни детекторлаш бир томонлама ўтказувчанликка эга бўлган махсус қурилмалар ёрдамида амалга оширилади.

203-расмда радиоузатгич ва қабулқилгичнинг принципиал схемаси кўрсатилган. Радиоузаткичнинг схемаси (203-а расм) автотебраниш контурининг схемасига (165-расм) ўхшашдир. Улар орасидаги фарк фақат шундаки, узаткич лампасининг тур занжирига T_p кучайтирувчи трансформаторнинг иккиламчи чулҳами уланган, электромагнит тўлқинларни нурлайдиган очик контур эса A антенна ва ерга уланган L индуктив ҳалтаги кўринишида ясалган. Трансформаторнинг бирламчи чулҳамига B батарея ва M кўмир кукунли микрофон уланган. Агар M микрофонга товуш тебранишлари келмаса, у ҳолда узаткичнинг контурида ўзгармас амплитудали одатдаги электромагнит тебранишлар бўлади (204-а расм) (расмда: I -ток кучи, t -вақт).



204- расм.

Агар микрофон мембранасига нутқ ёки музикадан ҳосил бўладиган товуш тўлқинлари тушса, мембрана бу товуш тўлқинларига мос тебрана бошлайди (204-б расм). Мембрананинг товуш тебранишлари кўмир кукунларига ўзгарувчан босим беради, бунинг натижасида микрофоннинг қаршилиги, трансформаторнинг бирламчи ва демак, иккиламчи чулҳамидаги ток кучи ҳам шундай тебранади. Натижада электрон лампанинг тўрида мембрананинг товуш тебранишларига мос ўзгарувчи қўшимча кучланиш юзага келади. Тўр кучланишнинг тебранишлари узаткич контурининг электр тебранишлари амплитудаларини ўзгартиради. Шунинг ўзи юксак частотали тебранишлар амплитудасининг паст частотали сигнал билан модуляциялашдир (204-в расм).

Узаткич тарқатаётган модуляцияланган юқори частотали сигнал қабулқилгичнинг антеннасига етгач (203-б расм), L_1 ҳалтакда ва у билан индуктив боғланган L_2 C_2 дан иборат контурда, узаткич контуридаги тебранишларга ўхшаш электромагнит тебранишлар ҳосил қилади, бунинг учун қабулқилгичнинг тебраниш контури C_2 ўзгарувчан конденсатор ёрдамида, узаткичнинг тебраниш контурига резонанс қилиб созланиши керак. L_2 C_2 контур лампанинг тўр занжирига уланган. Шунинг учун унда бўлаётган электр тебранишлар лампанинг анод занжиридаги ток ва кучланишни бошқаради. Натижада анод занжирида тўр занжиридаги тебранишларга ўхшаш, бироқ кучайтирилган ва тўғриланган электр тебранишлар юзага келади (204-г

расм). Биз кўраётган қабулқилгичда детектор вазифасини триод ўтайди. Детектор занжирида тўғриланган модуляцияланган юқори частотали тебранишлардан паст частотали тебранишларни ажратиб олиш учун детектор занжирида Т телефонга C_3 конденсатор параллел қилиб уланади. Конденсатордан юқори частотали ток, телефон чулҳами орқали эса товуш частотали ток ўтади. Бунинг натижасида телефоннинг мембранаси микрофон мембранаси ҳосил қилган товуш тебранишларини, яъни узаткич микрофониға келаётган товушларни эшиттиради (202-д расм).

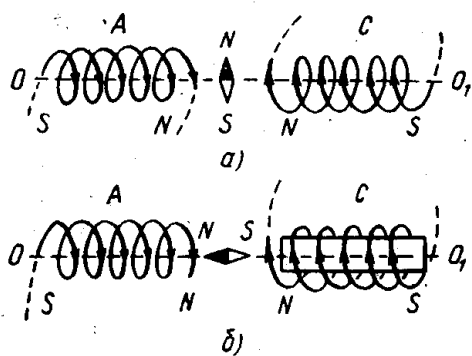
Телефон радиоалоқаси жараёнининг умумий хусусиятлари шундан иборат. Қабул қилгич детекторида ҳосил қилинган товуш частотали тебранишлардан радиокарнайларни ишға солиш учун фойдаланиш мумкин. Агар узаткичнинг микрофони иконоскоп билан қабул қилгич телефони эса кинескоп билан алмаштирилса, юқорида келтирилган узаткич ва қабул қилгичнинг принципиал схемалари телевизион радиоалоқа учун ҳам ишлатилиши мумкин.

Х боб. МОДДАЛАРДА МАГНИТ ХОДИСАЛАР

98- §. Моддаларнинг магнит майдони

Шу вақтгача биз ўрганилаётган магнит майдонни вакуумда (ёки амалда ҳавода ҳам худди шунинг ўзи бўлади) мавжуд деб фараз қилиб келдик. Энди магнит майдонға муҳит (модда) қандай таъсир кўрсатишини кўриб чиқайлик.

Иккита бир хил А ва С ғалтакларни олиб, уларни бир-биридан бир оз силжиган ҳолда горизонтал OO_1 ўқ бўйича жойлаштирамиз (205-расм).



205- расм.

Ғалтаклар орасиға маҳкамланган вертикал ўқ атрофида ҳаракатлана оладиган қилиб магнит стрелкасини жойлаштирамиз. Бутун қурилмани магнит стрелкаси ғалтаклар ўқиға нисбатан перпендикуляр жойлашадиган қилиб сёрнатамиз, сўнг иккала ғалтакдан катталиги бир хил, лекин йўналиши қарама-қарши бўлган ток ўтказамиз (205-а расм). Бу вақтда магнит майдониға жойлаштирилган стрелка ҳаракатға келмайди, чунки

иккала токнинг ҳосил қилган магнит майдони бир хил миқдорда ва қарама-қарши йўналган бўлгани учун ғалтаклар орасидаги ҳажмда магнит индукцияси нолға тенг бўлади.

Иккала ғалтакдан ўтаётган ток кучини ўзгартирмаган ҳолда улардан бирининг, масалан, С ғалтакнинг ичиға темир стержень киритамиз (205-б

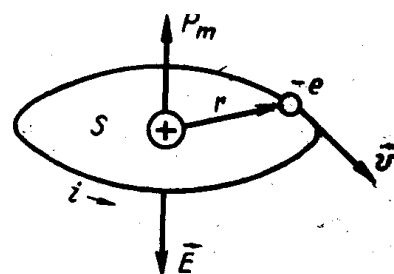
расм). У ҳолда магнит стрелкаси ўз ҳолатини ўзгартиради. С җалтакнинг магнит майдони кучаяди ва җалтаклар орасидаги натижавий майдон нолдан фаркли бўлади. Бу ҳолда темир стерженнинг С җалтакнинг магнит майдонида магнитланиб қолишини кузатамиз. Бундай бўлишини ҳозирги замон физикаси қуйидагича тушунтиради. Магнит майдон фақат ток ўтгандагина ҳосил бўлмасдан, балки атом ва молекулалар таркибидаги зарядли зарраларнинг ҳаракатланиши туфайли ҳам ҳосил бўлади. Электроннинг ўз ўқи атрофида ҳаракати натижасида ҳосил бўлувчи импульс момента ўқ ёки спин момент дейилади. Электрон ҳам, атом ядроси ҳам спинга эга. Электроннинг ўз ўқи атрофида айланиши спинни, орбита бўйича ядро атрофида айланиши эса орбитал моментни бериб, ички магнит майдонни ҳосил қилади. Чунки уларнинг ҳаракати туфайли ток ҳосил бўлади. Бу токни Ампер молекуляр ток деб атаган. Демак, моддаларнинг магнитланиши, ядро атрофида электроннинг айланма ҳаракати натижасида, орбитал магнит моментига (p_{orb}), иккинчидан, электроннинг хусусий айланма ҳаракати ёки спини мавжудлигидан спин магнит моментига (p_s) ва учинчидан, атом ядросининг хусусий айланма ҳаракати ёки спини мавжудлиги натижасида деб тасаввур қилинади. Бу магнит моментлар атомларнинг тузилишига ҳам боғлиқдир. Атомларнинг ядро магнит моментлари электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларидан жуда кичик, чунки ядронинг ҳаракат тезлиги электрон тезлигидан жуда кичик.

Юқорида айтилганидек, электрон орбита (айлана) бўйича v частота билан айланма ҳаракат қилганида айлана бўйича унинг ҳаракатига қарама-қарши йўналишда айланма ток ҳосил бўлишини кейинроқ Эйнштейн ва де-Гааз тажрибасида кўрамиз.

Электрон ҳаракати туфайли ҳосил бўлувчи ток $i = ev$ бўлиб,

$$p_{orb} = evS$$

орбитал магнит момента ҳосил қилади. Бунда S — орбита юзи. 206- расмда кўрсатилганидек, электрон соат стрелкаси бўйича, ток кучи эса соат стрелкасига тесқари йўналишда бўлиб, ҳосил бўлаётган магнит моментининг йўналишини парма қондасига биноан аниқласак, пастдан юқорига йўналган бўлади.



206-расм.

Орбита бўйича импульс momenti (l) эса

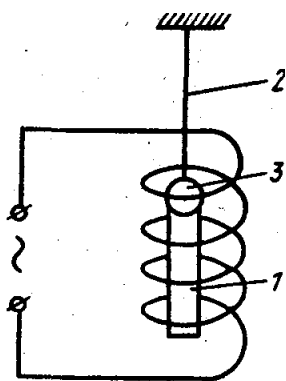
$$l = mvr,$$

бу ҳам парма қондасига асосан пастга қараб йўналган бўлади. Демак, бу икки вектор ўзаро қарама-қарши йўналган бўлар экан.

Агар магнит моментининг импульс моментига нисбатини олсак,

$$\vec{G} = \frac{\vec{p}_{orb}}{\vec{l}} = -\frac{1}{2} \left(\frac{e}{m} \right) \quad (10.1)$$

ҳосил бўлади. Бу ифодага гиромангнит нисбат дейилади. Бундаги манфий ишора магнит моментларининг тескари йўналишда бўлишини ифодаласа, ўзи солиштирма зарядни ифодалайди. Бу ифода орбита айланадан иборат бўлганда эмас, эллипс шаклдаги орбита учун ҳам ўринлидир.



207-расм.

Молекуляр токнинг мавжуд эканлигини аниқлаш учун Эйнштейн ва де-Гааз цилиндр шаклида темир (1) олиб уни ингичка кварц ипига (2) осиб, ўзгарувчан ток манбаига уланган соленоид ичига туширилган (207-расм). Соленоиддан ўзгарувчан ток ўтиши натижасида унда ўзгарувчан магнит майдон ҳосил бўлиб, темир стержень бурилади. Уни ипга ўрнатилган кўзгу (3) орқали кузатамиз. Бу ерда ток йўналиши ўзгариши билан стержень бурилиши ҳам ўзгаради. Бунга магнитомеханик ҳодиса

дейилади. Бундай тебранишнинг асосий сабаби темирнинг қайта магнитланишидир. Чунки темирга ташқи магнит майдон таъсир этиши билан ундаги элементар зарраларнинг магнит моментлари майдонга параллел равишда ориентацияланиб, айлантирувчи механик момент ҳосил бўлади. Системада импульс моментининг сақланиш қонуни мавжуд бўлгани учун электронлар ҳосил қилган натижавий моментга тенг ва унга тескари йўналишда цилиндрни айлантирувчи момент ҳосил бўлиб, ипга осилган цилиндрни буралма ҳаракатга келтиради. (10.1) дан кўринадики, магнит момента импульс моментидан катта бўлишининг сабаби темирда магнитланиш ҳодисаси импульс момента орқали эмас, балки электроннинг спин ҳаракати туфайли ҳосил бўлувчи спин магнит момента таъсирида бўлар экан.

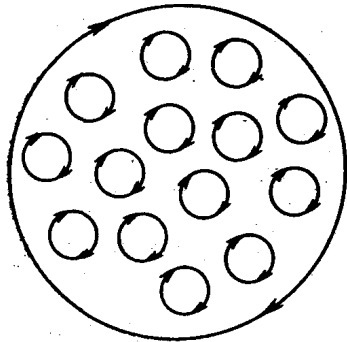
Атом ёки молекуланинг умумий магнит momenti улар таркибидаги электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг йиғиндисидан иборат

$$\vec{p}_A = \sum \vec{p}_{orb} = \sum \vec{p}_c \quad (10.2)$$

бўлади. Демак, магнит майдонга жойлаштирилган барча моддалар магнитланиш хоссаларига эга бўлади, яъни магнитланади, шунинг учун (дастлабки) майдонни маълум даражада ўзгартиради. Магнит майдонга таъсир кўрсатадиган бундай моддаларни магнетиклар дейилади. Модданинг магнитланишини характерловчи физик катталиклардан бири ҳажм бирлигидаги атом ёки молекулаларнинг магнит momenti орқали ифодаланувчи магнитланганлик векторидир:

$$\vec{I} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{p}_{орб} \quad (10.3)$$

Индукция билан магнитланувчанликларнинг ўзаро боғланишини аниқлайлик. Бунинг учун молекулалардаги электрон тоklarнинг ички магнит майдон кучланганли (H') ни ҳисоблайлик.



208-расм.

Ампер бўйича модданинг ҳар бир молекуласи айлана ток бўлиб ҳисобланади. Цилиндр шаклидаги (208-расм) бир жинсли магнетикни кўз олдимизга келтирайлик. Бу магнитланган цилиндрнинг молекуляр токлари цилиндрнинг ўқиға тик текисликларда жойлашади. Фараз этайлик, молекуляр тоklarнинг йўналиши соат стрелкасининг йўналиши бўйича бўлсин, бунда магнетик кесимининг ички қисмларидаги қоғшни молекуляр тоklarнинг йўналиши бир-бириға қарама-қарши бўлиб, мувозанатға келади, мувозанатланмаган қисмиға магнетикнинг ташқи сиртида бўлади. Бу тоklarнинг чизиқли зичлиги, яъни цилиндрнинг узунлик бирлигида ток $\eta = \frac{i}{l}$ бўлсин, цилиндрни ҳамма узунлигидаги ток $i = \eta l$, бу токнинг магнит моменти $p = \eta l S \mu_0 = \mu_0 \eta V$, V — магнетикнинг ҳажми, бунда $\mu_0 \eta = \frac{p}{V}$ — ҳажм бирлигининг магнит моменти, бу эса (10.2) нинг таърифиға мувофиқ магнетикнинг магнитланганлигини беради. Шундай қилиб,

$$\eta \mu_0 = I \quad (10.4)$$

экан. Иккинчидан, магнетикдан иборат цилиндрни бир серамли ($n = 1$) соленоид деб қарасак, ундан ўтувчи ток зичлиги $\eta = \frac{I}{\mu_0}$ бўлиб, соленоид

ичидаги майдон $H' = \frac{I}{\mu_0}$ бўлади. Магнетикдаги магнит майдон индукция

эса

$$B = \mu_0 (H_0 + H') = \mu_0 H_0 + I. \quad (10.5)$$

Бунда H_0 ва μ_0 мос равишда вакуумдаги магнит майдон кучланганлиги ва вакуумнинг магнит доимийси. Магнетикнинг магнитланганлик вектори майдон кучланганлигиға тўғри пропорционалдир.

$$I = \chi \mu_0 H_0 \quad (10.6)$$

χ — модданинг магнит қабул қилувчанлиги.

(10.6) ни (10.5) га қўйсак,

$$B = \mu_0 H_0 + \chi \mu_0 H_0 = \mu_0 H_0 (1 + \chi) = \mu_0 \mu H \quad (10.7)$$

бунда

μ — модданинг магнит сингдирувчанлиги.

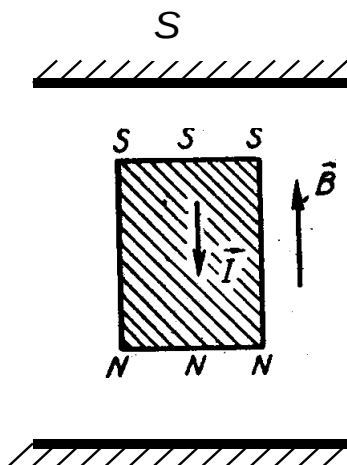
99- §. Диамагнетик ва парамагнетиклар

Олдинги параграфда моддаларнинг магнит хусусиятларини ўрганишда (10.7) ва (10.8) формулалардан кўринадикки, магнетикларнинг магнит индукциялари уларнинг магнит қабул қилувчанлик ва сингдирувчанлик коэффициентларига боғлиқ эди.

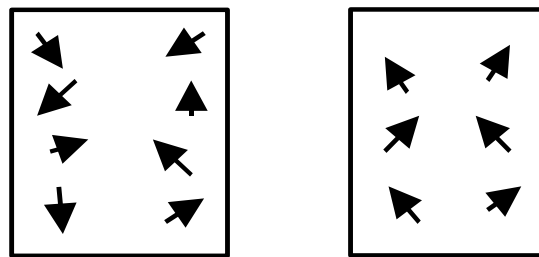
Моддаларнинг магнит сингдирувчанлик коэффициенти (μ) бир қатлам ўралган соленоид ҳосил қилаётган магнит оқими зичлигидан магнетикнинг магнит оқимининг ўртача зичлиги неча марта катта эканлигини кўрсатади.

Бу магнит қабул қилувчанлигига қараб магнетикларни қуйидаги группаларга бўламиз. Агар $\mu < 1$ бўлса, бундай моддаларни диамагнетиклар, бунда $\chi < 0$; $\mu > 1$ бўлса, $\chi > 0$ бўлиб, бундай моддаларни парамагнетиклар, $\mu \gg 1$ бўлса, $\chi > 0$ ва $B = f(\mu)$ бўлса, бундай моддаларни ферромагнетиклар дейилади.

Диамагнетикларда қабул қилувчанликнинг манфий бўлишига асосий сабаб магнитланганлик векторининг магнитловчи ташқи магнит майдон индукция векторига қарама-қарши йўналишидадир (209-расм). Ташқи магнит майдон таъсирида диамагнитни ташкил этувчи диполларнинг жойлашиши тескари бўлади, яъни бир жинсли магнит қутблари (диполь ва ташқи майдондаги) улар ўзаро итаришиш ўрнига ўзаро тортишади. Ташқи магнит майдон таъсирида электрон ҳаракати ўзгаради. Бу вақтда атомларнинг магнит моментлари кичик бўлгани учун моддаларнинг диамагнетик хоссалари кучли бўлади. Деярли барча инерт газлар диамагнит хусусиятига эга; Диамагнитларда ташқи майдон таъсир этмаганда атомнинг магнит, моменти нолга тенг бўлади.



209-расм.



210-расм.

Парамагнит жисмларга ташқи магнит майдон таъсир этмаганда ҳам атомнинг магнит моменти нолдан фарқлидир. Ташқи магнит майдон таъсирида атомларнинг магнит моментлари майдон йўналишига ориентацияланади. Аммо ориентацияланишга атомларнинг хаотик ҳаракатлари қаршилик кўрсатади (210-а расм). Шунинг учун ҳаракат ортиши билан парамагнит моддаларнинг қабул қилувчанлиги камаяди.

Модда ташқи магнит майдонга киритилганда атомларни майдон бўйича ориентациялаш учун жуфт кучлар таъсир этади. Натижада модда ичида атомларнинг тартибли жойлашиши содир бўлиб, магнитланиш нолга тенг бўлмайди (210-б расм). Парамагнитларга хос бўлган магнитланганлик вектори ташқи магнит майдон индукция вектори йўналишида жойлашади.

Парамагнетик ва диамагнетикларнинг магнитланганлик векторини ташқи магнит майдон кучланганлигига боғлиқлиги 211-расмда келтирилган.

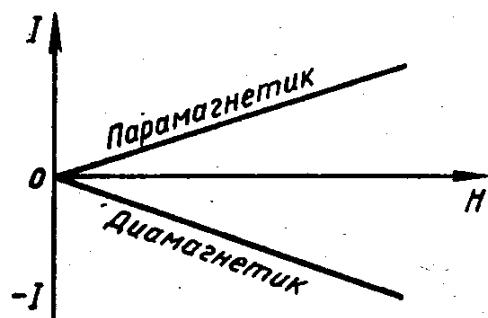
Агар координата системасининг бир ўқига парамагнетикнинг

қабулчанлигини, иккинчи ўқига $\frac{1}{T}$

қўйсак, тўғри чизик ҳосил бўлади,

баъзи парамагнетиклар учун бу чизик координата бошидан ўтмайди,

Чунки Кюри аниқлаган қабул қилувчанликни $\chi = \frac{C}{T}$ қонуни ўрнида



211-расм.

$$\chi = \frac{C}{T - Q_k} \quad (10.9)$$

$$C = \frac{np^2_{орб}}{3\mu_0 k}$$

Кюри — Вейс қонуни ўринли бўлади. Бу қонундаги C -доимийлик, T — абсолют температура, Q_k — Кюри нуқтаси, бу температурада моддалар ўзларининг магнит хусусиятини йўқотадилар, n — атом концентрацияси.

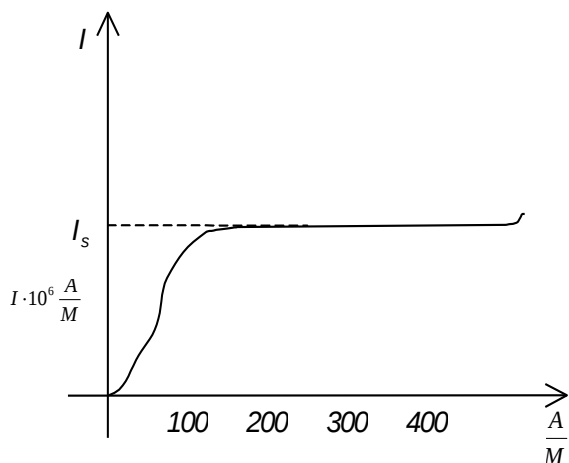
Қуйидаги 10-жадвалда баъзи диамагнетик ва парамагнетик моддаларнинг қабул қилувчанлиги келтирилган.

10-жадвал

Диамагнетик	$\chi, 10^6$	Парамагнетик	$\chi, 10^6$
Азот	—0,0062	Кислород	1,8
Сув	—9	Алюминий	21
Кумуш	—26	Платина	300
Висмут	—170	Хлорли темир	2500

100-§. Ферромагнетиклар хоссаси ва тузилиши

Ферромагнетиклар диа- ва парамагнетик моддалардан ўзларининг қабул қилувчанлик ва сингдирувчанлик коэффициентлари ва уларнинг ташқи магнит майдонга боғлиқлиги билан фарқ қилади. Шу каби индукция, магнитланганлик векторлари ҳам магнит майдон кучланганлигига боғлиқ.



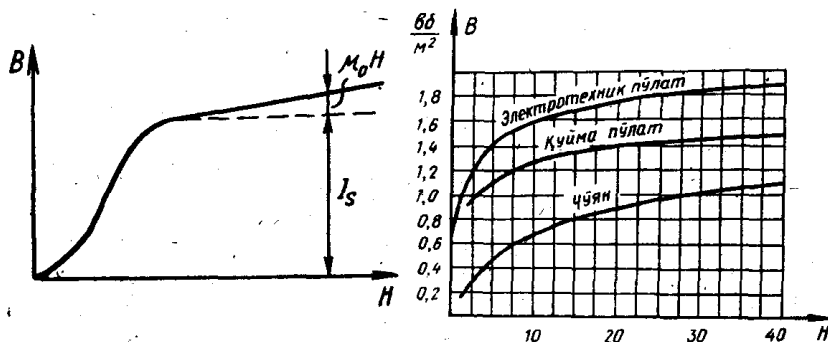
212-расм.

Ферромагнетиклар кучли магнитланувчи моддалардир. Ҳатто унинг магнитланиши диа- ва парамагнетикларга нисбатан бир неча ўн минг (10^{10}) марта катта бўлади. Эйнштейн ва де-Гааз тажрибасидан кўринадики, ферромагнетизмни электронларнинг спин моментлари ҳосил қилади. Магнит майдон бўлмаган ҳолда магнитланиш, яъни спонтан магнитланиш хоссасига эга бўлган қаттиқ жисмлар

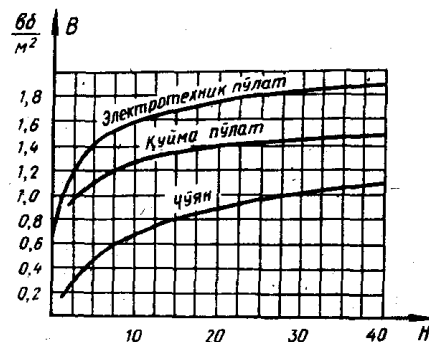
ферромагнетиклар дейилади.

Бошланрич ҳолатда магнит моменти нол бўлган ферромагнетикнинг магнитланганлик векторини ташқи магнит майдонга боғлиқлиги 212-расмда келтирилган. Графикдан кўринадики, магнитланганлик магнит майдон кучланганлиги ортиши билан (10.6) формуладан ҳам кўринадики,

нолдан бошлаб тез орта боради, маълум қийматга етгандан кейин майдон кучланганлиги ортса ҳам у ўзгармайди, яъни магнитланганлик вектори тўйиниш ҳолатига етади. Демак, бу вақтда моддалардаги магнит моменти



213- расм.



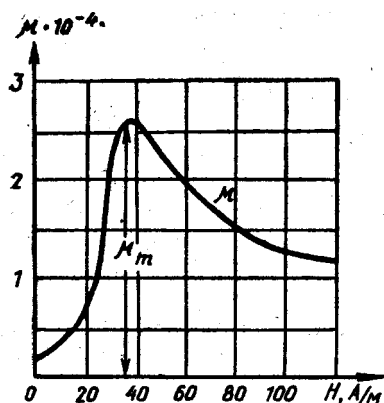
214- расм.

ва спин момент векторлари деярли тсела ориентацияланган бўлади.

(10.5) орқали ифодаланган магнит майдон индукция векторининг ташқи майдон кучланганлигига боғлиқлиги мураккабдир. Магнитланганлик вектори тўйинганда ҳам магнит майдон кучланганлиги ҳисобига магнит майдон индукция вектори орта бориши 213-расмда, моддаларнинг табиатига боғлиқлиги 214- расмда келтирилган.

Ферромагнетикларни характерловчи зарур эгрилик бу сингдирувчанликни ташқи магнит майдон кучланганлигига $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$

боғлиқлиги. Буни биринчи марта юмшоқ темир билан ўтказилган тажрибада А.С.Столетов аниқлаган бўлиб, 215-расмда график равишда ифодаланган. Демак, бу эгрилик магнит сингдирувчанликнинг маълум бир қийматидан бошланиб, ферромагнит жисмлар ҳам Кюри ва Кюри-Фейс формуласига бўйсунди.



210-расм.

Максимум қийматга эришгандан сўнг камая бориб, асимптотик равишда унинг қиймати бирга яқинлашади. Кўпчилик ферромагнетикларда оддий температурада сингдирувчанлик коэффицентининг максимум қиймати бир неча минг бирлик, баъзи махсус тайёрланган қотишмаларда эса миллионгача етади.

Ферромагнетикларнинг қабул қилувчанлигини температурага боғлиқлиги мураккабдир. Температура пасайиши билан ферромагнетикларнинг қабул қилувчанлиги ва сингдирувчанлиги пасайиб, магнитланганлик векторининг тўйиниш қиймати камаяди. Маълум температурадан сўнг ферромагнетик хусусиятларини йўқотадилар. Температуранинг бу қийматига Кюри нуқтаси дейилади, у (10.9) формула

билан ифодаланади. Куйидаги 11-жадвалда баъзи ферромагнетикларнинг Кюри температураси келтирилган.

11-жадвал

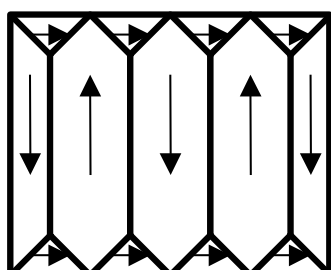
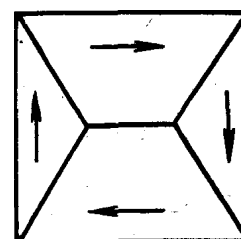
Модда	$T_K \cdot K$	Модда	$T_K \cdot K$
Кобальт	1423	Никель	633
Темир	1043	30 % пермоллой	343
78% ли пермоллой (22%Fe ва 78 % Ni котишма)	823	Гадолиний	290

Ферромагнетиклар Кюри ҳароратига кўра жуда юқори ҳароратларда парамагнетикларга айланади.

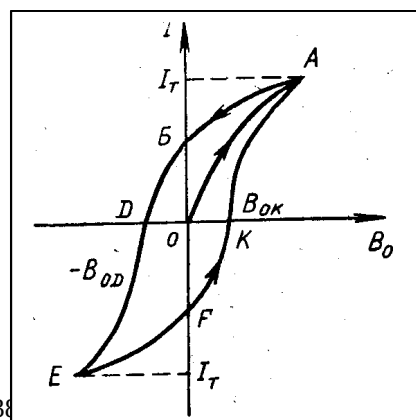
Ферромагнетикларни Кюри ҳароратларидан паст ҳароратда олинса ўз-ўзидан, яъни спонтан магнитланганликни ва ферромагнетикнинг ҳар бир микрокристалли тўйинишгача магнитланган бўлади. Бу ҳол магнит майдон ферромагнетикка таъсир этмаса ҳам унинг магнитланиши ўзаро қарама-қарши бўлади. Бу қарама-қаршиликни Б.Гозинг қуйидагича ҳал этади. Ҳар бир микрокристалл спонтан магнитланишда ҳажми 10^{-18} м^3 гача бўлган, магнитланганлик вектори турли йўналишда бўлган майда бўлакчаларга бўлинган бўлади. Бу бўлакчалар доменлар дейилади. Уларнинг магнит майдон таъсир этгандаги натижавий магнитланганликлари нолга тенг. Доменлар ҳосил бўлганда кристалл ичида деярли ундан чиқмайдиган магнит оқими ҳосил бўлади.

Бу эса спинларнинг ориентацияланишига имкон бериб, ташқи майдон бўлмаганда ҳам ферромагнетиклар магнит хусусиятини сақлаб қолишига олиб келади.

Доменларнинг энг оддий шакли кристаллларнинг куб шаклида тузилишидир. (216-расм). Л. Ландау ва Е. Лифшицлар томонидан домен тузилишини идеал бир ўқли кристалл шаклида қараган (217-расм). 217-расмдан кўринадики, доменларнинг ўзаро чегараси қуйидаги кўринишда бўлиши мумкин: кўшни



217-расм.



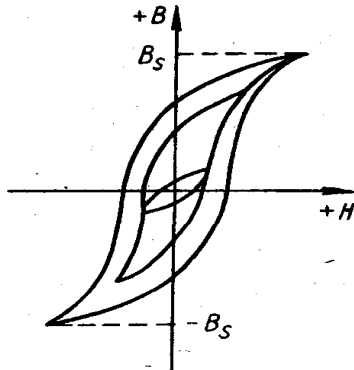
238

6-расм.

218-расм.

доменларнинг спинлари ўзаро 90° ёки 180° бурчак ҳосил қилади. Доменлар чегараси 30—40 атом диаметри калинлигида бўлади. Ферромагнетиклар учун юқорида кўрган нозичиқ боғланишлардан ташқари гистерезис ҳодисасининг мавжудлиги янада характерлидир.

Агар темир намуна олдиндан магнитланмаган бўлса, унга магнит майдон таъсир эта бошлаганда магнит майдон индукцияси майдон кучланганлигининг ортиши билан чизикли боғланишда ортади (расмда ОА чизик) (218-расм). Сўнгра майдон кучланганлигининг ортишига қарамай магнитланиш ўзгармай қолаверади (А нуқтадан кейин). Бу вақтда магнитланиш тўйинади. Тўйиниш юз берганда барча молекуляр тоқлар бутунлай майдон бўйлаб жойлашади, шунинг учун ташқи майдоннинг янада ортиши билан бу тоқлар ҳосил қилган майдон бошқа ўзгармай қолади. Тўйиниш ҳолатигача магнитланган ферромагнетикда ташқи магнит майдон кучланганлигини камайтира бошласак, у ҳолда магнитланиш ва унга мос равишда индукция ҳам камаяди; бироқ у энди графикда кўрсатилган АО чизик билан эмас, балки АВ чизик орқали камаяди. Ташқи магнит майдон нолга тенг бўлганда ферромагнетик тўла магнитсизланмай, яъни магнит индукцияси нолга тенг бўлмайди. Магнит индукциясининг бу қисмига қолдиқ индукция дейилади. Бу чизмада ОБ кесма бўлиб, қолдиқ магнитланиш сақланиб қолганлигини кўрсатади. Унинг тўла равишда магнитсизланиши учун $\vec{B}_{ок} = -\vec{B}_{од}$ га тенг қарама-қарши йўналишдаги ташқи майдон бериш зарур. Магнит майдон индукцияси нолга тенг бўлиши учун зарур бўлган майдон кучланганлигига коэрцитив (тўхтатувчи) куч деб аталади. Қарама-қарши майдонни яна кучайтиришда ферромагнетик қайта магнитлана бошлайди ва тўйинишгача магнитланади (Е нуқтагача). Бунда ҳосил бўлган АВДЕ эгриликка гистерезис сиртмоғининг суянчиғи дейилади. Сўнгра ферромагнетикни яна магнитсизлаш ва қайтадан тўйинишгача магнитлаш мумкин. Магнитланиш ва мос равишда майдон индукцияси ўзгариши магнитловчи ташқи майдон кучланганлиги ўзгаришидан орқада қолар экан. Бу ҳодисага магнит гистерезис деб, АВДЕФКА берк эгри чизик эса гистерезис сиртмоғи деб аталади.



219-расм.

Кузатиш жараёнида магнит майдон индукциясининг ўзгариши, яъни магнитланиш вектори иккала йўналишда ҳам тўйиниш қийматлари оралиҳида бўлса, ҳосил бўлган гистерезис сиртмоҳига максимал дейилади. Агар индукция ўзгариши ундан кичик қийматлар оралиҳида

бўлса, гистерезис сиртмоҳи максимал сиртмоқ ичида бўлиб, уни хусусий сиртмоқ дейилади (219-расм).

Турли хил ферромагнетикларнинг гистерезис сиртмоҳининг шакли турлича бўлади. Сиртмоқнинг шакли материалнинг энг муҳим магнит характеристикаси ҳисобланади.

Ташқи майдон йўқотилганида ферромагнетиклар бутунлай магнитсизланмайди, балки қолдиқ магнит индукциясини сақлайди, чунки иссиқлик ҳаракати бундай кўп атомли тўпламларни—доменларни тезда ориентирсизлай олмайди. Шу сабабли магнит гистерезис ҳосил бўлади. Ферромагнетикни магнитсизлаш учун коэрцитив куч таъсир этиши керак.

Агар магнитни мустаҳкам материалдан цилиндр ёки ясси тахточа шаклида олиб, уни магнит майдонга жойлаштириб, модданинг коэрцитив кучидан катта кучгача магнитлаганимизда олинган жисмда модданинг қолдиқ магнит майдон индукцияси наmunанинг қолдиқ магнит майдон индукциясидан анча катта бўлгани учун у магнитланади. Шу тарзда олинган магнитланган ферромагнит жисмларга доимий магнит дейилади. Улар табиатда магнитланган темир парчалари сифатида учраши мумкин.

101-§. Ферритлар

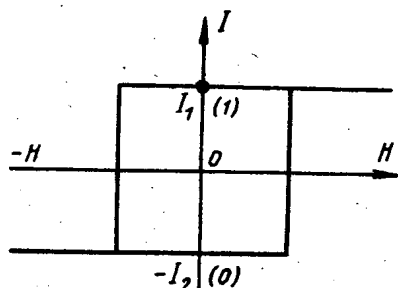
Фан ва техниканинг ривожланиши натижасида кейинги йилларда ярим ўтказгичли ферромагнетиклар ҳосил қилинди. Буларга ферритлар ёки ферромагнетиклар дейилади. Ферритлар асосан бир ёки икки валентли металл оксиди билан темирнинг Fe_2O_3 оксидидан иборат кристалл қаттиқ эритмадир. Ферритнинг кимёвий формуласи умумий ҳолда $(\text{MeO})_x(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{1-x}$ дан иборат. Бунда Me—олинган бир ёки икки валентли металл.

Жуда майдаланган оксидларни яхшилаб аралаштириб, 1180—1680 К ҳароратда пишириш орқали ферритлар олинади. Феррит рух, қадмий ва бошқалардан иборат бўлса, ферромагнит бўлмайди, никель, нодир ер элементлари ва бошқалардан иборат бўлса, ферромагнит бўлади.

Ферритларнинг ферромагнит хусусиятга эга бўлишини Неел куйидагича тушунтиради. Спинлари қарама-қарши йўналган икки кристалл панжара бир-бирига нисбатан силжиган бўлганлиги учун уларнинг магнитланиши нолдан фарқли бўлади.

Ферритлар таркибини ва термин ишлов беришни ўзгартириш орқали магнит хусусиятларини ўзгартириш мумкин. У ҳолда ферритдаги

коэрцитив куч бир неча юздан бир (никель рух ферритида) кийматдан то $(2-3) \times 10^5$ А/м гача (кобальтти ферритда) ўзгаради. Индуктивлиги эса $0,30 \div 0,40$ Тл, солиштира қаршилиги $1 \div 10^7$ Ом·м оралиғида ўзгаради. Бундан кўринадики, ферритларда индуктивлик кичик бўлгани учун уярма тоқлардан холидир.



220- расм.

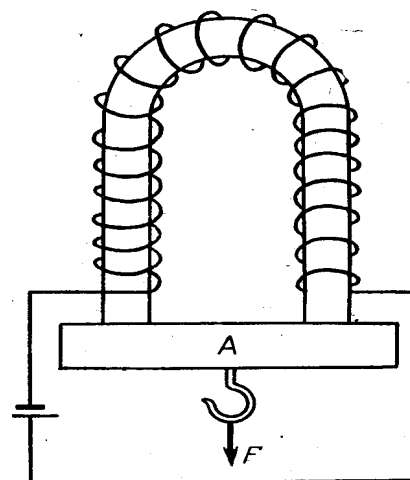
Кейинги вақтда гистерезис сиртмоғи тўғри тўртбурчакдан (220-расм) иборат бўлган магний-марганецли ферритлар кашф этилди. Булар диаметри $(0,5—2) \cdot 10^{-3}$ м бўлган тороидлар шаклида тайёрланиб, электрон ҳисоблаш машинасида элементларни хотирада сақлаб қолиш қурилмаларида ишлатилади.

102-§. Электромагнит ва унинг кўтариш кучи

Темир ўзакли чекли узунликдаги соленоидни ярим доира ёки тақасимон шаклида эгсак, ҳосил бўлган қурилмага электромагнит дейилади (221-расм). Электромагнит якори деб аталувчи темир пластинкани электромагнит учларига уни тўлиқ ёпадиган қилиб туташтирамиз. Якорни электромагнитда dh элементар масофага ажратиш учун унга F куч қўямиз. У вақтда элементар бажарилган иш:

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{h}. \quad (10.10)$$

Якорь билан электромагнит оралиғи жуда кичик очилган бўлгани учун магнит индукция оқим электромагнит ва якорь орқали узлуксиз оқиб оетади. Бунинг натижасида ораликда ҳосил бўлган элементар магнит майдон энергияси



221- расм.

$$dW = \omega_m S dh = \frac{B^2}{2\mu_0} S dh \quad (10.11)$$

ҳосил бўелади. Бу ҳосил бўлган магнит майдон энергияси энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунига асосан (10.10) орқали ифодаланган ишга миқдор жиҳатдан тенг, яъни:

$$F dh = \frac{B^2}{2\mu_0} S dh.$$

Бу ифодадан ажратиб олувчи куч (миқдор жихатдан электромагнитнинг F_k кўтариш кучига тенг) ни топсак,

$$F_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0} S \quad (10.12)$$

ҳосил бўлади.

Кучнинг механикадаги тушунчасидан фойдалансак, яъни куч энергиянинг координата бўйича олинган биринчи тартибли хусусий ҳосиласи (дифференциали) га тенглигидан, яъни (10.11) ни дифференциаллаймиз:

$$F = \frac{dW}{dl} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0} S \quad (10.12a)$$

(10.12) ва (10.12a) иккаласи ҳам кучнинг бир хил ифодасидир. Бу (10.12) формулалардан кўринадик, электромагнитнинг тортиш кучи майдон индукциясининг квадратага тўғри пропорционал бўлар экан.

(10.12) да ифодаланган кучнинг ифодаси якорь электромагнитга ёпишиб турганда ҳам ўринли. Электромагнитдаги ток кучи ўзгармаган ҳолда якорь билан электромагнит орасидаги масофа чекли бўлганда ҳам магнит майдон индукцияси камайиб, тортиш кучини ҳисоблаш мураккаблашади. Шунинг учун электромагнитлар кўтараётган жисм ферромагнит бўлиши керак. Агар ферромагнит бўлмаган жисмларни кўтариш керак бўлса, бу жисмларни ферромагнит якорь остига осилади.

Электромагнитлар электротехника ва автоматика, электромагнит реле, электромуфта, юк кўтаргичлар, тиббиётда, илмий текшириш ишларида ва бошқа жойларда ишлатилади.

Такрорлаш учун саволлар, тестлар ва масалалар

1. Электр майдон нима?
2. Электр майдон кучланганлиги деб нимага айтилади? Унинг бирликларини айтиб беринг?
3. Суперпозиция принципи нимадан иборат?
4. Электр куч чизиқлари нима ва уларнинг йсеналиши қандай танлаб олинади?

5. Электростатик майдонда зарядни кѳечиришда бажарилган иш қандай формулалар ѳрдамида топилади?
6. Электр майдон потенциали деб нимага айтилади? Унинг бирликларини айтиб беринг?
7. Электр майдон кучланганлиги билан потенциаллар фарқи орасидаги боғланиш қандай ифодаланади?
8. Эквипотенциал сиртлар деб қандай сиртларга айтилади?
9. Остроградский-Гаусс теоремаси ва унинг тадбиқи.
10. Ётказгичлар, диэлектриклар ва ярим ётказгичлар нима? Уларга мисоллар келтиринг.
11. Электростатик ҳимоя деб нимага айтилади?
12. Электростатик индукция ҳодисаси деб нимага айтилади?
13. Зарядланган ётказгичда зарядлар қандай тақсимланади?
14. Диполь деб нимага айтилади?
15. Диэлектрикнинг кутбланиши деб нимага айтилади?
16. Электр индукция оқими нима?
17. Электрофор машинасининг ишлаш принципи.
18. Диэлектриклар учун Остроградский-Гаусс тенгламаси ва унинг турили кѳеринишдаги ифодалари.
19. Ётказгичнинг электр сиғими деб нимага айтилади? Унинг бирлиги нима?
20. Конденсатор уларнинг турлари ва тузилишини тушунтириб беринг.
21. Конденсаторларни параллел ва кетма-кет улаш деб қандай улашга айтилади? Бу вақтда сиғим қандай бўлади?
22. Зарядланган конденсатор энергиясининг формуласини келтириб чиқаринг.
23. Электр токи деб нимага айтилади ва унинг ҳосил бўлиш шартлари қандай?
24. Ток кучи деб қандай катталиққа айтилади? Ток кучи қандай бирликларда ѳлчанади?
25. Металларда қандай зарядли зарраларнинг тартибли ҳаракати юзага келганда ток ҳосил бўлади?
26. Ёзгармас ток деб қандай токқа айтилади?
27. Ток манбаининг Э.Ю.К деб нимага айтилади? Э.Ю.К қандай бирликларда ѳлчанади?
28. Занжирнинг бир қисми учун Ом қонунини таърифланг.
29. Ётказгичнинг электр қаршилигини сиз қандай тушунасиз ва у нималарга боғлиқ?
30. Солиштирма қаршилик деб нимага айтилади? Ётказувчанлик деб-чи?
31. Қаршиликнинг термик коѳфициенти деб нимага айтилади? Унинг формуласини келтириб чиқаринг.
32. Ётказгичлар кетма-кет ва параллел уланганда занжир қисмининг қаршилиги нимага тенг бўлади? Формуласини келтириб чиқаринг.

33. Ётказгичлар параллел уланганда занжирнинг умумий кучланиши қандай тақсимланади?
34. Ётказгичлар параллел уланганда уларда ток қандай тақсимланади?
35. Электр занжири қандай элементлардан тузилган? Энг оддий электр занжирининг схемасини чизиб беринг.
36. Берк занжир учун Ом қонунининг моҳияти нимадан иборат?
37. Кетма-кет уланган манбалар батареясининг Э.Ю.К нимага тенг? Бу ҳолда берк занжир учун Ом қонуни ифодасининг кўриниши қандай бўлади?
38. Параллел уланган манбалар батареясининг Э.Ю.К нимага тенг? Бу ҳолда берк занжир учун Ом қонуни ифодасининг кўриниши қандай бўлади?
39. Амперметр қандай асбоб? У занжирга қандай уланади?
40. Амперметрга шунт танлашнинг моҳияти нимадан иборат?
41. Вольтметр қандай асбоб? У занжирга қандай уланади?
42. Вольтметрга қўшимча қаршилик танлашнинг моҳияти нимадан иборат?
43. Занжирнинг бир қисмида сезгармас ток бажарган иш нимага тенг ва у қандай бирликларда ўлчанади?
44. Сезгармас токнинг қуввати нимага тенг ва у қандай бирликларда ўлчанади?
45. Ваттметр нима? У занжирга қандай уланади?
46. Жоуль-Ленц қонунини таърифланг ва формуласини ёзинг.
47. Ток манбаининг қуввати деб нимага айтилади?
48. Кирхгофнинг биринчи қонунини тушунтириб беринг.
49. Кирхгофнинг иккинчи қонунини тушунтириб беринг.
50. Контакт потенциаллар айирмасини қандай тушунасиш.
51. Фарадей кашф этган электромагнит индукция қонунининг моҳияти нимада?
52. Ленц қонунининг моҳияти нимада?
53. Ёнг қўл қонидаси қандай таърифланади ва қандай ҳолларда қўлланилади?
54. Ёзиндукция ҳодисаси нимадан иборат?
55. Ёзиндукция Э.Ю.К нинг катталиги нималарга боғлиқ?
56. Ётказгичнинг индуктивлиги деб нимага айтилади ва унинг СИ системасидаги бирлиги қандай?
57. Ёзароиндукция нима?
58. Лоренц кучи қай вақтда ҳосил бўлади ва у қандай ифодаланади?
59. Электр ва магнит майдонлари таъсирида зарядли зарралар ҳаракатини тушунтиринг.

60. Бир вақтда зарядли заррага электр ва магнит майдонлари таъсир этса заряд қандай ҳаракатланади?
61. Холл эффектини тушунтиринг.
62. Плазма нима?
63. Магнитогидродинамик генераторнинг ишлаш принципини тушунтиринг?
64. Циклотроннинг тузилишини ва ишлаш принципини тушунтиринг.
65. Электромагнит тебранишлар деб қандай процессга айтилади?
66. Тебраниш контури нима?
67. Эркин электромагнит тебранишлар нима учун сөнувчан бўлади?
68. Мажбурий электромагнит тебранишлар деб қандай тебранишларга айтилади? Электр резонанс деб-чи?
69. Қандай қилиб сөнмас электромагнит тебранишлар ҳосил қилинади?

ТЕСТЛАР

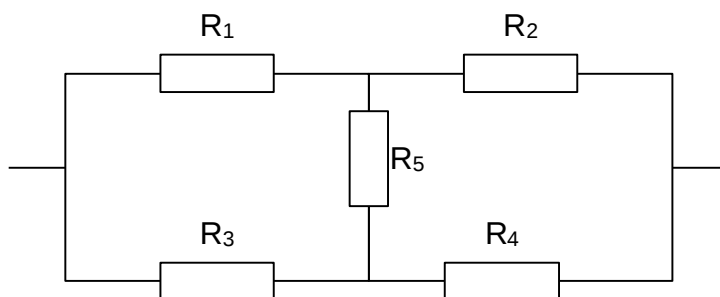
1. Электр занжири җалтак (сезиндукция коэффиценти L), қаршилиқ (R) ва сезгармас ток манбаидан (Э.Ю.К. E_0) иборат бўлса, улашдаги экстра ток ифодасини кўрсатинг.

- A) $I = E_0 + E_{is}/R$ C) $I = I_0(1 + e^{-(R/Z) \cdot t})$
 B) $I = I_0 e^{-(R/Z) \cdot t}$ D) $I = I_0(1 - e^{-(R/Z) \cdot t})$

2. Узунликларнинг нисбати $L_2/L_1=2$, кендаланг кесимининг нисбати $S_2/S_1=2$ бўлган иккита бир хил материалдан тайёрланган иккита оетказгич ток манбаига параллел уланса, улардаги ток зичликларининг нисбати қандай муносабатда бўлади?

- A) $i_1=i_2$ B) $i_1=2i_2$ C) $i_1=4i_2$ D) $i_2=2i_1$

3. Расмда кoрсатилган занжирнинг умумий қаршилигини аниқланг.



$$R_1=R_3=10 \text{ Ом}, R_2=R_4=20 \text{ Ом}. R_5=105 \text{ Ом}$$

- A) 15 Ом B) 30 Ом C) 45 Ом D) 135 Ом E) 165 Ом

4. Узунлиги 0,5м бўлган тoғри oтказгич магнит майдонини 30° бурчак остида 6 м/с тезлик билан кесиб oтади. Oтказгичдаги индукция Э.Ю.К 3.6 В га тенг бўлса, магнит майдон индукцияси қандай?

- A) 1 Тл B) 2 Тл C) 3 Тл D) 4 Тл E) 6 Тл

5. Иккита нуқтавий заряд ҳавода бир-биридан 10 см масофада F куч билан oзарo таъсирлашади. Шу заряд мой ичига туширилган ҳам худди шундай куч билан oзарo таъсирлашиши учун уларни қандай масофада жойлаштириш керак ($\epsilon=4$).

- A) 5 см B) 5 м C) 0,5 см D) 0,5 м E) 25 см

6. Частотаси 100 Гц бўлган oзгарувчан ток занжирига 25 мГн индуктивликли ёлтак уланган. Занжирда резонанс рoй бериши учун унга уланиши керак бўлган конденсаторнинг сиёимини топинг?

- A) 1 мкф B) 4 мкф C) 10 мкф D) 40 мкф E) 100 мкф

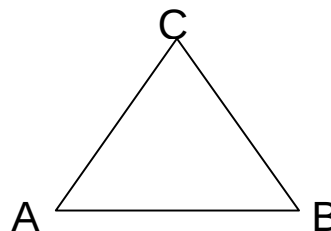
7. Аккумуляторни зарядлангандаги ток кучи 4 А ва клемматсидаги кучланиш 12,8 В. Қисқа туташув токи топилсин.

- A) 7,13 А B) 7.14 А C) 0.71 А D) 14,2 А E) 142 А

8. Ҳар бирининг қаршилиги R га тенг бўлган 3 та симдан ясалган ABC учбурчакнинг қаршилиги аниқлансин.

Туташтирувчи симлар A ва B учларига уланган. (1-расм)

- A) $\frac{3}{2} R$ B) $\frac{2}{3} R$ C) 6 R
D) $\frac{R}{2}$ E) 3 R



9. Амперметрнинг ички қаршилиги 9,9 Ом бўлиб у 0,1 А гача токни oлчашга

мөелжалланган. Шу амперметр билан 10 А гача токни сөлчаш учун унга қандай шунт улаш керак.

А) 1,1 Ом В) 11,1 Ом С) 1 Ом Д) 0,1 Ом Е) 0,01 Ом

10. Аккумуляторни зарядлашдаги ток кучи 4 А ва клеммаларидаги кучланиш 12,8 В разрядлашдаги ток кучи эса 6 А ва клеммаларидаги кучланиш 11,1 В. Аккумуляторнинг ички қаршилиги топилсин.

А) 1 Ом В) 0,5 Ом С) 0,62 Ом Д) 4 Ом Е) 0,845 Ом

11. Ички қаршилиги r ва ЭЮК и 710 кВ бөелган ток манбаига ҳар бирининг қаршилиги $3r$ дан бөелган учта қаршилиқ кетма-кет уланган. Агар қаршилиқлар параллел бөелса, занжирдаги умумий ток кучи неча марта сөзгаради?

А) 4 марта ортади В) 4 марта камаяди С) 3 марта ортади
Д) 3 марта камаяди Е) 5 марта ортади

12. Кумушнинг моляр массаси $\mu_1=108$ кг/кмоль валентлиги $z_1=1$ ва электрохимиявий эквиваленти $k_1=1,08 \cdot 10^{-6}$ кг/Кл. Олтиннинг моляр массаси $\mu_2=200$ кг/кмоль, валентлиги $z_2=1$ бөелса электрохимиявий эквиваленти k_2 топилсин.

А) $1 \cdot 10^7$ В) $2 \cdot 10^7$ С) $6 \cdot 10^7$ Д) $1 \cdot 10^{-6}$ Е) $2 \cdot 10^{-6}$

13. Радиоприёмник тебраниш контуридаги конденсатор сиҳими 10^3 пф җалтак индуктивлиги 1 мГн бөелса, у қандай төелқин узунлигига мосланган бөелади?

А) 1884 м В) 942 м С) 628 м Д) 314 м Е) 157 м

14. Сөзгарувчан ток тармоҳига иккита бир хил конденсаторлар параллел улангандаги ток кучи I_1 ва кетма-кет улангандаги ток кучи I_2 орасидаги муносабатни аниқланг.

А) $I_2=I_1$ В) $I_2=2I_1$ С) $I_2=4I_1$ Д) $I_1=2I_2$ Е) $I_1=4I_2$

15. Бир жинсли магнит майдон индукция чизикларига тик йөсналишда учиб кирадиган зарядланган заррачанин г кинетик энергияси 4 марта орттирилса, у чиқадиган айлана радиуси неча марта сөзгаради?

А) 2 марта камаяди. В) 2 марта ортади. С) 4 марта камаяди.
Д) 4 марта ортади. Е) сөзгармайди.

16. Соленоиддан сөтаётган ток кучи 5 А бөелганда ундаги магнит майдон оқими 2 Вб бөелса, магнит майдон энергияси қанчага тенг бөелади?

А) 2,5 Ж В) 10 Ж С) 5 Ж Д) 12,5 Ж Е) 25 Ж

17. Э.Ю.К 12 В бѐлган манбага, қаршилиги 22 Ом бѐлган џтказгич уланганда ундан 0,5 А ток џтади. Манбанинг қисқа туташув ток кучини топинг?

А) 5 А В) 6 А С) 12 А Д) 6/11 А Е) 11/6 А

18. Алюминий џтказгичдан џтаџтган ток зичлиги $2 \cdot 10^6$ А/м² бѐлса, џтказгич ичидаги майдон кучланганлиги қанча бѐлади? Алюминийнинг солиштирма қаршилиги $2 \cdot 10^{-8}$ Ом·м.

А) $1 \cdot 10^{-2}$ В/м В) $4 \cdot 10^{-2}$ В/м С) $4 \cdot 10^{-3}$ В/м Д) $4 \cdot 10^{-4}$ В/м Е) 0

19. Миллиамперметрнинг ички қаршилиги 500 Ом, џлчайдиган максимал токи 5 мА. Миллиамперметр џрдамида қандай кучланишни џлчаш мумкин?

А) 250 В В) 25 В С) 5 В Д) 2,5 В Е) 0,5 В

20. Буюмларни никеллайдиган электролиз ховузидаги электроднинг юзи 50 дм². Агар электролитдан џтаџтган ток кучи 100 А бѐлса, электроддаги ток зичлиги нимага тенг бѐлади?

А) 200 А/м² В) 120 А/м² С) 50 А/м² Д) 10 А/м² Е) 1 А/м²

21. Электроннинг ядро атрофида айланиш даври $T = 1,6 \cdot 10^{-14}$ с бѐлса, унинг ҳаракати асосида вужудга келадиган ток кучи қанчага тенг бѐлади? $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл

А) $1 \cdot 10^2$ А В) $1 \cdot 10^{-3}$ А С) $1 \cdot 10^{-4}$ А Д) $1 \cdot 10^{-5}$ А Е) $1 \cdot 10^{-6}$ А

22. Агар гальванометрдан 1,6 мкА ток џтаџтган бѐлса, ундан 10 с ичида нечта электрон џтади?

А) $1 \cdot 10^{14}$ та В) $1,6 \cdot 10^{15}$ та С) $1 \cdot 10^{19}$ та Д) $1,6 \cdot 10^{10}$ та Е) $16 \cdot 10^{19}$ та

23. Коендаланг кесим юзи 1 мм² бѐлган мис бѐлагидан 8 А ток џтмоқда. Электронларнинг концентрацияси $n = 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ бѐлса, уларнинг тартибли ҳаракат тезлиги қанчага тенг џлади? $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл

А) 1 мм/с В) 10 мм/с С) 10 см/с Д) 1 м/с Е) 10 м/с

24. Магнит майдонда ҳаракатланаџтган ион џрнига 2 валентли ион киритилди. Магнит майдоннинг таъсир кучи џзгармаслиги учун ионнинг тезлиги қандай џзгартириш лозим?

А) 2 марта орттириш В) 4 марта орттириш
С) 8 марта орттириш Д) 4 марта камайтириш
Е) 2 марта камайтириш

25. Радио узаткич контурининг сиёйми 240 пф дан 60 пф гача камайди. Тарқатилаётган тўлқиннинг узунлиги қандай сезгаради? Индуктивлик бир хил.

- А) 4 марта ортади В) 2 марта камаяди С) 2 марта ортади
Д) илдиз остида 2 марта камаяди

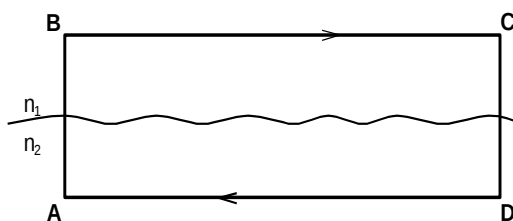
26. Космик кема 20 мГц частотада электромагнит тўлқин тарқатса, радиотўлқинларнинг тўлқин узунлигини топинг.

- А) 5 м В) 10 м С) 15 м Д) 20 м Е) 25 м

27. Чизмада сезгарувчан ток занжиридаги кучланишнинг вақтга боғланиш ифодаси тасвирланган. Кучланишнинг ифодаси кўрсатилсин.

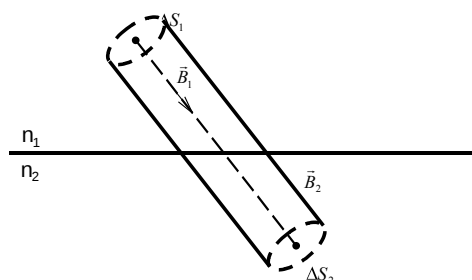
- А) $U=310\sin\cdot 31,4t$ В) $U=310\cos\cdot 10\pi t$ С) $U=220\sin\cdot 31,4t$
Д) $U=220\cos\cdot 31,4t$ Е) $U=310\sin\cdot 31,4t$

28. Қуйидаги чизмада ифодаланган циркуляциядан фойдаланиб, икки муҳит чегарасидан ётишдаги магнит майдон векторининг қандай ташкил этувчилари сезгармас қилишини кўрсатинг.



- А) $H_{1n}=H_{2t}$ В) $H_{1n}=H_{2n}$ С) $H_{2n}=H_{1t}$ Д) $H_{1t}=H_{2t}$ Е) $H_{2n}=H_{2t}$

29. Чизмадан фойдаланиб, икки муҳит чегарасидан индукция оқимларининг ётишда магнит индукция векторининг қандай ташкил этувчилари сезгармас қилишини исботланг.



- А) $B_{1t}=B_{2t}$ В) $B_{1t}=B_{2n}$
С) $B_{1t}=B_{2n}$ Д) $B_{1n}=B_{2n}$
Е) $B_{1t}\neq B_{2n}$

30. Магнит майдонида ω бурчак тезлик билан айланаётган рамка сараб турган юза орқали оетаётган магнит индукция оқими $\Phi=\Phi\cos\omega t$ қонуният билан ўзгаради. Оқимнинг сезгариши туфайли вужудга келаётган Э.Ю.К $E=E_0\sin\omega t$ ва оқим орасидаги фаза фарқларини кўрсатинг.

- А) $\pi/3$ В) $2\pi/3$ С) π Д) $\pi/4$ Е) $\pi/2$

31. Соленоиднинг омик қаршилиги 20 Ом, индуктивлиги $L=0,023$ Гн ва унинг учларидаги потенциал фарқ $\varphi_1-\varphi_2=100$ В га тенг. Ёзгарувчан токнинг амплитуда қиймати топилсин. $\omega=2\pi\nu=314$ с⁻¹

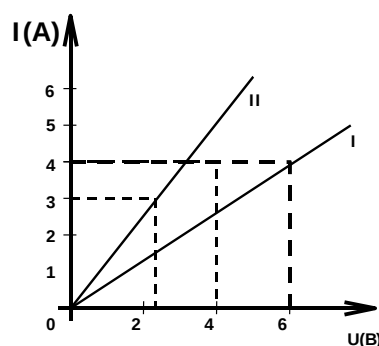
- A) 12,3 А B) 8,7 А C) 9 А D) 7 А E) 4,8 А

32. Тебраниш контури ёзиндукция коэффиценти L бўлган җалтак, конденсатор C ва омик қаршилиги R бўлган занжирдан иборат бўлиб, Э.Ю.К $E=E_0\sin\omega t$ бўлган манба билан кетма-кет уланган занжирдан отаётган ток кучи I га тенг бўлса потенциалнинг тушувини аниқланг?

- A) $-IR+L(dI/dt)+V=E_0\sin\omega t$
 B) $IR+L(dI/dt)=E_0\sin\omega t$
 C) $V+E_0\sin\omega t+L(dI/dt)=IR$
 D) $IR+L(dI/dt)+V=E_0\sin\omega t$

33. Ётказгичларнинг вольтампер характери-каси-дан фойдаланиб, биринчи ётказгич қарши-лигининг иккинчи ётказгич қаршилигига нисбатини топинг.

- A) 2 B) 1,10 C) 1,78 D) 1,87 E) 1,95



34. Индукцияси 0,2 Тл бўлган магнит майдонига индукция чизиқларига тик равишда ҳаракат қилаётган электрон учиб кирди. Электронга таъсир этувчи куч $0,32\cdot 10^{12}$ Н бўлса, электроннинг тезлиги қанча?

- A) $1,6\cdot 10^5$ м/с B) $0,064\cdot 10^6$ м/с C) $1\cdot 10^7$ м/с D) $32\cdot 10^5$ м/с
 E) $1\cdot 10^6$ м/с

35. Ёрамлар сони 1000 та, индуктивлиги 0,02 Гн бўлган җалтак ёзагининг кесим юзаси 20 см². Ғалтакдан отаётган ток 0,1 А бўлса, магнит майдонининг индукциясини топинг?

- A) 0,6 мТл B) 0,76 мТл C) 0,81 мТл D) 0,93 мТл E) 1 мТл

36. Магнит майдонининг токли ётказгичга таъсир кучини ифодалайдиган формуласини кўрсатинг.

- A) $F=E\cdot q$ B) $F=BIL\cdot \cos\alpha$ C) $F=k\cdot (q_1\cdot q_2/r^2)$ D) $F=BIL\cdot \sin\alpha$
 E) $F=Bvq\cdot \sin\alpha$

37. Ўтказгичдаги ток кучи 0,2 с давомиди 0 дан 2 А гача текис ўзгарганда 20 мВ ўзиндукция Э.Ю.К ҳосил бўлса, бу ўтказгичнинг индуктивлиги қандай?

- А) 1 мГн В) 2 мГн С) 3 мГн Д) 4 мГн Е) 5 мГн

38. Конденсатор разрядланишида қопламалар орасидаги электр майдон $D = \epsilon E_0 \sin \omega t$ қонун билан ўзгарадиган бўлса, силжиш токнинг зичлиги топилин. ($D = \epsilon E = \epsilon \epsilon_0 \sin \omega t$, σ -сирт заряд зичлиги)

- А) $i_c = 1/4\pi \epsilon_0 \cos \omega t$
 В) $i_c = 1/4\pi \epsilon E_0 \cos \omega t$
 С) $i_c = \omega 4\pi \epsilon_0 \sin \omega t$
 Д) $i_c = (1/4\pi) \cdot (dE/dt)$
 Е) $i_c = 1/4\pi \epsilon \omega E_0 \cos \omega t$

39. Магнит майдоннинг уярмавий характери кўрсатадиган ифодани кўрсатинг.

- А) $\int_{(s)} H dS = 4\pi i_c$
 В) $\int_L H dL = 4\pi I$
 С) $\int_L H_L dL = 0$
 Д) $\int H S dL = 4\pi \sin dS$

40. Диэлектрик доимийси ϵ_1 ва ϵ_2 бўлган икки муҳит чегарасидан индукция чизиқларини узлуксиз ўтишини кўрсатадиган ифодани кўрсатинг.

- А) $D_{1t} = D_{1n}$ В) $D_{1n} = D_{2t}$ С) $2_{1t} = D_{2t}$ Д) $D_{tn} = \epsilon_1 E_{1t}$ Е) $D_{1n} = D_{2n}$

41. Диэлектрик молекулаларининг қутбланиш коэффициентининг ифодасини аниқланг?

- А) $(\epsilon - 1/\epsilon + 2) \cdot (\mu/\rho) = (3/4\pi\alpha) + (4\pi\rho_c^2/9kT) \cdot N$
 В) $(\epsilon - 1/\epsilon + 3) \cdot (\mu/\rho) = (\pi N\alpha) + (4\pi\rho_0^2/kT) \cdot N$
 С) $(\epsilon - 3/\epsilon + 2) \cdot (\mu/\rho) = (\pi N/4)$
 Д) $(\epsilon - 1/\epsilon + 4) \cdot (\mu/\rho) = (4\pi/3) \cdot \alpha N + (4\pi/kT) \cdot \rho_0^2 N$
 Е) $(\epsilon - 1/\epsilon + 2) \cdot (\mu/\rho) = (4\pi/3) \cdot \alpha N + (4\pi/9) \cdot (\rho_0^2/kT) \cdot N$

42. Рентген нурлари ёрдамида ионланаётган ҳавонинг 1 см^3 ҳажмида мувозанат шароитида $n_0 = 10^7$ жуфт ион мавжуд. Шу шароитда ҳавонинг электр ўтказувчанлиги σ ни топинг. Ионлар зарядини бир қаррали деб олинг. ($u_+ + u_- = 3,11 \text{ см/с} \cdot \text{В}$)

- А) $2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ В) $11 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ С) $4 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$
 Д) $5 \cdot 10^{-1} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ Е) $7 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$

43. Ер сиртига яқин атмосфера ҳавосида тупроқнинг радиоактивлиги ва космик нурланиши туфайли 1 с да сërтача 5 жуфт ион ҳосил бўлади. Бир-биридан $L=5$ см узоқликда жойлашган ҳар бирининг юзи $s=100 \text{ см}^2$ бўлган ясси электродлар орасидаги ҳавонинг бундай табиий ионланиш натижасида вужудга келадиган тейиниш токива ток зичлигини топинг (q ни электронга қаррали ион деб ҳисобланг, $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$)

А) 10^{-12} А/м^2 , 10^{-14} А В) 10^{-13} А/м^2 , 10^{-12} А С) 10^{-18} А/м^2 , 10^{-20} А
 Д) $4 \cdot 10^{-14} \text{ А/м}^2$, $4 \cdot 10^{-16} \text{ А}$ Е) $6 \cdot 10^{-15} \text{ А/м}^2$, $6 \cdot 10^{-17} \text{ А}$

44. Силжиш ва сётказувчанлик ток зичликларининг фазода ҳосил қилган уюрмалли магнит майдон кучланганлиги вектори (индукция вектори) нинг ифодаси ксёрсатилсин.

- А) $\text{rot } H = (4\pi/c) \cdot i + (1/c) \cdot (dD/dt)$
 В) $\text{rot } H = i - (dD/dt)$
 С) $\text{rot } H = -(1/c) \cdot (dD/dt) - i$
 Д) $\text{rot } H = (r/c) \cdot (dD/dt) + (5\pi i/c)$
 Е) $\text{rot } H = (2/c) \cdot (dD/dt) + (5\pi i/c)$

45. Видеман-Франц қонунининг ифодасини ксёрсатинг.

- А) $I/\delta = (m \cdot V^2/L^2) \cdot k$ В) $I/\delta = (\mu \cdot V^2/L^2) \cdot Nk$ С) $I/\delta = (\mu \cdot N \cdot U_2/L^2) \cdot k$
 Д) $I/\delta = (3k^2/L^2) \cdot T$ Е) $I/\delta = (3k^2/L^2) \cdot t$

46. Зарядланган сётказгичдан ясалган сфераниннинг марказига ($-q$) заряд жойлаштирилган. Сфера ичидаги умумий заряд миқдори нимага тенг?

- А) $-q$ В) $+q$ С) $+2q$ Д) $-3q$ Е) 0

47. Кучланиш сзгармас бўлганида қайси температурада сётказгичдаги эркин электронлар тартибли ҳаракатининг тезлиги энг катта бўлади?

- А) 200 К В) 100 К С) 300°С Д) 700 К Е) 0°С

48. R ва $2R$ қаршилиқлар сзгармас кучланиш манбаига параллел уланган. R қаршилиқда 100 Ж иссиқлик миқдори ажралганда, $2R$ қаршилиқда қанча иссиқлик ажралади? (Ж)

- А) 200 В) 50 С) 400 Д) 25 Е) 100

49. Сзгармас кучланиш манбаига уланган R қаршилиқли сётказгичга $2R$ қаршилиқли сётказгич параллел уланса, R сётказгичдаги ток кучи неча марта камаяди?

- А) 2 В) $1,5$ С) 3 Д) 4 Е) сзгармайди

50. Электролизда ҳосил қилинаётган металл қатламининг аниқлаш формуласини топинг: k -металлнинг электрохимёвий эквиваленти, j -ток зичлиги, ρ -зичлик, t -вақт

A) $d=j(k\Delta t/\rho)$ B) $d=jk\Delta t$ C) $d=ik\rho\Delta t$ D) $d=k\rho\Delta t/i$ E) $d=k\rho/i\Delta t$

51. Мис симнинг 50°C даги қаршилиги $2R$, 100°C даги қаршиликни (Ом) топинг. Мис учун қаршиликнинг температура коэффиценти $0,004\text{ K}^{-1}$

A) 2,33 B) 4,66 C) 2,16 D) 0,59 E) 4

52. Ёзгармас кучланиш манбаига уланган R қаршиликка $2R$ қаршилик кетма-кет уланса, R қаршиликдаги кучланишнинг тушуви неча марта камаяди?

A) 3 B) 2 C) 4 D) 1,5 E) ёзгармайди

53. Ички қаршилиги $r=0$ тенг бўлган ток манбаига уланган R қаршиликка $2R$ қаршилик параллел уланса, ташқи занжирдаги қувват қандай ёзгаради?

A) 2 марта ошади B) 2 марта камаяди C) 1,5 марта камаяди
D) 1,5 марта ошади E) 3 марта камаяди

54. Тебраниш контури сиёими C бўлган конденсатордан ва индуктивлиги L бўлган ёалтакдан иборат. Агар кучланиш амплитудаси U_0 бўлса, қандай бўелади?

A) $U_0\sqrt{LC}$ B) $U_0\sqrt{L/C}$ C) $U_0(L/C)$ D) $U_0(C/L)$ E) $U_0\sqrt{C/L}$

55. Зарядланган зарранинг кинетик энергияси 9 марта ортса, унинг циклотрондаги айланма ҳаракатининг даври қандай ёзгармайди?

A) 9 марта камаяди B) 3 марта камаяди C) ёзгармайди
D) 3 марта ортади E) 9 марта ортади

56. Кюри ҳароратида модданинг қандай ёзгаради?

A) газ ва суюқлик зичликлари орасидаги фарқ йёқолади
B) модданинг қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатлари мувозанатда бўелади
C) модданинг ферромагнит хоссалари ёзгаради
D) газнинг ионланиш жараёни бошланади
E) модданинг қаттиқ, суюқ ва буё орасидаги фарқ йёқолади

57. Юзаси $0,2\text{ м}^2$ бўлган. Контур индукцияси 5 Тл бўлган бир жинсли магнит майдонида жойлашган. Агар контур текислиги индукция чизикларига параллел жойлашган бўлса, контур юзасидан ётаётган магнит оқими (Вб) қанча бўелади?

A) 0,1 B) 0,5 C) 1 D) 5 E) 0

МАСАЛАЛАР

1. Агар 5 с давомида 6,4 А ток ўтса, шу вақтнинг ичида ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан қанча электрон ўтади? (Ж: $2 \cdot 10^{20}$ та)
2. Қаршилиги 5 Ом бўлган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1,5 минут давомида 45 Кл заряд миқдори ўтди. Шу ўтказгичнинг учларидаги кучланишни топинг. (Ж: 2,5 В)
3. ўтказгичнинг кўндаланг кесим юзи 50 мм^2 , эркин электронлар концентрацияси $4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ва ундаги ток кучи 3,2 А бўлганда эркин электронлар дрейфининг ўртача тезлигини топинг. (Ж: 10^{-5} м/с)
4. Кўндаланг кесим юзи $0,5 \text{ мм}^2$ бўлган мис симнинг қаршилиги 9 Ом га тенг бўлиши учун симнинг узунлиги қандай бўлиши керак? (Ж: 1795 К)
5. Электр лампочкадаги вольфрам толасининг 0°C даги қаршилиги 300 Ом, лампочка ёнганда унинг қаршилиги 2400 Ом бўлади. Толанинг чўлғаниш температурасини топинг. (Ж: 12,6 м.)
6. 820°C температурада қаршилиги 49,6 Ом бўладиган иситиш асбоби ясаш учун диаметри 0,4 мм бўлган никелин симдан 20°C температурада қандай узунликда олиш керак? (Ж: 0,96 Ом)
7. Қаршиликлари 2, 4, 6 ва 8 Ом бўлган тўртта ўтказгич параллел уланиб, кучланиши 4,8 В бўлган занжирга қўшилган. Умумий қаршилик ва умумий ток кучини топинг. (Ж: 25 та)
8. 2, 4 ва 5 Ом ли учта ўтказгич занжирнинг тармоқланган қисмини ташкил этади. Агар занжирнинг тармоқланмаган қисмидаги ток кучи 5 А бўлса, унинг тармоқланган қисмининг умумий қаршилиги, шу қисм учларидаги кучланиш ва ҳар бир ўтказгичдаги ток қандай бўлади? (Ж: 24 В, 1,2 А, 0,8 А)
9. Гальваник элементга вольтметр уланганда у 1,2 В ни кўрсатади, элементни қаршилиги 2 Ом бўлган сим билан туташтирилгач, вольтметр 1 В ни кўрсатади. Элементнинг ички қаршилигини топинг. (Ж: 0,4 Ом)
10. Электр юритувчи кучи 12 В бўлган батареяга 2 Ом қаршилик уланганда занжирдаги ток 5 А бўлса, батареянинг қисқа туташув токини топинг. (Ж: 30 А)
11. Батарея қутбларидаги потенциаллар фарқи 110 В бўлганда 5 А ток кучи ҳосил қилиш учун ЭЮК 2 В дан ва ички қаршилиги 0,2 Ом дан бўлган аккумуляторларнинг нечасини кетма-кет улаш керак? (Ж: 110 та)
12. ЭЮК лари 1,9 В ва 1,1 В, ички қаршиликлари 0,8 Ом ва 0,1 Ом бўлган иккита элемент ўзаро параллел уланиб, 10 Ом қаршиликка туташтирилган. Занжирнинг ташқи қисмидаги ток кучини топинг. (Ж: 0,12 А)
13. Қаршилиги 0,4 Ом бўлган амперметр 5 А ток кучини ўлчашга мўлжалланган. Шу амперметр билан 100 А ток кучини ўлчаш учун унга қандай шунт улаш керак? (Ж: 0,021 Ом)

14. Қаршилиги 200 Ом бўлган вольтметр шкаласининг бўлим қийматини 20 марта орттириш учун унга қандай қўшимча қаршилик улаш керак? (Ж: 3800 Ом)

15. 127 В ли иккита электр лампочкаси бўлиб, улардан бири 60 Вт, иккинчиси 90 Вт қувватга мўлжалланган. Қайси лампочка қаршилиги катта ва неча марта? (Ж: 1,5 марта)

16. Массаси 900 кг бўлган лифт ўртача 0,44 м/с тезлик билан кўтарилади. Мотор қисқичларидаги кучланиш 220 В га тенг, унинг ФИК 90%. Мотор сарфлаётган қувватни ва ток кучини топинг. (Ж: 4,3 кВт, 19,6 А)

17. Қуввати 600 Вт бўлган электр иситгич 120 В кучланишга мўлжалланган. Иситгич ясалган никелин симнинг кўндаланг кесим юзи 0,2 мм² бўлса, бундай симдан қандай узунликда олиш керак? (Ж: 12 м)

18. Қуввати 600 Вт бўлган электр чойнакда 1 л сувни 20°C дан 100°C гача иситиш учун кетган вақтни аниқланг. Чойнакнинг ФИК 80%. (Ж: 11 мин.)

19. Қаршилиги 2 Ом бўлган электромотор 120 В кучланишда ишлайди. Мотор ишлаётганда 10 А ток кучи ўтса, унинг истеъмол қилувчи қувватини ва ФИК ни топинг. (Ж: 1,2 кВт, 83%)

20. $8,3 \cdot 10^5$ м/с тезликка эга бўлган эркин электрон цезийдан чиқа олса, унинг чиқиш ишини топинг? (Ж: 1,9 эВ)

21. Икки соатда 8,049 г кумуш ажралиб чиқиши учун ток кучи қандай бўлиши керак? (Ж: 1 А)

22. Кумуш нитрат (AgNO_3) электролитик ванна билан кетма-кет уланган амперметр 0,9 А ток кучини кўрсатмоқда. Агар 5 минут давомида ток ўтганида 316 мг кумуш ажралган бўлса, амперметрнинг кўрсатиши тўғри бўладими? (Ж: 0,04 А кам кўрсатади)

23. Рух сульфат эритмасини 1 соат давомида электролиз қилганда, ундан 2,45 г рух ажралиб чиққан. Агар вольтметр қаршилигидаги кучланиш тушишини 6 В га тенг эканлигини кўрсатса, электролиз қилинаётган ванна билан кетма-кет уланган қаршиликнинг катталигини топинг. (Ж: 3 Ом)

24. Электролиз 8 В кучланиш остида олиб борилганда курилманинг ФИК 80% бўлса, 100 кг рафинланган (тозаланган) мис олиш учун қанча энергия сарфлаш керак? (Ж: $3 \cdot 10$ Ж)

25. Агар ер билан булут орасидаги потенциаллар фарқи 10^8 В, разряд энергияси $2 \cdot 10^9$ Ж бўлса, разряд вақтида ўтган электронларнинг сонини топинг. (Ж: $1,25 \cdot 10^{20}$ та)

26. Юзи 100 см² дан бўлган пластинкалар орасидаги масофа қандай бўлганида тўйиниш токи 10^{-10} А бўлади? Ионизатор 1 см газда ҳар секундда $12,5 \cdot 10^6$ жуфт ион ҳосил бўлади. (Ж: $5 \cdot 10^{-3}$ м)

27. Дiod лампада максимал анод токи 50 мА. Ҳар секундда катоддан неча электрон учиb чиқади? (Ж: $3,1 \cdot 10^{17}$ дона)

28. Ҳаво молекуласининг ионизация энергияси 15 эВ, молекулани зарб билан ионлаш учун электрон югуриш йўлининг ўртача узунлиги қандай

бўлиши керак? Нормал босимда хаво разряд майдон кучланганлиги $3 \cdot 10 \frac{6 - V}{m}$

бўлганда юзага келади. (Ж: $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$)

29. Симоб атомларининг ионизацияси учун уларнинг қандай температурадаги илгариланма ҳаракат ўртача кинетик энергияси етарли бўлади? Симоб атомининг ионизация потенциали 10,4 В. (Ж: $8 \cdot 10^4 \text{ К}$)

30. Радиуси 1 см бўлган доиравий сим ўрамадан 2 А ток ўтмоқда. Шу ўрам марказидаги магнит майдон индукция вектори топилсин. (Ж: $2,51 \cdot 10^{-5} \text{ Тл}$)

31. Ҳазор параллел иккита сим орасидаги масофа 20 см. Уларнинг биридан 5 А иккинчисидан 2,5 А ток ўтмоқда. Икки сим орасидаги масофанинг ўртасига жойлашган нуқтадаги магнит майдон индукция вектори топилсин. (Ж: $5 \cdot 10^{-6} \text{ Тл}$)

32. Узунлиги 40 см бўлган соленоидда 4000 ўрам бор. Агар соленоиддаги ток кучи 0,5 А бўлса, магнит майдон индукция вектори нимага тенг? (Ж: $6,3 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}$)

33. Томонлари 3 см ва 5 см бўлган тоқли рамка электромагнит қутблари орасига жойлаштирилган. Рамка текислиги магнит куч чизиқларига параллел. Рамкадаги ток кучи 10 А ва магнит майдон индукцияси 0,1 Тл бўлса, рамкага магнит майдони томонидан таъсир этувчи кучлар моментини аниқланг. (Ж: $1,5 \cdot 10^3 \text{ Н} \cdot \text{м}$)

34. Магнит майдонда магнит моменти 10 м^2 . А бўлган рамкага 0,5 Н·м айлантирувчи момент таъсир этади. Рамка текислиги магнит куч чизиқларига параллел жойлашган. Шу майдоннинг индукциясини топинг. (Ж: 0,05 Т)

35. Индукция $2 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$ бўлган магнит майдонга перпендикуляр йўналишда 0,5 м узунликдаги тоқли ўтказгич жойлаштирилган. Агар магнит майдон тоқли ўтказгичга 0,15 Н куч билан таъсир этаётган бўлса, ундан оқаётган ток кучини топинг. (Ж: 15 А)

36. Бир жинсли магнит майдонга жойлаштирилган 0,4 м узунликдаги тўғри тоқли ўтказгичга $9 \cdot 10^{-3} \text{ Н}$ куч таъсир қилади. Агар ўтказгичдаги ток 10 А, майдон индукцияси $7,6 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$ бўлса, ток ва магнит майдон индукцияси вектори орасидаги бурчакни аниқланг. (Ж: 17°)

37. Индукцияси 0,1 Тл бўлган магнит майдонда 30 см радиусли айлана ёйи бўйича ҳаракатланаётган электроннинг кинетик энергияси топилсин. (Ж: 800 МэВ)

38. Вакуумда бир жинсли магнит майдон йўналиши билан рамка текислиги 60° бурчак остида жойлашган бўлиб, унинг юзидан 0,001 Вб га тенг магнит оқими ўтади. Рамканинг юзи 200 см^2 . Магнит майдон индукцияси топилсин. (Ж: $58 \cdot 10^{-3} \text{ Т}$)

39. 300 В потенциаллар фарқи билан тезлаштирилган электрон тўғри ўтказгичдан параллел равишда ҳаракатланади. Агар ўтказгичдаги ток кучи 5 А га тенг бўлса, электронга қандай куч таъсир қилади? (Ж: $4 \cdot 10^{-16} \text{ Н}$)

40. Магнит индукцияси 1 тесла бўлган циклотронда протонлар 5 МэВ энергияга тенг бўлиши учун улар қандай радиусли орбита бўйича ҳаракатланиши керак? (Ж: 0,32 м)

41. Ўтказгич контури кесиб ўтадиган магнит оқими бир текис 0,8 Вб га ўзгарганда, индукцион ЭЮК 1,6 В га тенг бўлган. Магнит оқимининг ўзгариш вақтини топинг. Ўтказгичнинг қаршилиги 0,32 Ом бўлса, индукцион ток кучи қандай? (Ж: 0,5 с)

42. 100 ўрам симли соленоидда магнит оқими 0,005 с давомида $5 \cdot 10^{-3}$ дан $2,5 \cdot 10^{-5}$ Вб гача бир текис ўзгарган. Индукция ЭЮК ни топинг. (Ж: 50 В)

43. Узунлиги 20 см ва кўндаланг кесимининг юзи 30 см^2 бўлган соленоидга сим ўрами кийгизилган. Соленоид 320 ўрамга эга, ундан 3 А ток ўтади. Соленоиддаги ток 0,001 с давомида узилса, кийгизилган ўрамда ўртача қанча ЭЮК индукцияланади? (Ж: $18 \cdot 10^{-3}$ В)

44. Занжирдаги ток 0,1 с давомида 5 А дан 10 А гача бир текис ўзгартирилганда 20 В га тенг ўзиндукцион ЭЮК ҳосил бўлади. Шу вақтдаги магнит майдон энергияси қанча бўлади? (Ж: 20 Ж)

45. Диаметри 4 см бўлган җалтакнинг индуктивлиги 0,001 Гн бўлиши учун 0,6 магнит майдон диаметрли симдан унга бир қават зич қилиб неча ўрам ўраш керак? (Ж: 380)

46. Пўлат җўлада магнит индукцияси 0,75 Тл. Токлар ҳосил қилган магнит майдон индукцияси $1,88 \cdot 10^{-3}$ Тл бўлса, пўлатнинг магнит сингдирувчанлиги қандай? (Ж: 400)

47. Синусоидал ток электр юритувчи кучининг оний қиймати 40^0 фаза учун 120 В. ЭЮКнинг амплитуда ва ҳақиқий қийматлари топилсин. (Ж: 87 В)

48. Ўзгарувчан ток ўтаётган занжир қисмидаги кучланиш вақт ўтиши билан $U = U_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{6}\right)$ қонун бўйича ўзгаради. Вақтнинг $t = \frac{T}{12}$ қийматида

кучланишнинг оний қиймати 10 В га тенг. Кучланишнинг амплитуда қиймати топилсин. (Ж: 11,5 В)

49. Агар ўзгарувчан токнинг частотаси 500 Гц, җалтак индуктивлиги 2 Гн бўлса, бундай җалтакнинг индуктив қаршилигини аниқланг. (Ж: 6280 Ом)

50. Индуктив қаршилиги 500 Ом бўлган җалтак частотаси 1000 Гц бўлган ўзгарувчан кучланиш манбаига уланган. Кучланишнинг ҳақиқий қиймати 100 В. Занжирдаги токнинг амплитуда қиймати ва җалтакнинг индуктивлигини аниқланг. (Ж: 0,08 Г)

51. Ўзгарувчан ток занжирдаги амперметр 6 А токни, вольтметр 220 В кучланишни, ваттметр эса 1100 Вт қувватни кўрсатса, қувват коэффиценти ва ток кучланиш орасидаги силжиши қандай бўлади? (Ж: $\cos\varphi=0.83$; $\varphi=29^027'$)

52. Резистор, җалтак впа конденсаторлар кетма-кет уланган занжирдан 1 А ток ўтмоқда. Занжирнинг актив қаршилиги 60 Ом, бутун занжирга берилган кучланиш 200 В. Занжирнинг тўла қаршилиги, қувват коэффиценти ва актив қувватини топинг. (Ж: 200 Ом; 0,3; 60 Вт)

53. Кучайтирувчи трансформаторнинг бирламчи чулҳамида 1600 ўрам бор. Бирламчи чуҳам учларидаги кучланиш 100 В, иккиламчи чуҳамдаги ток кучи эса, 0,3 А га тенг. Трансформаторнинг фойдали қувватини топинг. (Ж: 480 Вт)

54. Пасайтирувчи трансформатор кучланиш 220 В кбўлган тармоққа уланган. Иккиламча чулҳам клеммасига қаршилиги 12,6 Ом бўлган асбоб уланган. Агар трансформация коэффиценти 35 бўлса, асбобдаги ток кучини аниқланг. (Ж: 0,5 А)

55. 800 В кучланишда $75 \cdot 10^4$ кВт қувват икки симли линия орқали узатилади. Линиядаги қаршилиги 50 Ом бўлса, узатишнинг ФИК ни топинг. (Ж: 94%)

56. Сиҳими 2 мкФ бўлганда тебраниш контурида 103 Гц га тенг частота ҳосил қилиш учун шу контурга қандай индуктивлик улаш керак? (Ж: $127 \cdot 10^{-4}$ Г)

57. Электромагнит тўлқинлар бир жинсли муҳитда $2 \cdot 10^8$ м/с тезлик билан тарқалади. Агар бўшлиқда электромагнит тебранишлар частотаси частотаси 1 МГц бўлса, уларнинг муҳитдаги тўлқин узунлиги қандай бўлади? (Ж: 200 м)

58. Тебранишлар частотаси 400 Гц билан 500 Гц ўртасида ўзгариши учун тебраниш контуридаги ҳалтакнинг индуктивлиги қандай чегараларда ўзгариши керак? Конденсаторнинг сиҳими 10 мкФ.
(Ж: $16 \cdot 10^{-3} \text{ Гц} \geq L \geq 10^{-2} \text{ Гц}$)

59. Тебраниш контури $2,5 \cdot 10^{-6}$ Гн индуктивликли ҳалтак ва ҳар бирининг сиҳими $5 \cdot 10^{-3}$ мкФ бўлган ўзаро параллел уланган иккита конденсатордан тузилган. Контурдаги электромагнит тебранишлар даври ва контур тарқатаётган электромагнит тўлқинларнинг узунлигини аниқланг. (Ж: 10^{-6} с)

60. Сиҳими 2 мкФ ва индуктивлиги $24 \cdot 10^{-3}$ Гн бўлган контурда эркин сўнмас электромагнит тебранишлар ҳосил бўлмоқда. Агар кондесатор қопламаларидаги максимал кучланиш 2,2 В бўлса, контурдаги максимал ток кучи қандай бўлади? (Ж: 0,02 А)